

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЫ ПРИ ПОМОЩИ МИКРОРАДИОВОЛН

М. Д. Райзер, И. С. Шпигель

ВВЕДЕНИЕ

В течение многих лет многообразные явления в плазме газового разряда изучались при помощи зондов Ленгмюра, оптических методов и спектроскопии. Эти методы позволили получить основные сведения о физике газового разряда, но наличие многочисленных вторичных процессов часто затрудняло интерпретацию полученных результатов и получение новых данных.

В последние годы значительное развитие получили микроволновые способы изучения газового разряда. Вопросы, связанные со взаимодействием свободных электронов плазмы с электромагнитными полями, впервые возникли при изучении распространения радиоволн в ионосфере. Именно в связи с этим в 30-х годах появились первые работы¹⁻⁴ по измерению проводимости плазмы в поле высокой частоты. Эксперименты проводились в дециметровом диапазоне волн. Сама техника высокой частоты в то время была на низком уровне, и поэтому работы не получили достаточного развития.

Значительный рост техники сантиметровых волн в послевоенные годы позволил возобновить эти работы на более высоком техническом, а также и теоретическом уровне.

Известно, что плазма, находящаяся в высокочастотном электрическом поле, обладает комплексной проводимостью, а следовательно, и комплексной диэлектрической постоянной. Микроволновые методы изучения плазмы как раз и основаны на этом. Если, например, плазма помещена в резонатор, то наличие мнимой части проводимости σ_i вызывает сдвиг резонансной частоты, а наличие действительной части проводимости σ_r приводит к ухудшению его добротности. Если волна распространяется через плазму, находящуюся в свободном пространстве, или помещенную в волновод, то наличие σ_i приводит к изменению фазы, а наличие σ_r вызывает затухание волн.

Изучая зависимость σ_i от времени в распадающейся плазме, можно получить данные о плотности электронов (и ионов) и о процессах диффузии и рекомбинации. Зависимость σ_r или отношения σ_i/σ_r от времени в той же распадающейся плазме позволяет определить частоту и вероятность соударений электронов и т. д.

При помощи микрорадиоволн можно исследовать характеристики не только газоразрядной плазмы, но и плазмы в пламенах^{5,6}.

Заметим, что вышеупомянутые методы изучения плазмы при помощи микрорадиоволн полностью совпадают с методами исследования свойств диэлектриков на сверхвысоких частотах.

При исследованиях плазмы используется также эффект кросс-модуляции (Люксембургско-Горьковский эффект), который имеет место при

одновременном распространении двух электромагнитных волн в одной и той же области ионосферы. Явление это заключается в том, что передача мощной радиостанции, работающей на частоте ω_1 , может быть принята при приеме менее мощной радиостанции, работающей на частоте ω_2 . Электромагнитное поле мощной радиостанции изменяет среднюю энергию электронов ионосферы и тем самым изменяет число соударений электронов с молекулами и атомами газа, т. е. σ_r . Поскольку поглощение электромагнитной волны связано с величиной σ_r , это приводит к дополнительной модуляции мощности более слабой радиостанции.

Воспроизведение явления взаимодействия электромагнитных волн в лабораторных условиях позволяет определять зависимость частоты столкновений электрона от его средней энергии, вероятность соударений электрон—ион и электрон—атом и т. д.

В данной работе рассмотрены микроволновые методы исследования плазмы, показана возможность изучения тех или иных процессов, протекающих в ней, и для иллюстрации приведены некоторые данные о поведении заряженных частиц в плазме, полученные при помощи микрорадиоволн.

В последние годы плазма находит широкое применение в таких высокочастотных устройствах, как гираторы, аттенуаторы, антенные переключатели и т. д.^{7,8}. В связи с тем, что такое использование плазмы носит сугубо прикладной характер, исследование подобных устройств выходит за рамки настоящей работы.

§ 1. ПРОВОДИМОСТЬ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПОСТОЯННАЯ ИОНИЗОВАННОГО ГАЗА

В этом разделе мы коротко остановимся на основных свойствах плазмы, характеризующих ее поведение в высокочастотных электромагнитных полях.

Общая теория взаимодействия электронов неограниченной плазмы с высокочастотным электрическим полем рассмотрена в работах^{9,10}. Функцию распределения электронов в высокочастотном поле обычно получают при помощи методов кинетической теории газа, предполагая, что электроны испытывают только упругие соударения с атомами газа и пренебрегая соударениями с ионами и электронами. При этом считают, что длина свободного пробега электрона не зависит от энергии, т. е. $l = \frac{v}{\nu} = \text{const}$ (ν — средняя тепловая скорость и ν — частота соударений электрона)*). Помимо

*) Аналогичное рассмотрение можно провести для постоянного времени свободного пробега $\tau = \frac{l}{v} = \text{const}$, а длину свободного пробега считать переменной, т. е. зависящей от энергии электрона (функция распределения в этом случае также является максвелловской). При этом условии выражение для проводимости имеет вид^{11, 12}

$$\tau_c = \sigma_r + j\sigma_i = \frac{\omega_0^2}{4\pi(1 + \omega^2\tau^2)} [1 - j\omega\tau]$$

и

$$\frac{\sigma_i}{\sigma_r} = \omega\tau.$$

Моргенау и Адлер¹³ использовали микроволновые измерения высокочастотной проводимости положительного столба в ртутном разряде для оценки справедливости двух условий: $\tau = \text{const}$ и $l = \text{const}$. По экспериментальным данным были построены две зависимости: $p\tau$ и pl от T_e (p — давление газа). Оказалось, что $pl = \text{const}$, а $p\tau = f(T_e)$. Эти результаты, полученные в диапазоне энергии электронов 0,6—1,1 эв, говорят о том, что в слабо ионизованном газе и при малых энергиях электронов с достаточной степенью точности можно считать $l = \text{const}$.

этого предполагается также, что энергия, получаемая от высокочастотного поля, мала, т. е.

$$kT \gg \frac{M}{6m} \frac{e^2 E^2}{\omega^2 m}, \quad (1)$$

где M — масса атома, e и m — заряд и масса электрона, ω и E — частота и эффективное значение приложенного высокочастотного поля соответственно. Это условие обычно выполняется в сантиметровом диапазоне волн, но ограничивает величину E порядка нескольких

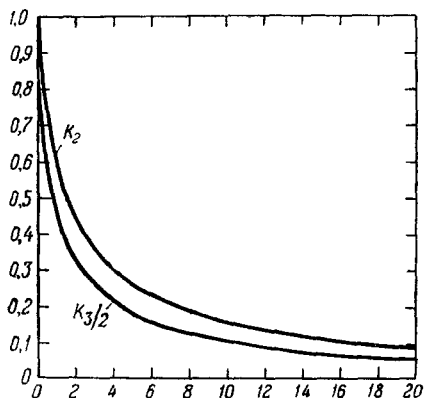


Рис. 1. Зависимость k_2 и $k_{3/2}$ от $x_1 \sim \frac{\omega^2}{\sqrt{2}}$.

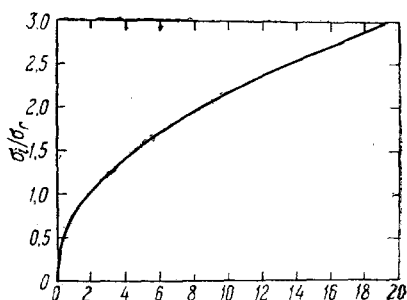


Рис. 2. Отношение $\frac{\sigma_i}{\sigma_r}$ в зависимости от x_1 .

вольт на сантиметр. В этом случае функция распределения электронов является максвелловской, соответствующей температуре

$$T = T_e \left[1 + \frac{M}{m} \frac{e^2 E^2}{6m\omega^2 kT_e} \right] \approx T_e \quad (2)$$

и при всех вышеперечисленных условиях комплексная проводимость плазмы

$$\sigma_c = \sigma_r + j\sigma_i = \frac{4}{3} \frac{e^2 n l}{(2\pi m kT)^{\frac{1}{2}}} [k_2(x_1) - jx_1^{\frac{1}{2}} k_3(x_1)], \quad (3)$$

где

$$x_1 = \frac{m l^2 \omega^2}{2kT_e}.$$

На рис. 1 и 2 приведены графики зависимости k_2 , k_3 и отношения

$\frac{\sigma_i}{\sigma_r}$ при $x_1 \sim \frac{\omega^2}{\sqrt{2}}$.

При $\frac{\nu}{\omega} \approx 1$ выражение проводимости приближенно записывается в следующем виде:

$$\sigma_c = \frac{\omega_0^2 \nu}{4\pi(\omega^2 + \nu^2)} - j \frac{\omega_0^2 \omega}{4\pi(\omega^2 + \nu^2)}, \quad (4)$$

где $\omega_0^2 = \frac{4\pi n e^2}{m} \approx 3,2 \cdot 10^9 n$ — квадрат собственной частоты электронных колебаний плазмы.

Обычно при экспериментах в сантиметровом диапазоне волн и давлениях меньше десятков мм рт. ст. выполняется условие $\frac{\nu}{\omega} \ll 1$.

Это позволяет привести выражение (4) к более простому виду *)

$$\sigma_c = \frac{\omega_0^2 \nu}{4\pi\omega^2} - j \frac{\omega_0^2}{4\pi\omega}. \quad (5)$$

Данное выражение для σ_c является основным соотношением при исследовании плазмы при помощи микрорадиоволн.

Используя выражение для комплексной проводимости (4), можно получить значение диэлектрической постоянной плазмы:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 + \nu^2} - j \frac{\omega_0^2}{\omega} \frac{\nu}{\omega}. \quad (6)$$

Учитывая условие $\frac{\nu}{\omega} \ll 1$, при решении многих задач пренебрегают мнимой частью комплексной диэлектрической постоянной и считают:

$$\varepsilon \approx 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}. \quad (7)$$

Из выражения (7) видно, что при $\omega_0 = \omega$ действительная часть диэлектрической постоянной обращается в нуль. Значение плотности электронов n , при которой $\varepsilon = 0$, обозначим

$$n_{\text{крит}} = 3,12 \cdot 10^{-10} \omega^2. \quad (8)$$

При значениях $n > n_{\text{крит}}$ коэффициент отражения электромагнитной волны от плазмы близок к единице. Следовательно, значение $n_{\text{крит}}$ определяет для данной частоты ω наибольшую плотность плазмы, которую можно исследовать при помощи микрорадиоволн. На рис. 3 приведен график зависимости величины $\omega_{\text{крит}}$ ($\lambda_{\text{крит}}$) от плотности электронов.

