

ГЛАВА VIII ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ ВАКУУМА

8.1. Условия возникновения предпробойных токов

Пробой вакуума происходит при том условии, что средний свободный пробег электронов или ионов больше расстояния между электродами; в этом случае лавинные процессы в промежутке при участии электронов или ионов не могут происходить и, следовательно, ток самостоятельного разряда не может возникнуть из-за этих процессов.

Обычно при электродах, выполненных из металлов, имеющих работу выхода около 4 эВ (к этой группе относится большинство металлов, используемых в электровакуумной технике, таких, как Си, Fe, Ni, Мо, W и др.) и промежутке до 1 см, заметные токи в вакууме не появляются, если электрическое поле не превышает 10^4 В/см. В этом случае к степени механической обработки, а также очистке поверхностей электродов не предъявляется каких-либо специальных требований. Если электроды тщательно обработаны механически, сглажены и отполированы и прогреты в вакууме с целью, очистки, то это предельное поле, при котором не возникают заметные токи проводимости в вакууме, обычно повышается до $1-2 \cdot 10^5$ В/см.

Здесь имеется в виду среднее электрическое поле промежутка, а не локальные поля у поверхностных неровностей или выступов катода. Таким образом, сглаживание поверхности электродов, особенно катода, устранение неровностей, например, полировкой, приводят к увеличению этого критического поля. В том же направлении влияет и очистка электродов, которая устраняет участки поверхности катода, имеющие малые работы выхода или слабо связанные с основной кристаллической решеткой металла. Диапазон $1-2 \cdot 10^5 - 1-2 \cdot 10^6$ В/см является областью экспериментальных работ.

После возникновения заметных токов в вакууме при дальнейшем увеличении напряжения возникает полный пробой промежутка или *вакуумная дуга*.

Имеется несколько причин нарушения вакуумной изоляции и появления заметной проводимости вакуумного промежутка.

Стационарные токи возникают, главным образом, из-за появления электронной эмиссии из катода. Основные виды ее – термоэлектронная эмиссия, усиленная полем за счет снижения работы выхода (эффект Шоттки), и автоэлектронная. При комнатной температуре электродов более важна автоэлектронная эмиссия, подчиняющаяся соотношению Фаулера-Нордгейма (см. 1.2.2). Согласно этому соотношению заметная автоэлектронная эмиссия возникает из катода, имеющего работу выхода около 4 эВ, при напряженности поля 10^7 В/см, что подтверждается опытами с гладкими монокристаллическими остриями из вольфрама в сверхвысоком вакууме.

Однако если использовать плоские параллельные электроды с поверхностями, очищенными неполностью от окислов и загрязнений, напыленными цезием и барием, можно получить заметные токи автоэлектронной эмиссии уже при среднем по промежутку поле 10^4 – 10^5 В/см.

Причины здесь две – увеличение автоэлектронной эмиссии при уменьшении работы выхода катода $j \sim \exp\left(-\frac{C_2\Phi^{3/2}}{\epsilon}\right)$ и присутствие на поверхности катода микроскопических выступов, за счет которых местные поля сильно увеличиваются, что приводит к возрастанию автоэлектронной эмиссии.

Кроме стационарных токов, которые более свойственны малым промежуткам, в больших промежутках возникают малые импульсы тока (микроразряды) с зарядом порядка микрокулон и продолжительностью около миллисекунды. Такие микроразряды могут происходить и на фоне постоянного тока и без него. Микроразряды возникают, по-видимому, из-за обмена отрицательных и положительных ионов на катоде и аноде.

8.2. Основные факторы, влияющие на электрическую прочность вакуумного промежутка

Расстояние между электродами d . Для малых размеров напряжение вакуумного пробоя пропорционально d :

$$U_{пр} = K_1 d.$$

Для больших размеров d напряжение пробоя ниже, чем в том случае, если бы пробой определялся только автоэлектронной эмиссией

$$U_{\text{пр}} = K_2 d^\alpha,$$

где α около 0,5.

На рис. 8.1 показан ожидаемый ход зависимости $U = f(d)$, если бы пробой был вызван только автоэлектронной эмиссией (кривая 1), действительный ход напряжения пробоя (кривая 2) и зависимости поля E от промежутка (кривая 3).

