

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ  
Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования  
**«ТОМСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»**

---

**А.Г. Каренгин**

**ФИЗИКА И ТЕХНИКА  
НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ**

Учебное пособие

Издательство  
Томского политехнического университета  
2008

УДК 533.915(075.8)

ББК 22.333я73

К22

**Каренгин А.Г.**

К22 Физика и техника низкотемпературной плазмы: учебное пособие / А.Г. Каренгин. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2008. – 129 с.

ISBN 5-98298-334-9

В пособии описаны основные элементарные процессы в низкотемпературной плазме, формы электрических разрядов, получившие широкое практическое применение, их особенности и свойства. Рассмотрены основные типы генераторов низкотемпературной плазмы (плазмотронов). Изложены способы определения технологических параметров плазменных струй, генерируемых такими плазмотронами и предназначенных для проведения плазмохимических процессов получения различных, в том числе нанодисперсных, материалов.

Пособие разработано в рамках реализации Инновационной образовательной программы ТПУ по направлению «Материаловедение, наноматериалы и нанотехнологии» и предназначено для магистрантов, обучающихся по программе 150600 «Материаловедение и технологии новых материалов».

УДК 533.915(075.8)

ББК 22.333я73

Рекомендовано к печати Редакционно-издательским советом  
Томского политехнического университета

*Рецензент*

Доктор физико-математических наук, профессор,  
зав. лабораторией низкотемпературной плазмы ИСЭ СО РАН

*Ю.Д. Королёв*

ISBN 5-98298-334-9

© Каренгин А.Г., 2008

© Томский политехнический университет, 2008

© Оформление. Издательство Томского  
политехнического университета, 2008

## ВВЕДЕНИЕ

Плазма представляет собой газ, часть молекул (атомов) которого ионизована. Плазма состоит из многих компонентов. Совокупность частиц газа, не обладающих электрическими зарядами, объединяют обычно под названием «нейтральные частицы». Сюда относятся молекулы (атомы) в основном состоянии, а также молекулы (атомы, радикалы) в различных возбужденных квантовых состояниях. Кроме них плазма содержит положительно заряженные ионы, то есть молекулы исходного газа в основном и возбужденных состояниях, несущие положительные заряды в результате потери одного, двух и более электронов. В плазме имеются и отрицательные носители зарядов. В основном это электроны, лишь иногда в небольшом количестве встречаются отрицательные ионы.

Принято различать высоко- и низкотемпературную плазмы. Степень ионизации низкотемпературной плазмы составляет доли процента, но этого достаточно, чтобы сделать ее электропроводной.

Простейший способ получения низкотемпературной плазмы заключается в термической ионизации газа в электрических разрядах. Температура низкотемпературной плазмы одноатомных газов обычно не превышает 13 000 К, двухатомных – 8000 К. Высокотемпературная плазма практически полностью ионизована, а электронная температура ее должна быть не менее  $(1-2) \cdot 10^5$  К.

Для возникновения и поддержания низкотемпературной плазмы существенны такие объемные процессы, как возбуждение, ионизация, диссоциация, рекомбинация, дезактивация частиц, а также процессы эмиссии электронов с поверхности катода. Процесс ионизации, как и неразрывно связанный с ним процесс рекомбинации, обусловлены столкновениями тяжелых частиц при высоких температурах (энергиях), фотоионизацией, столкновениями с электронами и др.

В условиях низкотемпературной плазмы, кроме характерных для обычного молекулярного газа соударений, происходящих в области малых расстояний, имеются так называемые далекие соударения, обусловленные электромагнитным взаимодействием между заряженными частицами. Необходимо учитывать взаимодействие между заряженными частицами и электромагнитными полями.

Благодаря высокой температуре и электропроводности, низкотемпературная плазма оказывает чрезвычайно мощное энергетическое воздействие на обрабатываемые вещества, выступая в роли как универсального теплоносителя, так и реагента. Плазма дает возможность создавать в зоне химической реакции неравновесные условия и за счет этого достигать сверхравновесных выходов продуктов реакции, а также получать уникальные вещества, например, соединения благородных газов (например, фториды ксенона и др.).