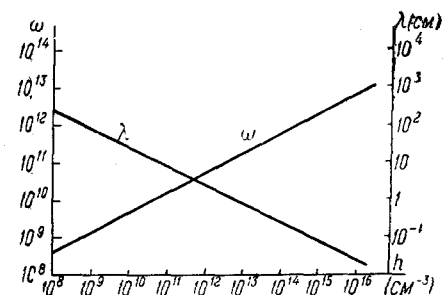


Рис. 3. Зависимость $\omega_{\text{крит}}$ и $\lambda_{\text{крит}}$ от плотности электронов.

Особый интерес представляет взаимодействие плазмы с плоской электромагнитной волной при наличии постоянного магнитного поля. В этом случае плазма становится анизотропной средой для распространяющихся в ней радиоволн и диэлектрическая постоянная является тензором. Рассмотрим два случая взаимной ориентации плоской электромагнитной волны и постоянного магнитного поля.

В первом случае направление вектора напряженности однородного продольного магнитного поля H совпадает с направлением распространения волны.

Тогда

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 \pm \omega \omega_H}, \quad (9)$$

где

$$\omega_H = \frac{e}{mc} H \approx 2 \cdot 10^7 H,$$

а H выражено в гауссах.

*) Под значением ν подразумевается сумма частот соударений электрон—атом или молекула, электрон—ион и электрон—электрон. В слабо ионизованных газах (коэффициент ионизации меньше 0,1%) обычно можно пренебречь частотами соударений электрон—ион и электрон—электрон по сравнению с частотой упругих соударений электрон—атом газа⁹.

Плоскую волну можно рассматривать как суперпозицию двух волн, поляризованных по кругу. Знак «+» относится к волне, направление вращения которой совпадает с направлением вращения свободного электрона в данном магнитном поле. Знак «-» относится к волне, вращающейся в противоположную сторону. В связи с разными значениями ϵ эти волны, проходя через плазму, будут отставать друг от друга по фазе и сложатся в эллиптически поляризованную волну. Ось эллипса будет наклонена относительно плоскости поляризации падающей на плазму волны. Этот своеобразный эффект Фарадея используется в технике для создания плазменных гираторов^{14, 15}.

Во втором случае волна распространяется перпендикулярно вектору напряженности магнитного поля. В направлении, параллельном H ,

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}, \quad (10a)$$

а в направлении, перпендикулярном H и направлению распространения волны

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \frac{1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}}{1 - \frac{\omega_0^2 + \omega^2 H}{\omega^2}}. \quad (10б)$$

Следовательно, поперечное однородное магнитное поле также разлагает падающую на плазму волну на две, поляризованные линейно во взаимно перпендикулярных направлениях.

Этот эффект имеет большое значение при рассмотрении явлений распространения радиоволн в ионосфере с учетом поля земного магнетизма. Укажем, что изменение наклона плоскости поляризации волны, проходящей через ионосферу и отраженной от Луны обратно на Землю, было использовано для определения плотности электронов в ионосфере¹⁶.

Формулы (9), (10a) и (10б) выведены без учета соударений. Значения диэлектрической постоянной плазмы при произвольной ориентации магнитного поля по отношению к направлению распространения волны и с учетом соударений приведены в работе⁹.

§ 2. РЕЗОНАТОРНАЯ МЕТОДИКА

а. Теория

Рассмотрим зависимость добротности и резонансной частоты резонатора от плотности электронов плазмы и частоты их соударений, а также методы регистрации изменения этих параметров во времени.

Если резонатор, обладающий добротностью Q_0 и собственной частотой ω , нагружен током (активным и реактивным), то новая добротность резонатора Q и сдвиг частоты $\Delta\omega$, обусловленные этой дополнительной нагрузкой, связаны между собой следующим соотношением¹⁷:

$$\frac{1}{Q} - 2j \frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{1}{\omega \epsilon_0} \frac{\int_V J E_a dV}{\int_V E E_a dV}, \quad (11)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая постоянная свободного пространства, J и E — ток и возмущенное электрическое поле в резонаторе и E_a — электрическое поле данного типа колебаний.

При выводе уравнения (11) предполагалось, что возмущение, вносимое плазмой, мало, так что величина тока проводимости мала по сравнению с током смещения и, следовательно, электрическое поле $E_a \approx E$. Это в свою очередь означает, что условием использования уравнения (11) для определения параметров резонатора, нагруженного плазмой, будет $\omega_0 < \omega$.

Подставляя в уравнение (11) значение $J = (\sigma_r + j\sigma_i)E$ и считая однородным пространственное распределение плотности электронов и электрического поля, получим:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = -\frac{1}{2\varepsilon_0} \frac{\sigma_i}{\omega} = -\frac{1}{2\varepsilon_0} \frac{\omega_0^2}{4\pi\omega^2} \quad (12)$$

и

$$Q = \varepsilon_0 \frac{\omega}{\sigma_r}. \quad (13)$$

При выводе формулы (12) пренебрегается изменением собственной частоты резонатора, обусловленным активными потерями, как величиной второго порядка малости.

При более строгом решении уравнения (11) учитывается пространственное распределение электрического поля и плотности электронов

Таблица 1

Сосуд			Распределение электронов	Форм-фактор C	Примечание
Форма	ра-диус	вы-сота			
Цилиндр	r	h	Однородное $\bar{n} = \bar{n}$	$1,85 \frac{h}{H} \rho^2 \times$ $\times [J_0(2,4\rho) + I_1^2(2,4\rho)]$	$\rho = \frac{r}{R}$. Распределение электронов определяется рекомбинацией
Цилиндр	r	h	$n = n_0 J_0(2,4\rho) \times$ $\times \cos \frac{\pi z}{h},$ $\bar{n} = 0,274n_0$	$1,16 \left(\frac{h}{H} \right) \times$ $\times [1,16\rho^2 - 1,42\rho^4 + 2,58\rho^6]$	Справедливо при $\rho < \frac{1}{2}$. Распределение электронов определяется диффузией
Сфера	r		Произвольное распределение плотности	$1,85 / \frac{\text{объем сферы}}{\text{объем резонатора}}$	Справедливо при $r \ll R$

в резонаторе. Тогда уравнение (12) можно переписать в таком виде:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = -\frac{1}{2} \frac{e^2}{m\omega^2\varepsilon_0} \bar{n} C, \quad (14)$$

где \bar{n} — среднее значение плотности электронов и C — форм-фактор

$$C = \frac{\int_V n(V) E^2(V) dV}{\int_V E^2(V) dV}. \quad (15)$$

В таблице I приведен ряд значений форм-фактора C для сосудов с плазмой, помещенных в цилиндрический резонатор радиуса R и высотой H , возбуждаемый волной TM_{010} *).

Наложение постоянного магнитного поля на резонатор, нагруженный плазмой, вызывает иное изменение его резонансной частоты и добротности.

Если плазма занимает небольшой объем в центре цилиндрического резонатора, а магнитное поле направлено вдоль его оси, то сдвиг частоты

$$\Delta\omega \sim \frac{\omega_0^2}{\omega \pm \omega_H} \quad (16)$$

и добротность резонатора

$$Q \sim \frac{(\omega \pm \omega_H)^2}{\omega_0^2 \nu} \quad (17)$$

Правильность формулы (16) проверялась экспериментально²² в цилиндрическом резонаторе, возбуждаемом волной типа TE_{11} **). При

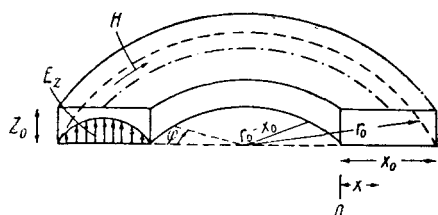


Рис. 4. Характерные размеры торондального резонатора.

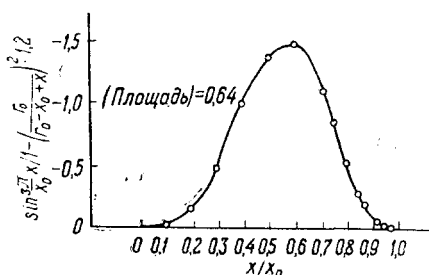


Рис. 5. График подынтегрального выражения формулы (22).

наложении магнитного поля резонансная кривая полости расщеплялась на две (в соответствии с формулой (16)). Каждый пик соответствовал одной и той же частоте резонатора, но разным значениям плотности электронов.

Наложение на тороидальный резонатор (рис. 4), возбуждаемый волной TE_{10} , постоянного магнитного поля, направленного по азимуту, приводит к

$$\sigma_i = -j \frac{\omega_0^2 \omega}{4\pi (\omega^2 - \omega_H^2)} \quad (18)$$

В этом случае значение форм-фактора C может быть вычислено следующим образом. Аппроксимируем резонатор параллелепипедом шириной x_0 , высотой Z_0 и длиной L (равной средней окружности тороида). Изменение E от x можно приближенно представить в виде

$$E = E_0 \sin \frac{\pi x}{x_0}, \quad (19)$$

*) Указанные выше значения форм-фактора выведены для резонаторов с известным распределением электрического поля. В тех случаях, когда распределение поля неизвестно, необходимо определить его экспериментальным путем. В связи с этим отметим, что в последние годы получили развитие экспериментальные методы определения распределения электрического поля в резонаторе при помощи малых пробных тел^{19,20} и зондов с высокоомной подводкой²¹.

**) Выражения (16) и (17) не справедливы в случае резонанса ($\omega = \omega_H$), так как при этом уже нельзя пренебрегать затуханием.

а зависимость n от x можно аппроксимировать выражением

$$n = n_0 \sin \frac{\pi x}{x_0}. \quad (20)$$

Вследствие неоднородности постоянного магнитного поля в направлении радиуса тороида эффективное значение

$$\omega_{H_1}^2 = \frac{r_0^2}{(r_0 - x_0 + x)^2} \omega_{H_0}^2, \quad (21)$$

где ω_{H_0} — ларморовская частота электронов на радиусе r_0 . Подставляя выражения (18) и (19) в уравнение (11), получим

$$C = \frac{1}{x_0} \int_0^{x_0} \frac{\sin^3\left(\frac{\pi x}{x_0}\right) dx}{1 - \left[\frac{\omega_{H_0}^2 r_0^2}{\omega^2 (r_0 - x_0 + x)^2} \right]}. \quad (22)$$

Этот интеграл вычислен²³ графически для частного значения отношения $\left(\frac{\omega_{H_0}}{\omega}\right)^2 = 1,2$. График подынтегрального выражения уравнения (22) приведен на рис. 5.

Входные и проходные сопротивления резонаторов, нагруженных плазмой в присутствии магнитного поля, подробно проанализированы в работе²⁴. Такие устройства находят применение в качестве гираторов, сверхвысокочастотных переключателей и др.