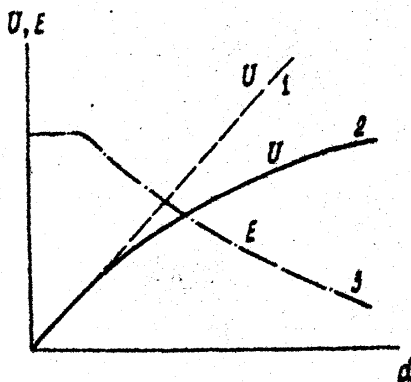


Рис. 8.1. Зависимость напряжения U и поля E при пробое вакуума от размера вакуумного промежутка d

Материал электродов и состояние его поверхности. Если электроды изготовлены из материала более механически прочного, то напряжение пробоя $U_{\text{пр}}$ при прочих равных условиях будет выше; например, при электродах из вольфрама $U_{\text{пр}}$ выше, чем в случае, если они изготовлены из алюминия или графита. Еще большее влияние на $U_{\text{пр}}$ имеет механическая обработка поверхности электродов и их очистка от различных поверхностных загрязнений, которые представляют собой тонкие пленки или локальные включения диэлектриков или полупроводников на поверхностях металлов.

В одной из работ было найдено, что полировка поверхности электрода увеличивает начальное напряжение пробоя для промежутка в 1 мм от 10 кВ до 45 кВ, а очистка поверхности тлеющим разрядом в водороде позволила получить напряжение до 60 кВ на 1 мм.

При использовании обработки электродов аномальным тлеющим разрядом в инертном газе было получено без пробоя промежутка среднее электрическое поле в 10^6 В/см.

Покрывание поверхностей. Одним из факторов, увеличивающих напряжение пробоя вакуумного промежутка, является использование проводящих стеклянных электродов. В этом случае в объеме слоя стекла образуется высокое падение напряжения, за счет чего выравнивается электрическое поле в промежутке, уменьшается эмиссионный ток и увеличивается $U_{пр}$. К уменьшению эмиссионных токов и увеличению $U_{пр}$ приводит также использование тонких изолирующих пленок на металлических электродах. Здесь также, вероятно, играет роль то, что изолятор закрывает микроскопические острия на поверхности металла и это приводит к понижению автоэлектронной эмиссии.

8.3. Гипотезы механизма пробоя

Пробой вакуума представляет собой сложное явление, и достаточно полная его теория еще не построена. В связи с этим большое значение имеют гипотезы, а также теории, которые относятся к частным случаям. Основные гипотезы таковы.

Электронно-лучевая гипотеза. Пробой вакуума, согласно этой гипотезе, может произойти как в результате нагрева анода, так и катода.

Рассмотрим механизм **нагрева анода**. Электроны, эмитируемые из микроскопических выступов и острий на катоде, ускоряются в поле промежутка, формируются в лучи и бомбардируют анод, вызывая местный подъем температуры и выделение паров металла анода и сорбированных газов; при этом происходит так же ионизация атомов этих газов и паров. Ионы движутся к катоду, что приводит к образованию положительного пространственного заряда в промежутке и усилению местного поля у катода. Это в свою очередь увеличивает эмиссию и т.д. Одновременно возникает ионно-

электронная эмиссия из катода. Процесс продолжается до тех пор, пока не возникнет достаточное количество металлических паров в промежутке и самостоятельный разряд при низком давлении. Этот механизм предложен Н.Семеновым в 1929 г.

Пробой вакуума за счет **нагрева катода** был впервые получен в работе Дайка и его сотрудников в 1951 г. При этом кончик автоэмиттера разогревается проходящим по нему током с $j \sim 10^8 \text{ А/см}^2$ и взрывается. Вакуумная дуга возникает в парах металла эмиттера-катода. Этот пробой происходит при поле у катода $E = 8 \cdot 10^7 \text{ В/см}$.

Поскольку образование микроскопически острий на поверхности массивных катодов обнаружено на опыте, то возникновение пробоя вакуума между массивными плоскими (или другой формы) электродами из-за нагрева и взрыва этих острий вполне возможно.

Гипотеза обмена электронов и положительных ионов. Электрон, возникший в промежутке, ускоряется и сталкивается с анодом, где он создает A положительных ионов и C фотонов. Положительные ионы ускоряются по направлению к катоду, где они и фотоны создадут B и D вторичных электронов; последние движутся снова к аноду, вызывая образование новых положительных ионов и фотонов и т.д. Если коэффициенты близки к единице, то процесс будет быстро нарастать. Условие пробоя следующее:

$$(AB + CD) \geq 1.$$

Однако измерения коэффициентов показали, что все они, кроме B , много меньше единицы, и развитие пробоя за счет этого процесса имеет малую вероятность.

Обмен отрицательного и положительного ионов происходит соответственно на катоде и аноде. Условие развития пробоя аналогично предыдущему соотношению. Коэффициенты здесь много больше, и при $U = 250 \text{ кВ}$ показано, что, по-видимому, этот механизм имеет место.

Кроме механизма обмена частиц происходит и добавочное газоотделение из электродов, что увеличивает вероятность возникновения пробоя. Этот процесс, как показал Н.Ионов, может быть дополнительно стимулирован и усилен термоионной эмиссией отрицательных ионов с катода и положительных с анода.