В отличие от известных теплоносителей, плазма обладает рядом специфических свойств, значительно расширяющих ее технологические возможности. Можно, например, генерировать неравновесную плазму, в которой энергия электронов значительно превосходит энергию ионов, а разность между их температурами составляет несколько тысяч градусов. Это открывает новые пути ведения химических реакций. Следует отметить такие особенности низкотемпературной плазмы, как наличие электрических и магнитных полей, а также светового излучения.

С помощью плазмы можно разлагать до атомов самое прочное химическое соединение, создавать на поверхности материалов тончайшие пленки со специальными (например, полупроводниковыми) свойствами, напылять на материалы тугоплавкие, жаростойкие, износостойкие и другие покрытия, резать металлы, отличающиеся высокой теплопроводностью (медь, алюминий).

Использование низкотемпературной плазмы особенно перспективно для реализации химических реакций, у которых:

- равновесие смещено в сторону высоких температур;
- с повышением температуры резко возрастает скорость;
- высокий выход целевых продуктов достигается в неравновесных условиях;
- высокие требования к чистоте получаемых продуктов.

Указанные выше особенности протекания плазменных процессов вызывают необходимость изучения условий возникновения заряженных частиц, элементарных процессов в плазме, условий генерации низкотемпературной плазмы, диагностики потоков низкотемпературной плазмы. Именно этим вопросам и посвящено предлагаемое учебное пособие.

# 1. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ

## 1.1. Упругие взаимодействия частиц

Частицы в плазме испытывают большое число различных взаимодействий. Возможны взаимодействия между электронами и ионами, электронами и атомами или молекулами, между нейтральными частицами, между частицами и окружающими плазму поверхностями, между квантами излучения, частицами и стенками. Вклад этих взаимодействий различен и зависит от рода газа, его плотности, температуры, вида электрического разряда и т. д. [1–7]. Вероятность тех или иных процессов при данных условиях характеризуется так называемыми эффективными сечениями взаимодействия.

При рассмотрении процессов, протекающих при соударении атома с какой-либо налетающей частицей, важнейшим является вопрос о характере передачи энергии.

Соударения делятся на упругие и неупругие; в первом случае происходит только обмен кинетическими энергиями без изменения внутренней энергии частиц, а скорости и направления движения частиц могут меняться. Сумма количества движения и сумма кинетических энергий остаются неизменными.

Неупругие соударения происходят с участием внутренней энергии частиц.

Рассмотрим упругое соударение быстрого электрона и нейтральной молекулы (рис. 1).

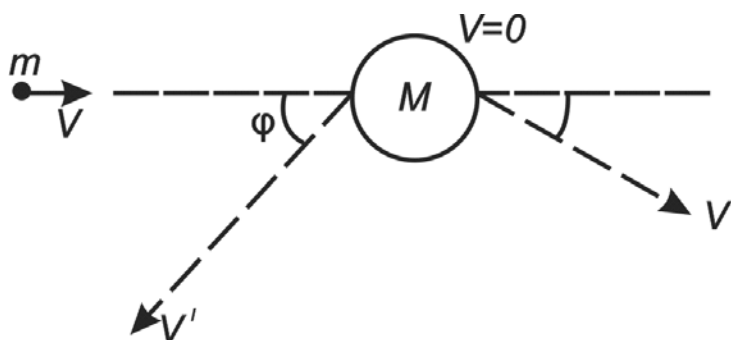


Рис. 1. Схема упругого взаимодействия частиц

Примем, что до удара электрон массой  $m$  обладал скоростью  $v$ . Для системы частиц, у которых массы и кинетические энергии значительно различаются ( $m \ll M$ ;  $mv^2/2 \gg MV^2/2$ ), частицы с большой массой  $M$  можно принять неподвижными. После соударения электрон приобретает скорость  $v'$ , направленную под углом  $\sigma$  к  $v$ . Молекула приобретает скорость  $V'$ , направленную под углом  $\sigma$  к  $v$ .