6. Эксперимент

Ниже приводится описание некоторых методов измерения сдвига резонансной частоты и определения зависимости плотности электронов от времени. На рис. 6 приведена блок-схема установки, на которой изучались амбиполярная диффузия и другие процессы в распадающейся плазме^{25–28}.

В резонатор помещен кварцевый сосуд с газом. Ионизация газа осуществляется импульсом высокочастотной энергии длительностью 250 мкс от магнетрона, работающего на волне 10 см. Через несколько десятков микросекунд после прекращения разряда резонатор возбуждается мало-мощным клистронным генератором, работающим в непрерывном режиме. В коаксиальной линии, соединяющей генератор с резонатором, образуется стоячая волна. Импеданс резонатора меняется во времени из-за уменьшения плотности электронов. Поэтому минимумы стоячей волны сдвигаются вдоль коаксиальной линии. В тот момент, когда собственная частота резонатора совпадает с частотой сигнала, положение минимумов стоячей волны соответствует так называемому резонансному положению*). Напряжение на зонде, введенном в коаксиальную линию в одно из таких положений, в момент резонанса является минимальным.

Измеряя время наступления резонанса для нескольких различных частот сигнала, можно определить плотность электронов как функцию времени.

Измеряя распределение напряжения и коэффициент стоячей волны в линии, питающей резонатор, можно также определить его добротность и эквивалентное сопротивление²⁹.

*) Метод определения местонахождения резонансных минимумов подробно рассмотрен в работе Слэтера¹⁷.

Минимально измеряемое таким способом значение $\frac{\Delta\omega}{\omega} \approx 3 \cdot 10^5$ и $n_{\min} \approx 10^7$ 1/см³ при $f \approx 3000$ Мгц.

Значительно более простыми по радиотехническому оборудованию в самой технике измерения представляются методы определения $n(t)$, примененные в работах^{18,30,31}.

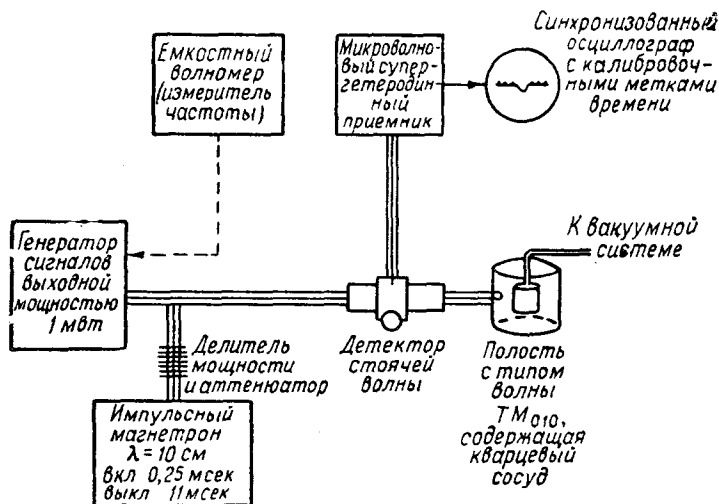


Рис. 6. Блок-схема установки для определения параметров плазмы по резонансному положению минимумов стоячей волны в линии, питающей резонатор.

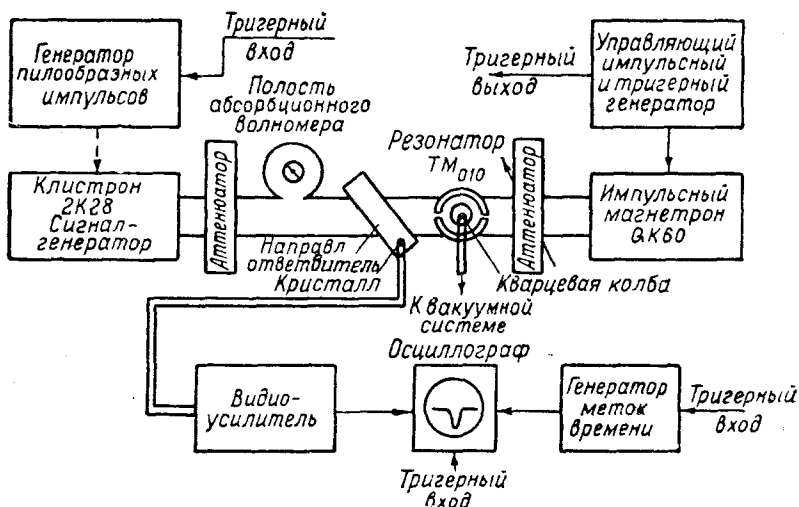


Рис. 7. Блок-схема установки для определения параметров плазмы по отражению от резонатора (зондирующий сигнал переменной частоты).

На рисунках 7 и 8 приведены блок-схемы установок, на рис. 9 — временные диаграммы, поясняющие принцип измерений. Клистронный генератор, работающий в непрерывном режиме, возбуждает резонатор, собственная частота которого при распаде плазмы меняется в зависимости от времени (рис. 9, в). Сигнал, отраженный от резонатора, детектируется и через

широкополосный усилитель подается на осциллограф. Когда частота сигнала совпадает в какой-то момент времени с собственной частотой резонатора, нагруженного плазмой, сигнал проходит сквозь резонатор и на

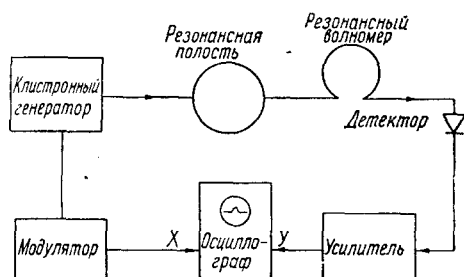


Рис. 8. Блок-схема установки для определения параметров плазмы по прохождению зондирующего сигнала через резонатор.

детекторе выделяется отрицательный импульс напряжения. При работе с установкой рис. 8 на детекторе в этот момент выделяется положительный импульс.

Этот метод измерений полностью эквивалентен методу измерения добротности резонаторов при помощи генератора, модулированного по частоте. В данном случае модулируется собственная частота резонатора, а положительный и отрицательный импульсы представляют собой резонансные кривые резонатора.

На рис. 9, б видно, что при частоте сигнала f_{s2} , близкой к частоте f_0 ненагруженного резонатора ($n \approx 10^6$ 1/см³), отрицательный импульс сильно расширяется и очень трудно определить момент времени, когда наступает резонанс.

Увеличение чувствительности этого метода измерений³⁰ осуществляется следующим образом (рис. 10). Частота генератора меняется вокруг слабо

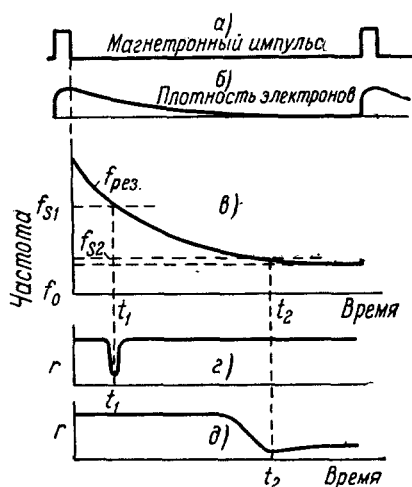


Рис. 9. Временные диаграммы работы установок, изображенных на рис. 7 и 8, при постоянной частоте зондирующего сигнала.

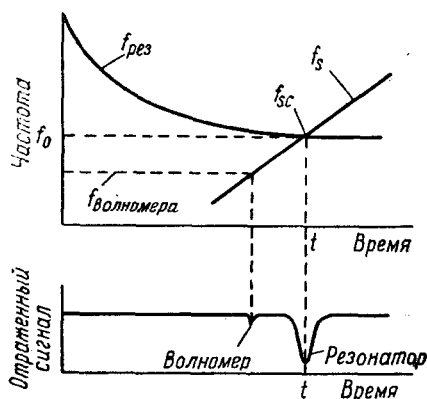


Рис. 10. Временные диаграммы работы установок, изображенных на рис. 7 и 8, при переменной частоте зондирующего сигнала.

изменяющейся частоты резонатора. В тот момент времени, когда обе эти частоты совпадают, на экране осциллографа появляется отрицательный импульс. Для определения мгновенного значения частоты сигнала волномер настраивают до тех пор, пока его резонансная кривая не совпадает с экстремумом первой кривой.

Такой метод позволил измерить сдвиг частоты $\Delta\omega \approx 10$ кГц и $n \approx 10^6$ см⁻³, т. е. чувствительность увеличилась примерно в десять раз.

Остановимся на измерении действительной части проводимости плазмы. Добротность цилиндрического резонатора, возбуждаемого волной TM_{010} и с потерями только в стенках, записывается как³²

$$Q = 5,3 \cdot 10^{-3} \frac{a}{h} R_o, \quad (23)$$

где a и h — радиус и высота резонатора, а R_o — его эквивалентное сопротивление.

Если разрядная трубка радиусом b и высотой h размещена по оси резонатора, причем $b \ll a$, то это равносильно подсоединению параллельно резонатору сопротивления

$$R' = \frac{h}{\pi b^2} \frac{1}{\sigma_r} \quad (24)$$

и добротность нагруженного резонатора

$$Q = \frac{Q_0}{1 + 188 Q_0 \frac{\pi b^2}{a} \sigma_r} \quad (25)$$

Заметим, что выражение (25) переходит в (13) при $188 Q \frac{\pi b^2}{a} \sigma_r > 1$, что соответствует тому, что потери в плазме больше потерь в стенках резонатора.

Это соотношение позволяет выбирать величины добротности резонаторов Q в зависимости от ожидаемых величин σ_r . Так, при изучении плазмы с небольшой плотностью целесообразно использовать резонаторы с высокой добротностью, а при изучении плотной плазмы — резонаторы с малой добротностью.

Введем понятие коэффициента передачи K , равного отношению мощностей, проходящих через ненагруженный и нагруженный плазмой резонаторы. Тогда значение σ_r может быть легко определено как

$$\sigma_r = 1,7 \omega^{-3} \frac{a}{b^2} \frac{1}{Q_1} [K^{-\frac{1}{2}} - 1] (\text{ом} \cdot \text{м})^{-1}, \quad (26)$$

где Q_1 — добротность ненагруженного резонатора с учетом затуханий, внешних цепями.

Измеряя на разных частотах значение K как отношение амплитуд отрицательных импульсов (рис. 9, в) с разрядом и без него, можно определить зависимость σ_r от времени.

На рис. 11 приведены значения плотности электронов, измеренные при помощи резонаторной методики³⁰ и зондов. Видно, что расхождения между значениями n , измеренными из σ_i и σ_r , носят систематический характер и составляют примерно 20%.

Описанная методика позволяет изучать как импульсные разряды, так и разряды на постоянном токе.