Гипотеза кусочков. В ней рассматривается движение заряженных кусочков малой величины в поле между электродами. При ударе кусочка об электрод выделяется энергия и возникает местное

увеличение температуры, достаточное для образования облака пара. Пробой вакуума происходит в среде этого пара (гипотеза Кренберга). Кроме того, при приближении заряженной частицы к металлическому электроду может возникнуть электрический пробой между ними, обеспечивающий возникновение полного пробоя промежутка.

Процесс испарения кусочка при ударе об электрод может быть иллюстрирован следующим расчетом: металлический шарик радиусом r ($r \ll d$), находящийся в поле E на поверхности гладкого электрода, приобретает заряд:

$$q = \epsilon_0 \frac{\pi^2}{6} E r^2 .$$

Кинетическая энергия, получаемая этим шариком после его отрыва от электрода и прохождения разности потенциалов U ,

$$\mathcal{E}_K = qU = \epsilon_0 \frac{\pi^2}{6} E r^2 U .$$

Согласно этой гипотезе пробой возникает, если выделяемая на единицу площади энергия достигнет критической величины. Так как площадь соударения пропорциональна r^2 , то критерий пробоя имеет вид: $UE = \text{const}$. Если поле равномерно, то $E = U/d$ и для напряжения пробоя получаем:

$$U_{\text{пр}} = \text{const } d^{0.5} .$$

Опыт показывает, что при соответствующем выборе константы показатель степени у d находится в пределах 0,5–0,7. Прямые опыты по введению кусочков в вакуумные промежутки показали, что подобный механизм пробоя возможен. Слабо соединенные с электродами частицы размером 0,1–100 мк могут остаться после полировки или сформироваться в процессе тепловой обработки и очистки электродов в вакууме.

По-видимому, в малых промежутках кусочек не может обладать достаточной энергией или зарядом, чтобы вызвать пробой, но в больших промежутках механизм кусочков приобретает даже большее значение, чем механизм электронного луча. Все же кусочки – не единственная причина возникновения пробоя.

До сих пор ни одна гипотеза не может объяснить все имеющиеся экспериментальные результаты. Однако существование большинства гипотетических механизмов подтверждено. Таким обра-

зом, гипотезы не исключают, а дополняют друг друга, что и должно быть учтено при построении полной теории пробоя вакуума.

Вопросы пробоя вакуума и улучшения вакуумной изоляции, очень важны для ускорителей заряженных частиц, в частности электростатических ускорителей, электростатических сепараторов, электронных и ионных инжекторов и т.д.

ГЛАВА IX ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ РАЗРЯД В ГАЗЕ И ВАКУУМЕ

9.1. Основные определения

Электрический разряд в газе, который возникает при высокочастотном электрическом поле, называется *высокочастотным разрядом* (E – разряд). Обычно при частоте, превышающей 10^4 – 10^5 Гц, объемный заряд положительных ионов у электродов в тлеющем разряде не успевает перестраиваться при изменении полярности электродов, и явления на поверхности последних с увеличением частоты электрического поля перестают играть прежнюю роль. Более того, возможно вынести электроды за пределы оболочки прибора, в котором происходит разряд, что не вызывает его погасания.

Вторая разновидность высокочастотного разряда – *кольцевой безэлектродный разряд* (H – разряд) – вызывается вихревым электрическим полем, которое в свою очередь создается высокочастотным магнитным полем. Напряженность вихревого электрического поля определяется уравнением Максвелла:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}.$$

Высокочастотное магнитное поле создается токами соответствующей частоты, протекающими, например, по обмотке соленоида.

Описанный выше высокочастотный разряд, который формируется из тлеющего при увеличении частоты питающего напряжения, иногда называется *высокочастотным тлеющим разрядом*. Найде-ны и исследованы также другие виды высокочастотных разрядов – высокочастотные *корона, дуга, факельный разряд* и т.д.

Явления при возникновении и горении высокочастотного разряда сложны. Для их анализа полезно предварительно рассмотреть движение заряженных частиц в высокочастотном электрическом поле при различных давлениях газа.

9.2. Движение заряженных частиц в высокочастотном электрическом поле

Здесь в зависимости от давления газа и частоты электрического поля рассматриваются три случая:

1) **Давление газа мало, частота велика** и соударениями за время одного периода можно пренебречь. Если ввести размеры сосуда – длину в направлении электрического поля d и размер в перпендикулярном направлении – ширину или радиус R , то в этом случае $\lambda_e > d$ и $\lambda_e > R$.

Если начальная скорость заряженной частицы (для определенности будем иметь в виду электрон) направлена по полю, то задача может быть сведена к одномерной. Уравнение движения электрона по оси x :

$$m\ddot{x} = eE_0 \sin(\omega t + \theta), \quad (9.1)$$

где θ – фазовый угол поля в момент $t = 0$.