Запишем уравнения сохранения энергии и количества движения [2]:

$$mv^2 = m(v')^2 + M(V')^2, \quad (1)$$

$$mv = m(v')\cos\varphi + M(V')\cos\sigma, \quad (2)$$

$$0 = m(v')\sin\varphi + M(V')\sin\sigma. \quad (3)$$

Исключим из уравнений (2) и (3)  $\sigma$ . Для этого обе части уравнений возведем в квадрат и сложим уравнения. Получим:

$$m^2v^2 + m^2(v')^2 - 2m^2v(v')\cos\varphi = M^2(V')^2. \quad (4)$$

Из уравнения (4) определим  $(V')^2$  и подставим в уравнение(1). Получим квадратное уравнение вида:

$$\left(\frac{m}{M} + 1\right)(v')^2 - 2\frac{m}{M}v(v')\cos\varphi = \left(\frac{m}{M} - 1\right)v^2 = 0,$$

решение которого дает:

$$v' = v \frac{m}{m+M} \left[ \cos\varphi + \sqrt{\frac{M^2}{m^2} - \sin^2\varphi} \right]. \quad (5)$$

Так как  $M^2 \gg m^2$ , то под корнем уравнения (5) можно отбросить значение  $\sin^2\varphi$ . После преобразования получим:

$$v - v' = \frac{m}{m+M}v(1 - \cos\varphi). \quad (6)$$

Разность  $v-v'$  показывает изменение скорости электрона в результате удара. Это изменение мало вследствие того, что  $M \gg m$ . Полагая  $(v+v') \approx 2v$  и умножая на эту величину обе части уравнения (6), получим:

$$v^2 - (v')^2 = v^2 \frac{2m}{m+M}(1 - \cos\varphi),$$

$$\frac{mv^2}{2} - \frac{m(v')^2}{2} = \frac{mv^2}{2} \frac{2m}{m+M}(1 - \cos\varphi),$$

$$\Delta W_k = W_k \frac{2m}{m+M}(1 - \cos\varphi),$$

где  $\Delta W_k$  – изменение кинетической энергии электрона, вызванное столкновением. При усреднении  $\cos\varphi$  принимает все значения от  $-1$

до +1, и его среднее значение равно 0. Таким образом, среднее изменение энергии равно:

$$\Delta W_k = W_k \frac{2m}{M} = W_k \delta_{\text{уп}} \quad \text{и} \quad \delta_{\text{уп}} = 2\left(\frac{m}{M}\right).$$

Следовательно, в результате упругого взаимодействия быстрого электрона с тяжелой частицей он передает ей только небольшую долю своей кинетической энергии, пропорциональную удвоенному отношению  $m/M$ .

**Кулоновские взаимодействия.** Если концентрации электронов и ионов в плазме не слишком малы, то существенную роль начинают играть соударения, обусловленные электростатическим взаимодействием между заряженными частицами – кулоновские взаимодействия. Элементарный акт такого взаимодействия – это рассеяние одной частицы в кулоновском поле другой. В случае, когда рассматривается движение быстрой легкой частицы среди тяжелых частиц, которые можно считать практически неподвижными, вероятность столкновения определяется формулой Резерфорда [6]:

$$n\rho(\theta)d\theta = \pi n \left( \frac{z_1 z_2 e^2}{mv^2} \right)^2 \frac{\cos(\theta/2)}{\sin^3(\theta/2)} d\theta,$$

$$\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = \frac{z_1 z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 m v^2 p}.$$

Здесь  $n$  – концентрация рассеивающих центров;  $\rho(\theta)d\theta$  – вероятность того, что на единичном отрезке своего пути частица испытает столкновение, при котором вектор скорости повернется на угол, лежащий в пределах от  $\theta$  до  $\theta + d\theta$ ;  $z_i$  – заряды сталкивающихся частиц;  $m$  – масса рассеиваемой частицы;  $v$  – скорость рассеиваемой частицы;  $p$  – прицельный параметр, то есть расстояние по перпендикуляру от одной частицы до невозмущенной траектории другой.