Одновременные измерения σ_i и σ_r позволяют определить не только плотность электронов, но и частоту их соударений и электронную температуру. Двигая резонатор вдоль разрядной трубки, можно измерить распределение плотности электронов в данном разряде. Описанный метод позволяет проводить измерения при больших давлениях газа, где затруднено применение зондовой методики.

Таким образом, резонаторный метод представляется достаточно гибким и точным для определения основных параметров плазмы.

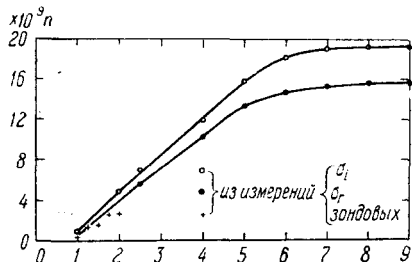


Рис. 11. Значения плотности электронов, полученные из зондовых измерений и с помощью резонаторной методики.

§ 3. ВОЛНОВОДНЫЙ МЕТОД

Другой метод изучения плазмы газового разряда связан с тем, что характеристики распространения электромагнитных волн определяются комплексной проводимостью пространства распространения.

а. Теория

Для плоской волны с частотой ω , распространяющейся в ионизованном газе, постоянная распространения γ определяется следующим выражением:

$$\gamma^2 = -\mu_0 \varepsilon_0 \omega^2 \varepsilon, \quad (27)$$

где μ_0 и ε_0 — магнитная проницаемость и диэлектрическая постоянная свободного пространства, а ε — диэлектрическая постоянная плазмы. Выше указывалось, что в отсутствие магнитного поля и при $\omega \gg \nu$

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} - j \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \frac{\nu}{\omega}. \quad (28)$$

С другой стороны,

$$\gamma = \alpha + j\beta, \quad (29)$$

где α — постоянная затухания и β — постоянная фазы. Решая совместно уравнения (27), (28) и (29), можно легко получить

$$\frac{\alpha}{\omega} = \frac{1}{2c} \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \frac{\nu}{\omega} \quad (30)$$

и

$$\frac{\beta}{\omega} \approx \frac{1}{c} \left[1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (31)$$

где $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/сек — скорость света в вакууме.

Последние выражения показывают погонные изменения затухания и сдвиг фазы волны, проходящей через плазму, по отношению к волне, распространяющейся в свободном пространстве. На рис. 12 приведен график зависимости затухания от плотности при различных значениях

Рис. 12. Ослабление электромагнитных волн в плазме в зависимости от плотности электронов при различных частотах электронных соударений.

Рассмотрим другой случай, когда газоразрядная плазма помещена в волновод. Примем, что плазма заполняет все сечения волновода, а ее длина равна нескольким Λ (длина волны в волноводе). Постоянная распространения в волноводе, заполненном диэлектриком (плазмой), записывается в виде

$$\gamma^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \varepsilon - \left(\frac{2\pi}{\lambda_c} \right)^2, \quad (32)$$

где λ — длина волны в свободном пространстве, λ_c — критическая длина волны в волноводе без плазмы и

$$\left(\frac{2\pi}{\lambda_c} \right)^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 - \left(\frac{2\pi}{\Lambda} \right)^2. \quad (33)$$

Подставляя значения ε и λ_c в выражение (32), получим

$$\gamma^2 = \left(\frac{2\pi}{\Lambda}\right)^2 \left\{ \left[1 - \left(\frac{\Lambda}{\lambda}\right)^2 \frac{\frac{\omega_0^2}{\omega}}{1 + \frac{\omega^2}{\omega_0^2}} \right] - j \left(\frac{\Lambda}{\lambda}\right)^2 \frac{\frac{\omega_0^2}{\omega^2} \frac{\nu}{\omega}}{1 + \frac{\omega^2}{\omega_0^2}} \right\}. \quad (34)$$

Решая совместно уравнения (29) и (34) при малых фазовых сдвигах, получим^{34, 35}

$$\delta \approx 180 \left(\frac{\Lambda}{\lambda}\right)^2 \frac{\omega_0^2}{\omega^2}, \quad (35)$$

$$a = \frac{\delta}{6,6} \frac{\frac{\nu}{\omega}}{1 - \frac{\delta}{360}}, \quad (36)$$

где δ — сдвиг фазы в градусах на единицу длины волны в волноводе, заполненном плазмой, относительно фазы волны, распространяющейся в волноводе, заполненном воздухом, и a — поглощение в децибелах (также на единицу длины волны).

Следовательно, измерение фазового сдвига волны, проходящей через плазму в обоих вышеупомянутых случаях, позволяет определить σ_i , т. е. плотность электронов, причем значение n является усредненным по всему объему. Измерение затухания определяет также среднее значение δ_r , т. е. частоты столкновений.

В приведенных рассматриваниях распределение плотности электронов по всему объему считалось однородным, что определяет основную ошибку данного метода измерений. Для более строгого определения фазового сдвига и затухания необходимо учитывать пространственное распределение электрического поля волны и плотности электронов (следовательно, и частоты столкновений) в области распространения.

Рассмотрим распадающуюся плазму, плотность которой убывает по законам амбиполярной диффузии. Если плазма создана в цилиндрической трубке, то распределение плотности описывается функцией Бесселя нулевого порядка, что в хорошем приближении аппроксимируется следующим выражением:

$$n = n_0 \cos \frac{\pi x}{a'} \cos \frac{\pi y}{a'}, \quad (37)$$

где n_0 — максимальная плотность на оси разрядной трубки, a' — внутренний диаметр трубки, x и y — координатные оси, направленные по горизонтальной и вертикальной стенкам волновода, причем центр координат находится на оси волновода.

При учете распределения электрического поля простейшей волны TE_{10} полная мощность потерь в плазме равна

$$P_1 = 4 \int_0^{\frac{a}{2}} \int_0^{\frac{a}{2}} \int_0^z \frac{E^2}{2} \sigma_{r\max}^a \cos^2 \frac{\pi x}{a} \cos \frac{\pi x}{a'} \cos \frac{\pi y}{a'} e^{-2\alpha z} dx dy dz, \quad (38)$$

где $\sigma_{r\max}^a$ — проводимость на оси разрядной трубки (волновода) за счет соударений электрон — атом газа. Волна распространяется по направлению оси z .

Выше указывалось, что под частотой столкновений подразумевается сумма частот столкновений электрон — атом и электрон — ион. Когда

можно пренебречь частотой столкновений электрон — ион, то $\sigma_r \sim n$. В противном случае $\sigma_r \sim n^2$ (так как $v_{эл.-ион} \sim n$) и тогда

$$P_2 = 4 \int_0^{\frac{a}{2}} \int_0^{\frac{a}{2}} \int_0^z \frac{E^2}{2} \sigma_{r_{\max}}^{\text{ион}} \cos^2 \frac{\pi x}{a} \cos^2 \frac{\pi y}{a'} \cos^2 \frac{\pi y}{a'} e^{-2\alpha z} dx dy dz, \quad (39)$$

где $\sigma_{r_{\max}}^{\text{ион}}$ — проводимость на оси разрядной трубки за счет соударений электрон — ион.

В частном случае $\frac{a'}{a} = \frac{1,85}{2,07}$ общие потери равны ³⁶

$$P = P_1 + P_2 = \frac{E^2 a^2}{\pi^2 2\alpha} (1 - e^{-2\alpha z}) (1,14 \sigma_{r_{\max}}^a + 0,765 \sigma_{r_{\max}}^{\text{ион}}). \quad (40)$$

С другой стороны, можно записать, что теряемая в объеме плазмы мощность равна

$$P = P_0 (1 - e^{-2\alpha z}) = \frac{E^2 a^2}{4\omega} \frac{2\pi}{\Lambda} (1 - e^{-2\alpha z}). \quad (41)$$

Приравнявая правые части уравнений (40) и (41), получим значение коэффициента затухания в зависимости от $\sigma_{r_{\max}}^a$ и $\sigma_{r_{\max}}^{\text{ион}}$, которое равно

$$\alpha = \frac{2\omega}{\pi^2} \left(\frac{\Lambda}{2\pi} \right) (1,14 \sigma_{r_{\max}}^a + 0,765 \sigma_{r_{\max}}^{\text{ион}}). \quad (42a)$$

Выражение (42a) можно записать и через частоты соударений ν_m и ν_i

$$\alpha = \frac{2\omega}{\pi^2} \left(\frac{\Lambda}{2\pi} \right) \frac{e^2 n_0}{m\omega^2} [1,14 \nu_m + 0,765 \nu_i]. \quad (42b)$$

Как указано ниже, выражение (42b) было использовано в работе ³⁶ для разделения частот соударений электрон — ион и электрон — атом.

Необходимо учитывать, что длина волны в волноводе меняется при заполнении его плазмой (за счет $\epsilon \neq 1$). Это обстоятельство вызывает увеличение напряженности электрического поля. Поэтому потери мощности должны возрасти пропорционально отношению $\frac{\Lambda_{\bar{n}}}{\Lambda}$ ($\Lambda_{\bar{n}}$ — длина волны в волноводе, заполненном плазмой). Для $n \approx 4,2 \cdot 10^{10}$ $\omega \approx 9000$ Мгц поправка составляет 10% ³⁶.

б. Эксперимент

При исследовании с помощью такой методики обычно применяют мостовые схемы (рис. 13). Участок схемы, обозначенный как сосуд с плазмой может быть частью волновода, куда вставлен сосуд с плазмой, либо просто сосудом с плазмой в свободном пространстве и в этом случае волноводы «а» и «б» оканчиваются рупорами. Применение схемы с рупорами ³³ позволило использовать для исследования плазмы миллиметровые волны и тем самым повысить значение $n_{\text{кр}}$ до $\approx 5 \cdot 10^{13}$ 1/см³. Во всем волноводном тракте имеется стоячая волна из-за интерференции двух сигналов. Сдвиг фаз определяется по смещению минимумов (или максимумов) стоячей волны. Калиброванный аттенюатор (без фазовых искажений или имеющий калибровку по фазе) позволяет измерять затухание.

Сдвиг минимума стоячей волны может быть определен двояким путем. Во-первых, перемещением зонда измерительной линии (как при измерениях коэффициента стоячей волны). Во-вторых, зонд остается неподвижным, а калиброванный фазовращатель регулируется до тех пор, пока сигнал с зонда не будет минимальным (или максимальным).

При определении затухания калиброванный аттенюатор регулируется до тех пор, пока сигнал с зонда, находящегося в минимуме или максимуме стоячей волны, не будет равен сигналу в отсутствии плазмы.