Интегрируя это выражение получаем:

$$m\dot{x} = -\frac{eE_0}{\omega} \cos(\omega t + \theta) + C_1.$$

При $t = 0$ $\dot{x} = u_0$, и для скорости имеем выражение:

$$\dot{x} = u = \frac{eE_0}{m\omega} [\cos \theta - \cos(\omega t + \theta)] + u_0. \quad (9.2)$$

Для перемещения x , принимая, что при $t = 0$ $x = 0$ получаем:

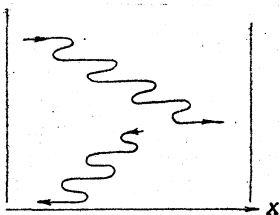
$$x = \left[u_0 + \frac{eE_0}{m\omega} \cos \theta \right] t + \frac{eE_0}{m\omega^2} [\sin \theta - \sin(\omega t + \theta)]. \quad (9.3)$$

Из этого выражения следует, что характер движения электронов будет различен в зависимости от начальных условий. Если $u_0 = 0$

и $\theta = \frac{\pi}{2}$ или $\frac{3}{2}\pi$, то движение представляет колебание около среднего положения. Во всех же остальных случаях, **кроме колебательного движения, электроны будут смещаться либо по полю, либо в противоположном направлении зависимости от знака результирующей начальной скорости**

$$u_{рез} = u_0 + \frac{eE_0}{m\omega} \cos \theta.$$

Все вышеупомянутое относится и к ионам, но их скорости из-за много больших масс будут много меньшими;



2) Давление газа велико, частота электрического поля f мала, и частота столкновений электрона с молекулами газа много больше f . В этом случае прирост энергии электрона на длине свободного пробега очень мал, и в результате частых столкновений устанавливается дрейфовое движение электронов, скорость которого будет всегда в фазе с электрическим полем:

Этот случай используется при определении подвижности заряженных частиц (метод Резерфорда).

178

$$m\ddot{x} + g\dot{x} = eE_0 \sin(\omega t + \theta).$$

Решение этого уравнения получим, предполагая, что коэффициент трения g не зависит от амплитуды и частоты поля, а также от координаты x . Этот случай ближе всего подходит к «несамостоятельному» высокочастотному разряду, когда ионизация в газовом промежутке создается внешним ионизатором:

$$x = -\frac{geE_0}{\omega(g^2 + m^2\omega^2)} \cos(\omega t + \theta) - \frac{meE_0}{g^2 + m^2\omega^2} \sin(\omega t + \theta) + C_1 e^{-\frac{g}{m}t} + C_2. \quad (9.4)$$

Для направленной скорости электрона получаем:

$$u = \dot{x} = \frac{geE_0}{g^2 + m^2\omega^2} \sin(\omega t + \theta) - \frac{meE_0\omega}{g^2 + m^2\omega^2} \cos(\omega t + \theta) - \frac{g}{m} C_1 e^{-\frac{g}{m}t}. \quad (9.5)$$

На колебательное движение накладывается поступательное со скоростью асимптотически убывающей от $\frac{g}{m}C_1$ до нуля. Для установившегося случая имеем:

$$\begin{aligned} \dot{x} &= \frac{geE_0}{g^2 + m^2\omega^2} \sin(\omega t + \theta) - \frac{meE_0\omega}{g^2 + m^2\omega^2} \cos(\omega t + \theta) = \\ &= \frac{ge}{g^2 + m^2\omega^2} E - \frac{em}{g^2 + m^2\omega^2} \dot{E}. \end{aligned} \quad (9.6)$$

Выражения для скорости движения электронов в направлении поля позволяют во всех трех случаях получить формулы для плотности высокочастотного тока. В данном случае, предполагая, что высокочастотный ток протекает в плазме с концентрацией электронов и ионов $n_e = n_+ = n$, для плотности тока получаем:

$$j_e = \rho u = en\dot{x} = \frac{e^2gn}{g^2 + m^2\omega^2} E - \frac{e^2mn}{g^2 + m^2\omega^2} \dot{E}.$$

Таким образом, ток между электродами при высокочастотном разряде имеет активную и реактивную составляющие.