Рассеяние на очень малый угол соответствует большому расстоянию между частицами. Если это расстояние велико, то действие рассеивающего центра на пролетающую мимо него частицу ослабляется. Это происходит потому, что поле рассеивающего центра экранируется полем зарядов противоположного знака. Поле рассеивающего центра не может проникать в плазму на большие расстояния, так как под его воздействием частицы плазмы приходят в движение, и поле оказывается скомпенсированным. Область, в пределах которой можно выделить поле одной частицы на фоне флуктуирующих электрических полей плазмы как целого, имеет линейные размеры, определяемые так называемым дебаевским радиусом экранирования [1,6]:

$$r_D \approx \sqrt{\frac{\epsilon_0 kT}{ne^2}}.$$

Об элементарных актах парного взаимодействия двух сталкивающихся частиц в плазме можно говорить только тогда, когда расстояние между частицами значительно меньше  $r_D$ .

Различают **ближние и дальние кулоновские взаимодействия**. Первые характеризуются тем, что длина свободного пробега представляет собой такой пройденный частицей путь, после которого первоначальное направление скорости изменится на  $90^\circ$ . В этом случае:

$$\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = 1 = \frac{z_1 z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 m v^2 b_0},$$

где  $b_0$  – радиус ближнего взаимодействия. Отсюда получаем:

$$b_0 = \frac{z_1 z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 m v^2}.$$

Здесь  $m v^2$  – удвоенная кинетическая энергия частицы;  $\frac{z_1 z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 b_0}$  – потенциальная энергия одного заряда в поле другого.

Следовательно, **радиус ближнего взаимодействия** – это расстояние, на котором потенциальная энергия взаимодействия равна по абсолютной величине удвоенной кинетической энергии относительного движения. Отсюда вытекает основное свойство рассматриваемых взаимодействий: сечение кулоновских взаимодействий резко уменьшается с увеличением скорости частиц. В изотермической плазме (где наблюдается единое МБ-распределение для различных частиц) кулоновское сечение обратно пропорционально квадрату температуры. Радиус дальнего взаимодействия ограничен дебаевским радиусом экранирования.

При кулоновских взаимодействиях сумма кинетических энергий взаимодействующих частиц остается постоянной. Происходит только перераспределение кинетической энергии между партнерами по взаимодействию. Следовательно, можно сделать вывод, что **кулоновские взаимодействия заряженных частиц относятся к классу упругих взаимодействий**.

Дебаевский радиус экранирования связан с понятием квазинейтральности плазмы, отражающим ее электрическую нейтральность в достаточно больших объемах и за достаточно большие промежутки времени. Величины объемов и промежутков времени, в которых проявляется квазинейтральность, определяются пространственным и временным масштабами разделения зарядов. Реальное приближение плазмы к нейтральности определяется, с одной стороны, процессом исчезновения частиц из плазмы и, с другой, процессами возвращения частиц за счет образующегося объемного заряда в плазме [3, 6].



Рассмотрим масштаб разделения зарядов во времени. Пусть в некотором плоском слое плазмы объемом  $V$ , толщиной  $x$  и площадью  $S$  все электроны сместились на одну из ограничивающих слой плоскостей. Получится плоский конденсатор емкостью:

$$c = \varepsilon_0 \varepsilon S / x (\varepsilon = 1).$$

Заряд этого конденсатора  $Q$  равен суммарному заряду всех электронов, содержащихся в объеме слоя  $S \cdot x$ :  $Q = snex$  ( $n$  – концентрация электронов).

Разность потенциалов между пластинами конденсатора определяется как:

$$U = \frac{Q}{c} = \frac{nex^2}{\varepsilon_0}. \quad (7)$$

Выражение для однородного электрического поля между ними записывается в виде:

$$E = \frac{U}{x} = \frac{nex}{\varepsilon_0}.$$

Это поле сообщает каждому электрону ускорение:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{eE}{m} = -\frac{ne^2}{\varepsilon_0 m} x.$$

Полученное уравнение описывает простое гармоническое колебание с круговой частотой:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{ne^2}{\varepsilon_0 m}}.$$

Эта частота – одна из важнейших характеристик плазмы и называется **плазменной частотой** [6].