Заметим, что в работе³⁶ параметры плазмы, заполняющей волновод, определялись без помощи мостовой схемы. Хотя аппаратура и сама техника измерений в этой схеме значительно проще, чем в мостовой (не требуется калиброванный фазовращатель), точность и чувствительность ее значительно ниже последней.

При приближении плотности электронов к $n_{кр}$ появляется отраженная волна от разряда, что может явиться серьезным источником ошибок изме-

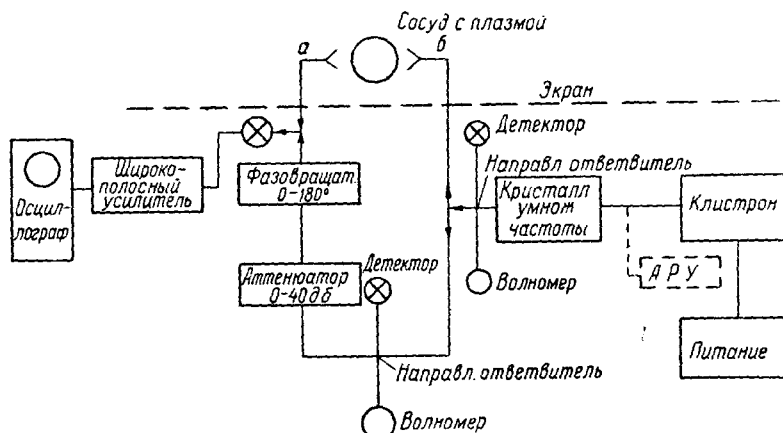


Рис. 13. Блок-схема измерения параметров плазмы при помощи микроволнового моста.

рений. В некоторой степени это можно скомпенсировать применением аттенюатора, калиброванного по фазе. Принципиальным пределом чувствительности таких измерений являются высокочастотные шумы самого разряда.

В работе³⁴ проводили измерения одного и того же разряда на двух частотах ($3 \cdot 10^9$ гц и 10^{10} гц). Расхождение между полученными значениями n составляет примерно 30%. Авторы считают, что основная ошибка измерений связана с тем, что не учитывалось неоднородное распределение плазмы в объеме волновода.

Заметим, что так же, как и в резонаторной методике, применение рупоров позволяет проводить измерения пространственного распределения плотности электронов по длине разрядных трубок.

Сравнивая оба рассмотренных выше метода, можно сказать, что при прочих равных условиях чувствительность резонаторного метода выше волноводного.

§ 4. МЕТОД КРОСС-МОДУЛЯЦИИ

а. Теория

Третий метод исследования плазмы основан на использовании эффекта кросс-модуляции⁹, имеющего место в ионосфере.

Рассмотрим взаимодействие двух электромагнитных волн, распространяющихся одновременно в плазме. Для этого необходимо проанализировать механизм поглощения энергии, который, как следует из рассмотрения выражения (5), определяется величиной частоты соударений ν .

В изотропной среде и при временной зависимости электрического поля вида $E_0 e^{j\omega t}$ полная поглощаемая энергия

$$P = \int_V \frac{|E_0|^2}{2} \sigma_r dV. \quad (43)$$

Полагая, что $\nu \ll \omega$, что обычно выполняется в сантиметровом диапазоне волн при исследуемых давлениях газа, и подставляя в формулу (43) значение σ_r из формулы (5), получаем, что потери энергии в единице объема

$$P = \frac{|E_0|^2}{2} \frac{e^2 n_e}{m} \frac{\nu}{\omega^2}$$

и, следовательно, один электрон получает в единицу времени энергию, равную

$$P_1 = \frac{|E_0|^2}{2} \frac{e^2}{m} \frac{\nu}{\omega^2}. \quad (44)$$

Полученную от электрического поля энергию электроны теряют при соударениях с молекулами и ионами. В общем случае средняя часть энергии, теряемая электроном при соударении с молекулой, равна

$$\lambda = G \left(1 - \frac{Q_m}{Q_e} \right), \quad (45)$$

где Q_m и $Q_e = \frac{3}{2} kT$ — значение средних энергий молекулы и электрона соответственно, а G — коэффициент пропорциональности. При упругих соударениях G не зависит от скорости и равен $\sim 2 \frac{m}{M}$, где M — масса молекулы.

При пренебрежении соударениями электрон — ион баланс энергии среднего электрона может быть описан следующим уравнением:

$$\frac{dQ_e}{dt} + G\nu(Q_e - Q_m) = P_1 + \frac{k}{n_e} \nabla^2 T. \quad (46)$$

Второй член правой части (46) учитывает процессы распространения тепла в плазме. Можно показать³⁷, что при рассмотрении процессов, происходящих в плазме в течение малых интервалов времени при малых градиентах температур этим членом можно пренебречь.

Точное решение (46) невозможно из-за отсутствия зависимости ν от Q_e . Для получения приближенного решения примем, что вероятность соударений электронов с молекулами не зависит от скорости*).

«Эффективная» частота соударений для максвелловского распределения скоростей электронов определяется выражением

$$\nu_m = \frac{4}{3} q_m N_m \bar{v}, \quad (47)$$

где q_m — эффективное поперечное сечение молекул, а $\bar{v} = \left(\frac{8kT}{\pi m} \right)^{\frac{1}{2}}$ и N_m — среднеарифметическая скорость и плотность молекул. Из (44), (46) и (47) получим зависимость $\nu(t)$ при мгновенном приложении к плазме электрического поля E_0

$$\nu(t) = \frac{\nu' \left[\frac{\nu' + \nu_0}{\nu' - \nu_0} e^{G\nu' t} - 1 \right]}{\frac{\nu' + \nu_0}{\nu' - \nu_0} e^{G\nu' t} + 1}, \quad (48)$$

*) Это справедливо для гелия при энергиях электронов меньше 2 эв³⁸

где ν_0 — начальное невозмущенное значение ν и ν' — конечное значение ν в новом режиме:

$$\nu' = \left\{ \nu_0 + \frac{16q_m N_m}{3(3\pi)^2} \frac{e^2}{Gm\omega^2} |E_0|^2 \right\}^{\frac{1}{2}}. \quad (49)$$

При выключении поля ν падает до значения ν_0 , причем

$$\nu(t) = \frac{\nu_0 \left[\frac{\nu' + \nu_0}{\nu' - \nu_0} e^{G\nu_0 t} + 1 \right]}{\frac{\nu' + \nu_0}{\nu' - \nu_0} e^{G\nu_0 t} - 1}. \quad (50)$$

Зависимость мгновенного значения частоты соударений от времени в выражениях (48) и (50) является весьма сложной. Однако, если уменьшать амплитуду E_0 так, чтобы разность $(\nu' - \nu_0)$ была бы достаточно мала, то уравнение (50) хорошо аппроксимируется следующим выражением:

$$\nu(t) \approx \nu_0 + (\nu' - \nu_0) e^{-G\nu_0 t}. \quad (51)$$

Аналогичное выражение имеет место и при возрастании ν . Условие $\frac{\nu'}{\nu_0} \approx 1$ очень удобно для эксперимента, так как если известно G , то непосредственное измерение времени релаксации $\tau = \frac{1}{G\nu}$ позволяет определить частоту соударений. Условие $\frac{\nu'}{\nu_0} \approx 1$ соответствует и реальным условиям в ионосфере, где напряженность электромагнитного поля очень мала. Метод кросс-модуляции позволяет определить, какие соударения электрон—ион или электрон—атом являются преобладающими в условиях данного эксперимента.

Зависимость частот соударений от времени можно получить путем дифференцирования выражений⁹ для ν_i и ν_m

$$\begin{aligned} \frac{\partial \nu_m}{\partial t} &\sim \left(n_m T_e^{-\frac{1}{2}} \frac{dT_e}{dt} \right) > 0, \\ \frac{\partial \nu_i}{\partial t} &\sim \left(-n_i T_e^{-\frac{3}{2}} \frac{dT_e}{dt} \right) < 0, \end{aligned}$$

где n_m и n_i — плотность молекул и ионов соответственно. Следовательно, так как затухание «слабой» волны обусловлено изменением числа соударений вследствие изменения температуры, то в зависимости от соотношения между ν_i и ν_m характер процесса установления поглощения после выключения возмущающей волны должен быть различный. Так, при высоком давлении газа и малой плотности плазмы поглощение должно устанавливаться медленнее, чем в сильно ионизованном газе.

Таким образом, если в плазме распространяются две волны, одна из которых обладает достаточной мощностью, чтобы изменить энергию электронов и, следовательно, частоту их соударений и проводимость плазмы, то вторая волна, менее мощная, будет испытывать поглощение энергии, зависящее от изменения амплитуды первой волны, т. е. от T_e и соотношения между ν_i и ν_m . Это обстоятельство позволяет исследовать, в частности, изменение эффективной частоты соударений электронов в зависимости от их средней энергии; вероятность соударений электрон—молекула и электрон—ион, сопровождающихся передачей импульса; изменение плотности

электронов в существенно изотермической плазме, обусловленное управляемым ростом электронной температуры в присутствии возмущающего поля.

б. Эксперимент

Рассмотрим принципиальную схему эксперимента (рис. 14), широко применявшуюся в ряде работ ^{37,39,40,41}. В волновод квадратного попереч-

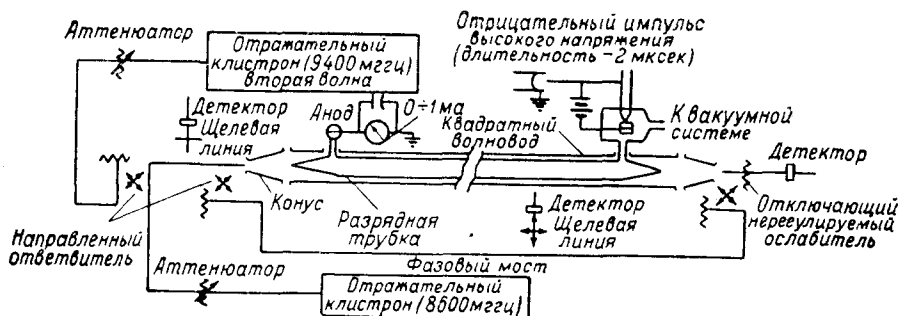


Рис. 14. Блок-схема установки для определения параметров плазмы методом кросс-модуляции.