Полный ток включает ток проводимости и ток смещения:

$$j = j_e + \varepsilon \dot{E} = \frac{e^2 gn}{g^2 + m^2 \omega^2} E + (\varepsilon_0 - \frac{e^2 mn}{g^2 + m^2 \omega^2}) \dot{E}. \quad (9.7)$$

Общее выражение для плотности тока:

$$j = \sigma E + \varepsilon \dot{E}. \quad (9.8)$$

Сопоставляя (9.7) и (9.8), получаем выражения для активной проводимости σ и диэлектрической проницаемости ε :

$$\sigma = \frac{e^2 gn}{g^2 + m^2 \omega^2}; \quad (9.9)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_0 - \frac{e^2 mn}{g^2 + m^2 \omega^2} = \varepsilon_{омн} \varepsilon_0; \quad (9.10)$$

$$\varepsilon_{омн} = 1 - \frac{e^2 mn}{\varepsilon_0 (g^2 + m^2 \omega^2)}. \quad (9.11)$$

Активная проводимость при $g \rightarrow 0$ стремится к нулю, в этом случае остается только реактивная составляющая тока высокой частоты. При $g > m\omega$, наоборот, остается только активная составляющая высокочастотного тока.

Формула (9.11) для $\varepsilon_{омн}$ показывает, что эта величина в зависимости от частоты ω , коэффициента трения g и концентрации электронов n может стать меньше единицы, а также принимать отрицательные значения. Этот результат является важным для распространения электромагнитных волн в среде ионизованного газа.

Уточним понятие *коэффициента трения* g . Эта величина определяется из предположения, что электрон при соударении с гораздо более тяжелой частицей – молекулой газа при каждом соударении, теряет весь свой импульс в заданном направлении. Отсюда скорость уменьшения импульса в направлении оси x составляет $m\dot{x}\nu$, где ν – частота столкновений электронов с молекулами. Так как и исходное уравнение

$$m\ddot{x} + g\dot{x} = eE_0 \sin(\omega t + \theta)$$

представляет собой баланс импульсов, сообщаемых электрону полем и теряемых при соударениях с молекулами газа, то очевидно, что $g = m\nu$. Благодаря этому можно записать соотношения для σ и ε в несколько другой форме

$$\sigma = \frac{ne^2}{m} \frac{\nu}{\nu^2 + \omega^2}; \quad (9.12)$$

$$\varepsilon_{отн} = 1 - \frac{ne^2}{\varepsilon_0 m(\nu^2 + \omega^2)}. \quad (9.13)$$

Из формулы (9.12) видно, что **высокочастотная проводимость имеет максимум при $\nu = \omega$** , что дает возможность определить соответствующее давление газа. Этот важный результат может быть найден лишь качественно, так как в этом случае, а также в случае $\nu < \omega$ аналогия между соударениями и трением, строго говоря, перестает быть справедливой.

Важный характерный случай следует отметить и для $\varepsilon_{отн}$. При отсутствии столкновений электронов с молекулами газа формула (9.13) упрощается

$$\varepsilon_{отн} = 1 - \frac{ne^2}{\varepsilon_0 m \omega^2}. \quad (9.14)$$

Обозначим $\omega_0 = \sqrt{\frac{e^2 n}{\varepsilon_0 m}}$, в этом случае

$$\varepsilon_{отн} = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}. \quad (9.15)$$

Частота ω_0 представляет собой собственную частоту колебаний электронного газа. Их наличие было установлено впервые для плазмы Ленгмюром и Тонксом.

Таким образом, упрощенный вариант теории движения электрона в высокочастотном поле, основанный на рассмотрении движения среднего электрона и введении макроскопического коэффициента трения, дает возможность получить ряд существенных результатов – определить характер движения электронов, j_e , σ , ε , а

также мгновенную и среднюю мощность, расходуемую полем в единице объема.

9.3. Высокочастотный пробой газа и сформировавшийся разряд

При известных условиях, амплитуде поля E_0 , частоте ω и давлении газа p происходит высокочастотный пробой газа, т.е. переход из состояния газа, являющегося хорошим изолятором, к состоянию, когда газ обладает хорошей электропроводностью как при высокочастотном, так и при постоянном напряжении. Конечное состояние объема газа, находящегося в поле высокой частоты, представляет собой обычно плазму со всеми присущими ей особенностями.

Подобно тому как соотношение (5.4) является условием пробоя на постоянном напряжении, при высокочастотном также имеются свои условия пробоя. Однако очевидно, что здесь **картина пробоя будет сильно изменяться в зависимости от соотношения частоты столкновений электронов с молекулами газа ν и частоты поля ω .**

Если $\nu \gg \omega$, то в процессе увеличения концентрации электронов и ионов при пробое, по-видимому, играют роль незавершенные электронные лавины, направление движения которых изменяется при изменении направления поля. Однако с понижением частоты столкновений ν из-за понижения давления газа или с увеличением частоты поля роль этих незавершенных лавин уменьшается и при $\nu \leq \omega$ эти лавины отсутствуют. Здесь приобретают значение новые процессы в особенности **накопление энергии электронами благодаря столкновениям**. В оптимальном случае это выглядит следующим образом; электрон на длине свободного пробега увеличивал свою энергию, но после столкновения направление его скорости изменилось; если это совпало с изменением знака поля, то и в течение второго полупериода электрон будет ускоряться, далее снова упругое столкновение с изменением направления движения, вновь изменение направления поля, сопровождающееся ускорением электрона и т.д. Известная часть электронов при $\nu \sim \omega$ накапливает энергию подобным образом до тех пор, пока не произведут

возбуждение или ионизацию. Если процесс ионизации будет преобладать над рекомбинацией в объеме газа и на поверхности оболочки прибора, то постепенно сформируется плазма, составляющая основу высокочастотного разряда.