Временной масштаб разделения зарядов есть величина того же порядка, что и период плазменных колебаний:  $\tau_0 \approx 1/\omega_0$ .

Разделение зарядов может быть существенным только за меньшее время, по сравнению с этим масштабом. За пространственный масштаб разделения зарядов  $r_D$  можно принять расстояние, которое частица при своем тепловом движении проходит за время  $1/\omega_0$ :  $r_D \sim \langle v \rangle / \omega_0$ ;  $\langle v \rangle$  – средняя скорость теплового движения электронов.

В масштабах больше, по сравнению с  $r_D$ , соблюдается квазинейтральность. С энергетических позиций за пространственный масштаб разделения зарядов следует принимать то расстояние, на которое за время  $\tau$  перемещаются электроны вследствие теплового движения. Выше было отмечено, что разделение зарядов приводит к возникновению в плазме разности потен-

циалов, то есть происходит поляризация плазмы. Для преодоления такой разности потенциалов электрон должен обладать энергией:

$$W = eU = \frac{ne^2 x^2}{\varepsilon_0}. \quad (8)$$

Расстояние, на котором вследствие теплового движения может произойти заметное разделение зарядов, определяется равенством энергии, описываемой уравнением (8), с энергией теплового движения  $kT$ , следовательно:

$$\frac{ne^2 r_D^2}{\varepsilon_0} = kT.$$

Откуда:

$$r_D = \sqrt{\varepsilon_0 kT / ne^2}.$$

Понятие пространственного масштаба разделения зарядов можно выяснить и при рассмотрении электростатического потенциала вокруг отдельной заряженной частицы в плазме. Точечный заряд в вакууме создает электрическое поле с потенциалом [4]:

$$\varphi_0 = \frac{ze}{4\pi\varepsilon_0 \varepsilon r} (\varepsilon = 1).$$

Вокруг заряженной частицы скапливается облако из частиц противоположного знака, и поле частицы экранируется. Пространственный заряд, индуцируемый в окрестности точечного заряда, в свою очередь, вызывает появление добавочного потенциала поля, который необходимо добавить к первичному потенциалу  $\varphi_0$ . В результате возникает новый эффективный потенциал  $\varphi$ . Пространственное распределение индуцированных зарядов в плазме определяется не потенциалом отдельной частицы  $\varphi_0$ , а эффективным самосогласованным потенциалом  $\varphi$  [6], который можно определить, используя: уравнение Пуассона, характеризующее распределение электрического поля:

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}, \quad (9)$$

и уравнение Больцмана, характеризующее распределение частиц:

$$n_k = n_{k_0} \exp\left(-\frac{z_k e \varphi}{kT}\right). \quad (10)$$

Здесь  $\rho$  – плотность объемного заряда,  $n_k$  – концентрация частиц с зарядовым числом  $z_k$  в точке плазмы с заданным потенциалом  $\varphi$  (индексом  $k$  отмечены все частицы, включая электроны, которым приписываются

$z = -1$ );  $n_{k0}$  – концентрация тех же частиц в точке с нулевым потенциалом; обычно эту концентрацию приравнивают к средней концентрации по всему объему  $n_{k0} = n_k$ .

Совместное решение уравнений (9) и (10) называется задачей о самосогласованном поле. При решении этой задачи необходимо найти такое распределение электрического поля, которое создает распределение частиц, возбуждающее, в свою очередь, заданное поле с этим распределением зарядов.