ного сечения (внутренний размер $2,07 \times 2,07 \text{ см}^2$) помещена тонкостенная цилиндрическая разрядная трубка из пирекса (длина трубки равна не-

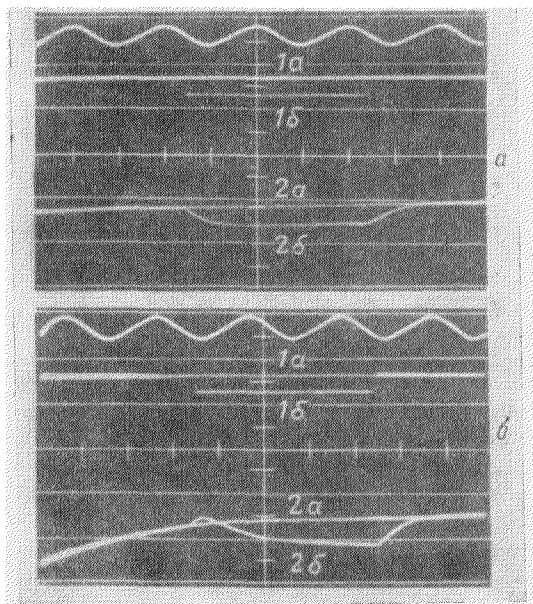


Рис. 15. Временные диаграммы, поясняющие принцип измерения параметров плазмы методом кросс-модуляции.

скольким λ , внутренний диаметр $a' = 1,85 \text{ см}$). Плазма в разрядной трубке создавалась импульсом высокого напряжения длительностью 2 мкс , подаваемым между анодом и горячим катодом, размещенными вне волновода. Частота повторений импульса 25 гц . Время распада плазмы $\approx 4 \cdot 10^4 \text{ мксек}$. Через регулируемое время после окончания поджигающего импульса в волноводе возбуждались сверхвысокочастотные колебания двух волн типа H_{10} , причем векторы E этих волн были взаимно перпендикулярны.

Волна «большой» мощности (так называемая возмущающая волна) представляла собой прямоугольный импульс СВЧ энергии длительностью $1 \div 100 \text{ мксек}$ (фронт $0,05 \text{ мксек}$) на частоте 8600 Мгц . Вторая волна, зондирующая на частоте 9400 Мгц , имела уровень мощности на 20 дб ниже. Ис-

точниками обеих волн были клистроны X-13, максимальная выходная мощность которых составляла $0,5 \text{ вт}$.

Детектированное напряжение зондирующей волны подавалось на осциллограф, на экране которого можно было наблюдать изменение огибающей этой волны под влиянием нагрева электронов возмущающим полем. На рис. 15 показан эффект кросс-модуляции в гелии при давлении 4,36 мм рт. ст. (рис. 15, а) и 1,67 мм рт. ст. (рис. 15, б). Вверху каждой осциллограммы приведены кривые калибровочного синусоидального напряжения (частота 100 кГц). Ниже даны осциллограммы импульса возмущающего поля (длительность импульса ≈ 20 мксек). Наконец, внизу приведены осциллограммы огибающей напряжения зондирующей волны.

При давлении 4,36 мм рт. ст. определяющими являются соударения электрон—атом. Это видно из того, что с приложением возмущающего поля затухание зондирующей волны возрастает (луч осциллографа отклоняется вниз), что и следует из (5). Данная осциллограмма позволяет определить постоянную времени релаксации электронной температуры, т. е. частоты соударений ν . Постоянная времени $\approx 2,6$ мксек. Это соответствует полному сечению соударений электрон—атом $\approx 1,4 \cdot 10^9$ см⁻¹.

При давлении 1,67 мм рт. ст. (рис. 15, б) затухание сначала падает (луч осциллографа отклоняется вверх), а затем изменяется так же, как и в предыдущем случае. Уменьшение затухания указывает, по-видимому, на то, что при данных условиях эксперимента существенную роль играют соударения электрон—ион.

Измерения были проведены в гелии, неоне, аргоне и крипто^{37,39,40} и азоте⁴¹ при давлении в диапазоне 0,1—20 мм рт. ст.

§ 5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ АМБИПОЛЯРНОЙ ДИФФУЗИИ, РЕКОМБИНАЦИИ И ЧАСТОТЫ СОУДАРЕНИЙ ЭЛЕКТРОНА

В данном разделе мы укажем связь коэффициента амбиполярной диффузии D_a и коэффициента рекомбинации α со средним временем распада плазмы τ , предполагая, что после прекращения разряда плотность частиц n спадает экспоненциально.

При условии теплового равновесия электронов с газом можно записать, что

$$D_a = \frac{\Lambda_1^2}{\tau}, \quad (52)$$

где Λ_1 —минимальная диффузионная длина. Следовательно, коэффициент амбиполярной диффузии может быть определен путем измерения скорости спада плотности частиц в объеме заданных размеров.

Измерение коэффициента амбиполярной диффузии усложняется присутствием электронно-ионной рекомбинации. Потери частиц при рекомбинации записываются в следующем виде:

$$\frac{\partial n_+}{\partial t} = \frac{\partial n_-}{\partial t} = -\alpha n_+ n_- \approx \alpha n^2. \quad (53)$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$\frac{1}{n} = \frac{1}{n_0} + \alpha t,$$

где n_0 —плотность частиц в момент $t=0$. Применяемая методика позволяет определить α измерением наклона кривой обратной плотности как функции времени. Результаты приведены на рис. 16.

При давлениях, когда имеют место потери частиц, обусловленные обоими вышеуказанными процессами

$$\frac{\partial n}{\partial t} \approx -\frac{n}{\tau} - \alpha n^2. \quad (54)$$

Решение этого уравнения имеет вид:

$$\frac{n}{1+\alpha n} = \frac{n_0}{1+\alpha n_0} e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (55)$$

где n_0 — плотность в момент $t=0$. Это уравнение позволяет определить D_a при наличии рекомбинации. На рис. 17 приведена экспериментально снятая кривая $n=f(t)$, с помощью которой получены значения D_a при учете рекомбинационных потерь.

Потери на рекомбинации уменьшаются при $(\alpha n_0) < 1$, поэтому при определении D_a предпочтительнее проводить измерения с возможно меньшими начальными плотностями электронов и газа.

Следовательно, по скорости уменьшения электронной плотности во время распада плазмы можно определить коэффициенты амбиполярной диффузии D_a и рекомбинации α и их зависимость от различных факторов.

Большой теоретический и практический интерес представляет определение длины свободного пробега электрона, частоты его столкновений и се-

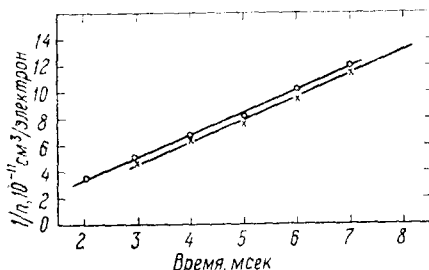


Рис. 16. Рекомбинация электрон—ион в гелии при средней энергии электрона 0,039 эв; \circ — $p=28,7$ мм рт. ст.; \times — $p=21,2$ мм рт. ст.

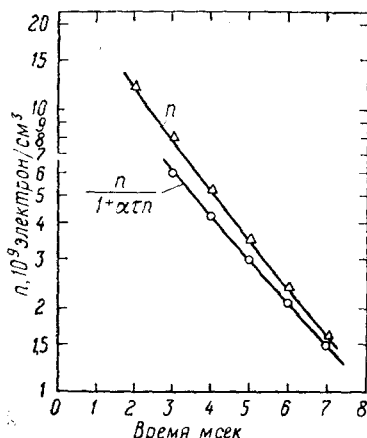


Рис. 17. Потери электронов в Не за счет амбиполярной диффузии и рекомбинации: $p=5,05$ мм рт. ст., $T=300^\circ$ К, $\Lambda=0,56$ см.

чения взаимодействия. Вероятность соударений с передачей импульса P_c связана с частотой соударений следующим образом:

$$\nu = \nu p_0 P_c, \quad (56)$$

где p_0 — давление при 0° С в мм рт. ст.

Если известна функция распределения электронов по скоростям, то частота столкновений ν может быть определена из отношения действительной и мнимой частей проводимости

$$\frac{\sigma_r}{\sigma_i} = - \int_0^\infty \frac{\left(\frac{\nu}{\omega}\right) u^{1,5} \exp\left(-\frac{u}{\bar{u}}\right) du}{\left(\frac{\nu}{\omega}\right)^2 + 1} \bigg/ \int_0^\infty \frac{u^{1,5} \exp\left(-\frac{u}{\bar{u}}\right) du}{\left(\frac{\nu}{\omega}\right)^2 + 1}, \quad (57)$$

где максвелловское распределение энергии записано в виде

$$f_0 = A \exp\left(-\frac{u}{\bar{u}}\right);$$

$$\bar{u} = \left(\frac{kT_g}{e} + \frac{MeE^2}{3m^2\omega^2}\right); \quad u = \frac{3kT_e}{2},$$

T_g — температура атомов газа массы M и E — эффективное значение приложенного электрического поля.

Таким образом, определяя экспериментально зависимость отношения $\frac{\sigma_r}{\sigma_i}$ от энергии электронов, можно найти вероятность упругих соударений между электронами и атомами газа.

§ 6. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Приведенные ниже некоторые экспериментальные данные, полученные при помощи микрорадиоволн, не претендуют на полное освещение современного понимания процессов, происходящих в газовом разряде. Они являются лишь иллюстрацией возможностей микроволновых методов исследования плазмы.

1. Амбиполярная диффузия

Амбиполярная диффузия играет существенную роль в процессе распада газоразрядной плазмы низкого давления. В связи с этим представ-

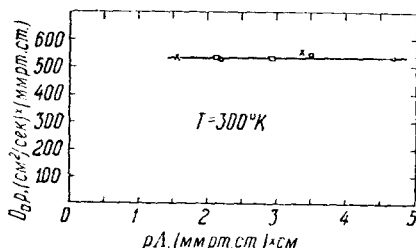


Рис. 18. Влияние размеров и формы сосуда, в котором происходит диффузия, на величину D_a в He.

Сосуд	Формула	R (см)	H (см)	Λ (см)
○ Большой цилиндр	$\left(\frac{1}{\Lambda}\right)^2 = \left(\frac{\pi}{H}\right)^2 + \left(\frac{2,4}{R}\right)^2$	1,9	2,5	0,56
□ Малый цилиндр	$\left(\frac{1}{\Lambda}\right)^2 = \left(\frac{\pi}{H}\right)^2 + \left(\frac{2,4}{R}\right)^2$	0,95	2,34	0,35
× Шар	$\Lambda = \frac{R}{\pi}$	1,25	—	0,40

ляет интерес зависимость коэффициента амбиполярной диффузии D_a от давления, энергии электронов, размеров и формы сосуда.

Согласно теории⁵¹ произведение D_{ar} является функцией энергии электронов и не зависит от размеров сосуда Λ . Экспериментальные данные^{25,42} (рис. 18, 19) с достаточной степенью точности подтверждают это положение.