Существующие теории высокочастотного пробоя газа охватывают лишь частные случаи этой многообразной и сложной проблемы.

Одна из теорий построена для области низких давлений газа и основывается на уравнениях для скорости (9.2) и координаты (9.3). Влияние обычных зарядов не учитывается. Введен следующий критерий пробоя: на длине свободного пробега электрон должен приобрести энергию равную энергии ионизации молекул газа eU_i . Если использовать этот критерий и уравнения (9.2) и (9.3):

$$\dot{x} = u = \frac{eE_0}{m\omega} [\cos \theta - \cos(\omega t + \theta)] + u_0,$$

$$x = \left[u_0 + \frac{eE_0}{m\omega} \cos \theta \right] t + \frac{eE_0}{m\omega^2} [\sin \theta - \sin(\omega t + \theta)].$$

то при пробое должны быть выполнены следующие два условия:

$$u = \sqrt{2 \frac{e}{m} U_i} = \frac{eE_0}{m\omega} (1 - \cos \omega t), \quad (9.16)$$

$$\lambda = \frac{eE_0}{m\omega^2} (\omega t - \sin \omega t). \quad (9.17)$$

Здесь взято для упрощения $\theta = 0$ и $u_0 = 0$. Уравнения (9.16) и (9.17) связывают величины E_0 , ω , λ и t ; если исключить t , то можно найти зависимость $E_0 = f_1(\omega)$ для данной величины λ , которая характеризует природу газа и его давление.

Зависимости амплитуды поля при высокочастотном пробое от его частоты для различных давлений аргона показаны на рис. 9.2. При увеличении давления E_0 , соответствующая минимуму, увеличивается и сдвигается в сторону больших частот.

Из кривых, показанных на рис. 9.2, можно получить зависимости $E_0 = f_2(p)$ при $\omega = \text{const}$, которые показаны на рис. 9.3.

Экспериментальная проверка этих расчетных кривых показала качественное, а в некоторых случаях и количественное совпадение результатов для области давлений $10^{-2} - 10^{-1}$ мм рт.ст.

Можно построить также зависимость поля при пробое E_0 от частоты f и давления газа p , которая представляет собой поверхность в трехмерном пространстве E_0, f, p и определить экстремальные точки.

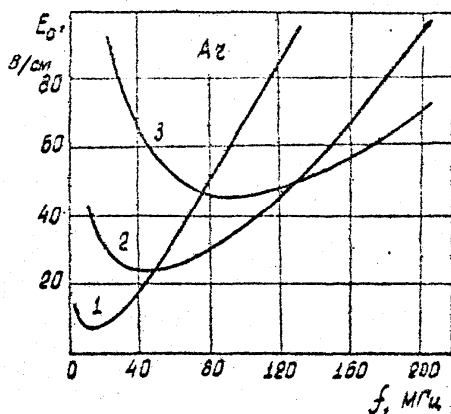


Рис. 9.2. Зависимость амплитуды поля при пробое E_0 от частоты при различных давлениях аргона:
1— $1,5 \cdot 10^{-2}$; 2— $6 \cdot 10^{-2}$; 3— $12 \cdot 10^{-2}$ мм рт.ст.

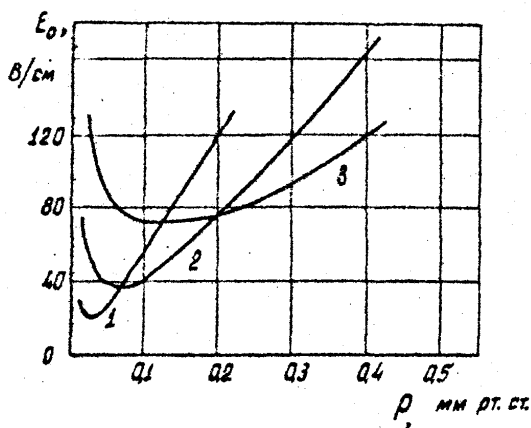


Рис. 9.3. $E_0 = f_2(p)$ при высокочастотном пробое в аргоне:
1 — 40 МГц; 2 — 100 МГц; 3 — 180 МГц

Для средних и высоких давлений хорошо разработана *диффузионная теория* высокочастотного пробоя. Условия, для которых эта теория справедлива, следующие: средний свободный пробег электронов и амплитуда их колебаний значительно меньше размеров объема, в котором возникает пробой $\lambda_e \ll d$; если размеры этого объема порядка 10 см, то давление газа должно превосходить 10^{-2} мм рт.ст. а частота поля составлять более 100 МГц. При этих условиях основную роль играют два процесса: ионизация молекул ударами электронов и диффузия электронов к стенкам разрядной камеры. В некоторых газах значительную роль играют отрицательные ионы и, следовательно, нужно учитывать также процесс объемной рекомбинации ионов с ионами.

В случае высокой концентрации заряженных частиц в высокочастотном разряде начинают играть роль ступенчатые процессы, а также рекомбинация ион-электрон при тройных столкновениях. Однако в случае пробоя, когда концентрация электронов и ионов еще невелика, эти дополнительные процессы можно в большинстве случаев не учитывать и ограничиться первыми двумя процессами, что позволяет относительно несложно построить диффузионную теорию высокочастотного пробоя.

Рассмотрим газ, находящийся между бесконечными параллельными пластинами с расстоянием d между ними, в котором под действием внешнего излучения равномерно по всему объему создается N_0 электронов и ионов в 1 см^3 в 1 с. Кроме этого, за счет высокочастотного поля электроны производят ионизацию с частотой ν_i , таким образом, скорость возникновения новых электронов в 1 см^3 составляет $\Delta_i = \nu_i n_e$. Электроны и ионы движутся к ограничивающим поверхностям за счет диффузии, поток диффундирующих частиц дается обычным выражением $D_e (\text{div} \cdot \text{grad } n_e)$.

Используя уравнение непрерывности, записываем увеличение плотности электронов в стадии нарастания высокочастотного тока

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = N_0 + \nu_i n_e + D_e \frac{\partial^2 n_e}{\partial x^2}, \quad (9.18)$$

где n_e зависит от времени и координат. Для самостоятельного разряда N_0 — малая величина. Скорость изменения концентрации при пробое также может быть очень малой или равной нулю, при

этом устанавливается самостоятельный разряд с не высокой концентрацией заряженных частиц. Уравнение (9.18) упрощается

$$\frac{\partial^2 n_e}{\partial x^2} + \frac{v_n n_e}{D_e} = 0. \quad (9.19)$$

Если выбрать начало координат в центре между электродами – стенками и предположить, что у стенок плотность электронов спадает до нуля, то можно получить решение уравнения (9.19):

$$n_e = C_1 \cos \sqrt{\frac{v_n}{D_e}} x ;$$

при $x = 0$

$$n_e = n_{e0} = C_1 ;$$

$$n_e = n_{e0} \cos \sqrt{\frac{v_n}{D_e}} x. \quad (9.20)$$

Получили распределение концентрации электронов в промежутке. Условие, при котором разряд будет самостоятельным, найдем из следующего граничного условия: у поверхности электродов $n_e = 0$ и аргумент функции (9.20) составит $\pm \frac{\pi}{2}$ (отрицательные значения n_e не имеют смысла).

Отсюда $\sqrt{\frac{v_n}{D_e}} \frac{d}{2} = \frac{\pi}{2}$ или

$$D_e \left(\frac{\pi}{d} \right)^2 = v_n, \quad (9.21)$$

что и является **условием самостоятельности разряда** при взятых исходных предпосылках.

Уравнение (9.21) связывает размеры промежутка d с давлением и природой газа (v_n , D_e), и из этого уравнения может быть получена амплитуда высокочастотного поля при пробое E_0 в зависимости от всех этих условий.

Расчет является сложным и может быть выполнен, если заранее известна функция распределения электронов по скоростям в высокочастотном разряде, после чего можно использовать соотношение (3.2). Подобные расчеты и были произведены не только для рас-

смотренного промежутка с плоскими параллельными ограничивающими поверхностями, но и для других форм разрядных пространств, и результаты расчетов хорошо совпали с данными экспериментов. На рис. 9.4 показана типичная зависимость E_0 при пробое от давления газа p . Наличие минимума объясняется тем, что при малых давлениях электрическое поле при пробое E_0 увеличивается из-за того, что необходима усиленная ионизация для компенсации возрастающих потерь электронов на стенки в результате диффузии. При больших давлениях E_0 увеличивается, так как необходимо компенсировать возрастающие потери энергии электронов на упругие удары. При не которых средних условиях ($p \sim 1$ мм рт.ст.) E_0 имеет минимальное значение.