В условиях эксперимента электроны и ионы находятся в равновесии с газом и обладают максвелловским распределением энергии, так что можно считать $D_a \approx 2D$. Это позволяет экстраполировать значения D_a к давлению 760 мм рт. ст. определить величину подвижности ионов гелия $\mu_+ = 13,7$ (см/сек)/(в/см). Данное значение μ_+ находится в хорошем согласии с теоретическими расчетами, учитывающими процесс перезарядки⁴³ и с экспериментом⁴⁴. Такое согласие дает также косвенное указание в пользу

предположения⁴⁵ о том, что молекулярные ионы гелия ответственны за большое значение подвижности ($22 \text{ см}^2/\text{в сек}$), полученное в прежних измерениях⁴⁶.

В процессе распада плазмы разряда при низком давлении в гелии, помимо амбиполярной диффузии, существенную роль играют, по-видимому, процессы превращения атомарных гелиевых ионов в молекулярные и образования ионов и электронов в результате столкновений метастабильных атомов.

В случае больших плотностей заряженных частиц можно показать²⁶, что плотность атомарных и

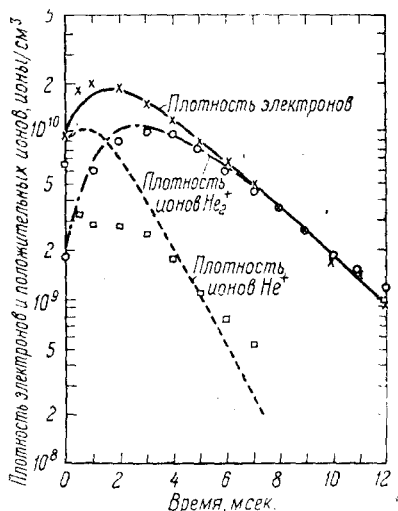


Рис. 20. Изменение плотности электронов и ионов He^+ и He_2^+ от времени в начале процесса распада плазмы.

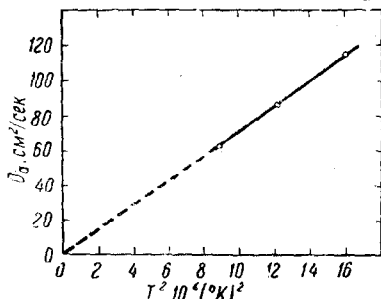
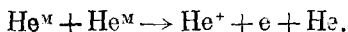


Рис. 19. Зависимость коэффициента амбиполярной диффузии в He от квадрата энергии электронов: $p=8,5 \text{ мм рт. ст.}$, $\Delta=0,56 \text{ см.}$

молекулярных ионов гелия и электронов изменяется во времени по-разному. Это предположение было проверено экспериментально. На рис. 20 приведены кривые, показывающие временную зависимость плотности электронов и ионов He^+ и He_2^+ согласно теории, и экспериментальные точки²⁶. Авторы данной работы указывают, что возможным источником расхождения экспериментальных и теоретических кривых (по форме и по величине) для атомарных ионов может быть различная чувствительность к атомарным и молекулярным ионам электронного умножителя и масс-спектрометра, которые использовались для идентификации ионов. Начальный рост плотности ионов и электронов специально изучался Бионди⁴⁷ в разрядах с гелием и неоном. Анализ экспериментальных данных показал, что образование ионов и электронов после прекращения ионизации связано со столкновениями метастабильных атомов по схеме



Наблюдаемое изменение плотности соответствовало предположению о том, что уменьшение концентрации метастабильных атомов за счет соударений мало по сравнению с потерями в объеме вследствие диффузии и некоторые другие причины. Определенное значение $D_{\text{мр}}=520 \pm 20 \text{ см}^2/\text{сек мм рт. ст.}$ для гелия и $D_{\text{мр}}=200 \pm 20 \text{ см}^2/\text{сек мм рт. ст.}$ для неона хорошо согласуются с более ранними экспериментальными данными, полученными с помощью оптической абсорбции⁴⁸.

В связи с проблемой теплоизоляции плазмы большой интерес представляет величина скорости амбиполярной диффузии тепловых ионов и электронов в направлении, перпендикулярном магнитному полю. Такие измерения проводились в тороидальном разряде гелия ($p=0,5-1,0 \text{ мм рт. ст.}$) с продольным магнитным полем ≈ 1600 эрстед²³. Напряжение от

новой гармонике резонатора (2300 Мгц) использовалось для пробоя газа, а измерения сдвига частоты проводились на частотах пятой или шестой гармонике. Значение D_a измерялось как функция магнитного поля при различных давлениях. Для определения коэффициента амбиполярной диффузии в магнитном поле D_{aH} строилась зависимость логарифма измеренного сдвига частоты от времени. Наклон получавшейся прямой считался пропорциональным D_{aH} . Время, необходимое для уменьшения сдвига частоты в e раз, есть временная постоянная амбиполярной диффузии τ_{aH} . Величины τ_{aH} и D_{aH} связаны между собой, как и в случае амбиполярной диффузии при отсутствии магнитного поля, следующим образом:

$$\tau_{aH} = \frac{\Lambda^2}{D_{aH}}. \quad (58)$$

Графики величины τ_{aH} в зависимости от давления и магнитного поля приведены на рис. 21 и 22. Характер этих зависимостей и величина коэф-

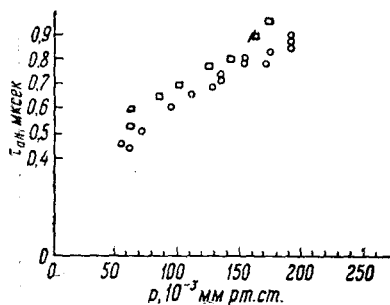


Рис. 21. Зависимость величины временной постоянной амбиполярной диффузии в магнитном поле от давления: \circ — $I_H=78$ а, \square — $I_H=84$ а.

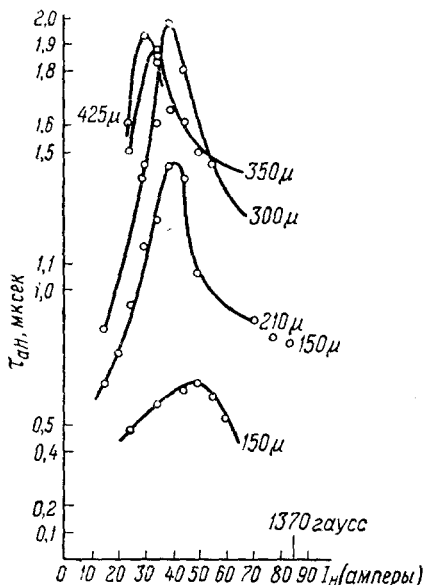


Рис. 22. Зависимость величины временной постоянной амбиполярной диффузии от напряженности магнитного поля при различных давлениях (в μ).

фициента переноса в магнитном поле сильно отличается от расчетных значений, основанных на парных столкновениях^{49,50}. Анализ²³ результатов показывает, что это расхождение связано, во-первых, с наличием плазменных колебаний, являющихся результатом плазменных волн магнитогидродинамического типа, а во-вторых, с наличием градиента магнитного поля, возникающего вследствие тороидальной геометрии. В настоящее время вопрос о величине коэффициента амбиполярной диффузии в магнитном поле при наличии колебаний остается открытым.

2. Р е к о м б и н а ц и я

Процесс рекомбинации играет существенную роль в газовом разряде. Величина коэффициента рекомбинации α является функцией большого числа параметров, в частности давления и типа газа, энергии электронов, наличия посторонних примесей и т. д. Значения α , найденные в некоторых экспериментах, сильно отличаются от расчетных величин, полученных из теории рекомбинации, основанной на тройных соударениях. По-видимому⁵³, это связано с тем, что большую роль в процессах рекомбинации играют переходы на высшие уровни возбуждения, и это необходимо учесть в более строгой квантовомеханической теории.

Применение микрорадиоволн позволило проверить зависимость α от ряда факторов.

Некоторые интересные данные получены в работе Бионци и Брауна⁵². Зависимость α от температуры и давления (неон) показана на рис. 23, зависимость коэффициента рекомбинации двух атомных газов от давления приведена на рис. 24. Для водорода α зависит от температуры как T^{1-k} , где $k=0,8 \div 0,9$ (проверено в диапазоне 303—413° K).

Из экспериментальных данных этой работы следует, что коэффициент рекомбинации возрастает с ростом атомного номера у одноатомных газов и уменьшается с ростом атомного номера у двухатомных газов. Все теории рекомбинации указывают на зависимость коэффициента рекомбинации от энергии. Эксперимент показал, что в неоне α не зависит от энергии. Зависимость α в водороде от энергии согласуется с теорией.

Полученные значения коэффициентов рекомбинации на несколько порядков (за исключением⁵³) превышают прежние экспериментально определенные значения α ^{54,55} и значения α , предсказанные теорией⁵¹.

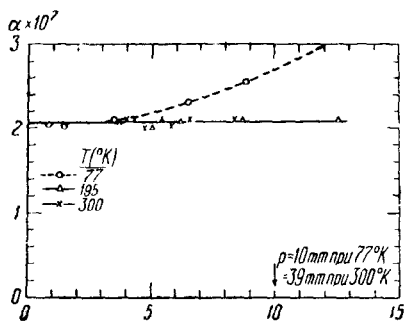


Рис. 23. Зависимость коэффициента рекомбинации в неоне от температуры и давления.

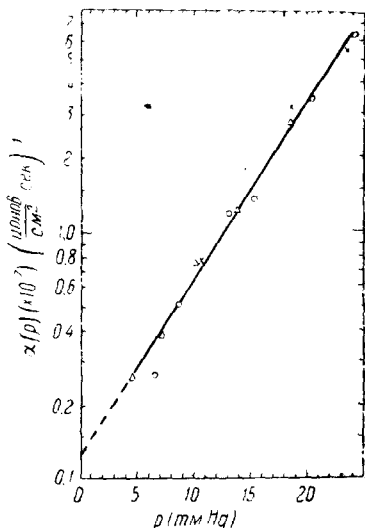


Рис. 24. Зависимость коэффициента рекомбинации в неоне от давления ($T=77^\circ \text{ K}$).

Позднее Браун³³ высказал мысль о том, что измеренный высокий коэффициент рекомбинации, по-видимому, является коэффициентом прилипания электронов к молекулам из-за возможного присутствия в разрядной трубке паров воды.

Приведенные результаты находятся в хорошем качественном согласии с данными работы²⁸, где исследовалась рекомбинация в распадающейся плазме водорода. Некоторое количественное расхождение можно отнести за счет загрязнений, неизбежно присутствующих в водороде. Измеренные значения α рассматриваются²⁸ как суммы двух коэффициентов рекомбинаций: электрон—положительный ион и отрицательный ион—положительный ион. Такое предположение позволяет хорошо интерпретировать полученную зависимость коэффициента α от давления. Хорошее качественное подтверждение зависимости скорости рекомбинации от температуры электронов в Ne получено в работе⁴⁰. Эксперимент проводился на распадающейся плазме разряда в Ne в диапазоне давлений 0,1—20 мм рт. ст. Изменение температуры электронов осуществлялось возбуждением в волноводе, где находилась плазма, СВЧ колебаний малой мощности в течение коротких промежутков времени. Изменение скорости рекомбинации во времени регистрировалось фотоумножителем по интенсивности свечения рекомби-

нации. Применение миллиметровых волн (~ 4 мм)³³ позволило произвести измерение коэффициента рекомбинации и вероятности h прилипания электрона к нейтральной молекуле с образованием отрицательного иона в водороде при плотностях электронов $\sim 5 \cdot 10^{13}$ см⁻³ (давление 0,1—2 мм рт. ст.). Потери частиц в процессе распада плазмы можно приблизительно описать уравнением

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -h\nu n - \alpha n^2. \quad (59)$$

Так как начальная плотность электронов довольно велика ($5 \cdot 10^{13}$ см⁻²), то в данном случае можно пренебречь диффузионными потерями. Значения ν определяются из измерений затухания проходящей через плазму электромагнитной волны, а значения $n = n(t)$ из фазового сдвига. Логарифм плотности электронов в зависимости от времени имеет линейный участок, наклон которого определяет значение h (это имеет место при больших временах или малых плотностях). Обратное значение плотности электронов в зависимости от времени также имеет линейный участок (при больших плотностях), что, как указывалось выше, определяет значение α .

Основные экспериментальные результаты приведены в таблице II.

Таблица II

p (мм рт. ст.)	$\nu \times 10^{-9}$ (сек ⁻¹)	$h \times 10^6$	α (см ⁻³ сек ⁻¹)
0,110	3,67	3,19	$5,15 \cdot 10^{-10}$
0,290	3,97	5,06	$5,9 \cdot 10^{-11}$
0,620	4,51	4,76	$9,2 \cdot 10^{-11}$
1,075	5,35	5,20	$5,50 \cdot 10^{-10}$
1,750	6,5	5,86	$4,2 \cdot 10^{-11}$

Значения α находятся в очень хорошем согласии с теоретическими работами. Результаты данного эксперимента трудно сравнивать с другими опытами из-за большой начальной плотности электронов (на два-три порядка выше, чем в большинстве работ).

3. Вероятность соударений

Для нахождения вероятности упругих соударений экспериментально определялось²⁷ отношение $\frac{\sigma_r}{\sigma_i}$ в зависимости от энергии электронов (см. уравнение (57)²⁷). Измерения проводились в распадающейся плазме после того, как электроны достигают теплового равновесия с газом.

Авторы указывают на два возможных приближенных решения уравнения (57).

Во-первых, приближение для слабого поля, справедливое во всем диапазоне значений $\frac{\nu}{\omega}$, но ограниченное условиями теплового равновесия электронов с газом и зависимостью ν от скорости типа $\nu \sim v^k$. Это условие проверялось экспериментально в работе²⁸ измерениями отношения $\frac{\sigma_r}{\sigma_i} = f(t)$. Для водорода в диапазоне давлений (1,5—50) мм рт. ст. величина $k=1,6$.

Во-вторых, приближение для низкого давления, которое определяется только одним условием $\left(\frac{\nu}{\omega}\right) \ll 1$.

Измеренные отношения проводимостей были порядка $\sim 0,1$; $\frac{\nu}{\omega} \approx 0,01$ и поэтому можно было пользоваться обоими приближенными решениями. Результаты приведены на рис. 25. Экспериментальные точки лежат на прямой, проходящей через начало координат. Во всем диапазоне скоростей, в котором функция распределения применима, оба решения дают одинаковые значения P_c в пределах ошибок эксперимента.

Достоинства изложенного метода определения вероятности столкновений заключается в том, что, во-первых, измерения отношения проводимостей проводятся в условиях, приближающихся к тепловому равновесию; во-вторых, угловая частота электрического поля может быть сделана

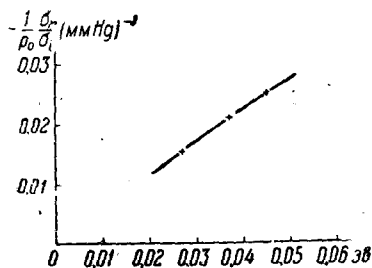


Рис. 25. Зависимость отношения $\frac{\sigma_r}{\sigma_i}$ в азоте для нулевого поля от энергии электронов.

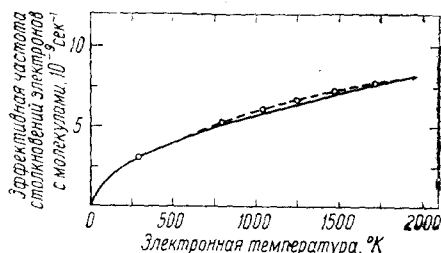


Рис. 26. Эффективная частота столкновений электрон — молекула в He в зависимости от температуры электрона: ———— — теория, - - - - - эксперимент.

заметно выше средней частоты столкновений при таких давлениях, когда средняя длина свободного пробега электронов мала по сравнению с размерами сосуда.

Зависимость сечения соударений P_c от энергии электрона экспериментально исследовалась методом кросс-модуляции³⁷.

Как следует из формулы (47), для частоты соударений электрон-молекула ν_m есть функция $P_c \sim qN_m$ и T . Если $P_c = \text{const}$ (при $N_m = \text{const}$), то $\nu_m \sim T^{\frac{1}{2}}$.

На рис. 26³⁷ приведены графики зависимости ν_m в гелии от электронной температуры. Сплошная кривая — теоретическая ($\nu_m \sim T^{\frac{1}{2}}$) — получена в предположении, что $P_c = 24,0 \text{ см}^{-1} = \text{const}$, вторая кривая (пунктирная) — экспериментальная — лежит несколько выше теоретической. Это указывает, что сечение не является постоянной величиной, а имеет слабую зависимость от энергии электрона в области исследуемых значений.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Darrow, J. the Bell System 11, 576 (1932).
2. E. Appleton, F. Chapman, Proc. Phys. Soc. 44, 246 (1932).
3. E. Childs, Phil. Mag. (7), 13, 873 (1932).
4. E. Appleton, E. Childs, Phil. Mag. (7), 10, 969 (1930).
5. H. Belcher, T. Sugden, Proc. Roy. Soc. A201, 480 (1950).
6. J. Larocche, Appl. Sci. Res. B5, 294 (1955).
7. E. Bradley, D. Prengle, J. Brit. Inst. of Radio Eng. 15, 11 (1955).
8. Ф. Арамс, Вестник информации № 15, 5 (1955).
9. Альперт, Гинзбург, Файнберг, Распространение радиоволн, Гостехиздат М., 1953.
10. Morgenu, Phys. Rev. 69, 508 (1948).
11. J. Cahn, Phys. Rev. 75, 838 (1949).

12. E. Everharth, S. Brown, Phys. Rev. 76, 839 (1949).
13. Morgenuau, Adler, Phys. Rev. 79, 970 (1950).
14. L. Goldstein, M. Lampert, Phys. Rev. 82, 956 (1951).
15. L. Goldstein, M. Lampert, Phys. Rev. 83, 1255 (1951).
16. R. Roy, J. Verma, Lou. Geophys. Res. 60, 457a (1955).
17. J. Slater, Rev. Mod. Phys. 18, 441 (1946).
18. M. Biondi, Rev. Sci. Instr. 22, 500 (1951).
19. A. Septier, J. Phys. at Radium 16, 108 (1955).
20. S. Brown, D. Rose, J. Appl. Phys. 23, 719 (1952).
21. В. Лукошков, А. Бондарев, Б. Швецов, Радио и электр. 1/497 (1956).
22. Б. Лакс и А. Берк, Вопросы радиолокац. техники 3 (21), 11 (1953).
23. W. Bosteeck, M. Levin, Phys. Rev. 97, 13 (1955).
24. Б. Лакс, А. Берк, Вопросы радиолок. техники 3 (21), 21 (1953).
25. M. Biondi, S. Brown, Phys. Rev. 75, 1700 (1949).
26. A. Phelps, S. Brown, Phys. Rev. 86, 102 (1952).
27. A. Phelps, S. Brown, Phys. Rev. 84, 559 (1951).
28. L. Varnerin, Phys. Rev. 84, 563 (1951).
29. S. Brown, D. Rose, J. Appl. Phys. 23, 711 (1952).
30. F. Adler, J. Appl. Phys. 20, 1125 (1949).
31. M. Biondi, Appl. Sci. Res. B5, 157 (1955).
32. М. С. Нейман, Триодные и тетродные генераторы сверхвысоких частот. Сов. радио, 1950.
33. R. Whitmer, Phys. Rev. 104, 572 (1956).
34. L. Goldstein, M. Lampert, Electr. Commun. 29, 243 (1952).
35. L. Goldstein, Advances in Electronics and Electron Physics VII, 401 (1955).
36. J. Anderson, L. Goldstein, Phys. Rev. 100, 1037 (1955).
37. J. Anderson, L. Goldstein, Phys. Rev. 102, 933 (1956).
38. L. Gold, S. Brown, Phys. Rev. 95, 897 (1954).
39. L. Goldstein, J. Anderson, Phys. Rev. 90, 151 (1953).
40. L. Goldstein, J. Anderson, J. Clark, Phys. Rev. 90, 486 (1953).
41. L. Goldstein, Phys. Rev. 102, 388 (1956).
42. M. Biondi, Phys. Rev. 79, 733, 1950.
43. Massey, Mohr. Proc. Roy. Soc. A144, 188 (1934).
44. A. Tyndall, C. Powell, Proc. Roy. Soc. A129, 162 (1930).
45. M. Biondi, S. Brown, Phys. Rev. 76, 302 (1949).
46. A. Tyndall, C. Powell, Proc. Roy. Soc. A134, 125 (1931).
47. M. Biondi, Phys. Rev. 82, 453 (1951).
48. Ebbinghaus, Ann. Phys. 7, 267 (1930).
49. R. Landshoff, Phys. Rev. 76, 904 (1949).
50. L. Spitzer, R. Härm, Phys. Rev. 89, 977 (1953).
51. В. Грановский, Электрический ток в газах, Гостехиздат М. — Л. (1952).
52. M. Biondi, S. Brown, Phys. Rev. 76, 1697 (1949).
53. J. Richerson, R. Holt, Phys. Rev. 81, 153 (1951).
54. P. Mohler, Phys. Rev. 31, 187 (1928).
55. C. Kenty, Phys. Rev. 32, 624 (1928).