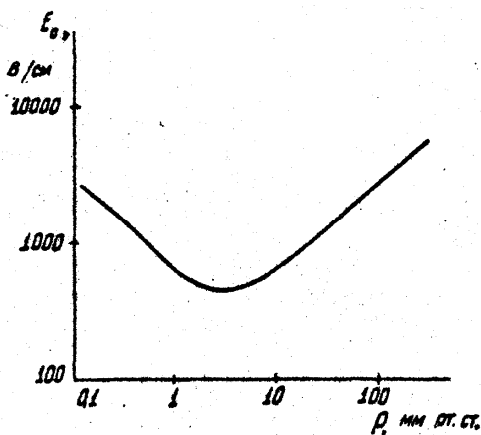


Рис. 9.4. Зависимость $E_0 = f(p)$ согласно диффузионной теории (средние и высокие давления газа)

Напряжения, необходимые для поддержания сформировавшегося высокочастотного разряда, значительно меньше потенциалов пробоя. Причиной этого становится появление пространственного заряда положительных ионов, который уменьшает потери электронов на стенках в результате диффузии; при этом свободная диффузия электронов переходит в амбиполярную (двуполяр-

ную). Так как $D_a \ll D_e$ (см. 3.4.2) то чтобы компенсировать потери электронов при этом виде диффузии, требуется меньшая скорость образования электронов в разряде, а следовательно, меньшее электрическое поле и общее приложенное напряжение.

Минимальное напряжение горения может быть очень низким, в некоторых случаях меньшим потенциала ионизации U_i . Это явление объясняется механизмом накопления энергии электронами из-за соударений.

В основу теории сформировавшегося высокочастотного разряда берется то же уравнение, что и для теории пробоя, однако при этом учитывается образование в промежутке плотного заряда положительных ионов, и в связи с этим изменение характера диффузии электронов к стенкам. Это уравнение следующее:

$$D_a \operatorname{div} \operatorname{grad} n_e + v_n n_e = 0, \quad (9.22)$$

где
$$D_a = \frac{\mu_e D_+ + \mu_+ D_e}{\mu_+ + \mu_e} \cong \frac{\mu_+}{\mu_e} D_e$$

– коэффициент амбиполярной диффузии.

Если уравнение (9.22) применить к высокочастотному разряду в цилиндрической трубе при давлениях, когда имеют место диффузионные процессы ($v \gg \omega$, $\lambda_e \ll R$), то получается дифференциальное уравнение и его решение такого же типа, как и для столба тлеющего разряда на постоянном токе. И в этом случае в итоге расчета можно получить зависимость $E/p = f(pR)$ [уравнение (6.19) для положительного столба тлеющего разряда].

Было замечено, что в сформировавшемся высокочастотном разряде из-за ухода электронов на стенки образуется пространственный положительный заряд, создающий статические электрические поля и потенциалы, которые для центральной области разряда относительно граничной области (или электродов) могут составлять до несколько сотен вольт. В связи с этим можно объяснить наблюдаемое в некоторых случаях явление распыления материала электродов в высокочастотном разряде при низких давлениях газа, которое, таким образом, подобно катодному распылению на постоянном токе тлеющего разряда.

Измерения параметров n_e и T_e плазмы и области пространственного заряда для высокочастотных разрядов производилось

методом двойного плавающего зонда. Отметим некоторые результаты, полученные этим методом: при высокочастотных токах порядка миллиампер концентрация электронов составляет около 10^9 см^{-3} , а средние энергии при условии значительных давлений газа $v > \omega$ составляли несколько электронвольт. В некоторых работах была получена малая зависимость T_e от n_e , например, при разряде в воздухе и изменении давления от 0,1 до 11 мм рт.ст. ($f = 10^8$ Гц), температура электронов оставалась около $3 \cdot 10^4$ К при изменении n_e от 10^{10} до 10^{12} см^{-3} . В ряде случаев было найдено максвелловское распределение электронов по скоростям.

Высокочастотный разряд является интенсивным источником положительных ионов, которые можно использовать в ускорителях заряженных частиц. Для создания источника ионов чаще используется кольцевой безэлектродный высокочастотный разряд (H – разряд).

9.4. Высокочастотный разряд в вакууме

9.4.1. Резонансный разряд, вызванный вторичной эмиссией (*мультипакторный разряд*)

Для возникновения этого вида разряда должны быть выполнены два условия. Во – первых, коэффициент вторичной эмиссии материала стенок или электродов должен быть более единицы $\sigma > 1$. Электроны под действием высокочастотного поля движутся в прямом и обратном направлении и сталкиваются с противоположными стенками или электродами, вызывая выход вторичных электронов. В том случае, когда эти столкновения и выход вторичных электронов совпадают по времени с переменной знака поля и время пролета вторичных электронов до противоположной стенки будет равно полупериоду высокочастотного напряжения, будет происходить умножение числа электронов от одного полупериода поля к другому или за нечетное число полупериодов. Это – второе условие возникновения разряда.

При возрастании тока электронов в вакуумном промежутке формируется объемный заряд, который ограничивает увеличение тока и создает его насыщение.