Средние концентрации  $n_k$  удовлетворяют условию квазинейтральности:

$$\sum_k \tilde{n}_k z_k = 0 \text{ или } \sum_i \tilde{n}_i z_i = \tilde{n}_e \equiv n_e,$$

где  $n_e$  и  $n_i$  – концентрации электронов и ионов. Плотность объемного заряда определяется:

$$\rho = e \sum_k z_k n_k.$$

Следовательно:

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{e}{\varepsilon_0} \sum_k z_k \tilde{n}_k \exp(-z_k e \varphi / kT). \quad (11)$$

Однако полученным нелинейным уравнением самосогласованного поля в таком виде пользоваться не имеет смысла, поскольку распределение Больцмана дает вероятность нахождения частицы в точке с потенциалом  $\varphi$ , то есть среднее во времени значение концентрации. Действительные мгновенные концентрации случайным образом флуктуируют около этого среднего значения, вызывая соответствующие флуктуации потенциала.

Если в уравнении (11) подразумевать среднее во времени значение потенциала, то окажется, что в правой части уравнения среднее значение функции заменено функцией от среднего значения, что допустимо только для линейных функций. Следовательно, нелинейное уравнение (11) может быть применено только в линейном приближении. Для упрощения рассуждения предположим, что в рассматриваемом объеме имеются только электроны и однозарядные положительные ионы. В этом случае:  $p = (n_i - n_e)$ , и уравнение Пуассона приобретает вид:

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{e}{\varepsilon_0} (n_i - n_e) = -\frac{e \tilde{n}}{\varepsilon_0} \left[ \exp\left(-\frac{e \varphi}{kT}\right) - \exp\left(+\frac{e \varphi}{kT}\right) \right]. \quad (12)$$

Экспоненциальную функцию можно разложить в ряд:

$$\exp\left(\frac{e \varphi}{kT}\right) = 1 + \frac{e \varphi}{kT} + \dots$$

В первом приближении можно рассматривать только первые два члена разложения, линейно зависящие от координаты. Следовательно, уравнение (12) может быть решено в линейном приближении. Получаем линейное уравнение самосогласованного поля:

$$\nabla^2 \varphi = \frac{2e^2 \tilde{n}}{\varepsilon_0} \frac{\varphi}{kT}.$$

Решение этого уравнения с граничным условием обращения потенциала в нуль на бесконечности имеет вид:

$$\varphi(r) = \frac{c}{\varepsilon_0 r} \exp(-r/r_D), \quad (13)$$

где  $c$  – некоторая постоянная.

Дебаевский радиус экранирования, имеющий размерность длины, описывается выражением:

$$r_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 kT}{e^2 \sum_k z_k^2 \tilde{n}_k}},$$

которое для  $z_k = 1$  принимает вид:

$$r_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 kT}{e^2 n}}.$$

Постоянная  $c$  в выражении (13) должна быть такой, чтобы на малых расстояниях потенциал стремился к значению первичного потенциала  $z_k e / 4\pi \varepsilon_0$  или  $e / 4\pi \varepsilon_0$  (при  $z_k = 1$ ).

Окончательное выражение для эффективного экранированного (дебаевского) потенциала вокруг заряженной частицы в плазме имеет вид:

$$\varphi(r) = \frac{z_k e}{4\pi \varepsilon_0} \exp(-r/r_D). \quad (14)$$

Физический смысл соотношения (14) становится ясным из следующих соображений. На расстояниях намного меньше, чем  $r_D$ , эффективный потенциал фактически совпадает с потенциалом отдельно взятой частицы. На расстояниях больше, чем  $r_D$ , потенциал убывает экспоненциально, то есть потенциальное поле точечного заряда на расстояниях, превышающих дебаевский радиус  $r_D$ , эффективно экранируется индуцированным пространственным зарядом [2, 6].

Выше рассматривалось экранирование потенциального поля, создаваемого точечным зарядом в плазме. Аналогичные рассуждения применимы и к пространственно распределенным зарядам, возникающим вследствие спонтанных флуктуации. Предположим, что существует некий

механизм локального нарушения квазинейтральности плазмы. Его причиной может быть, например, тепловое движение заряженных частиц. Тогда возникает локальное распределение пространственного заряда, которое должно быть нейтрализовано другими частицами плазмы. Следовательно, можно заключить, что распределение пространственного заряда в объемах с размерами больше, чем  $r_D$ , энергетически невыгодно. В этом состоит механизм поддержания макроскопической нейтральности плазмы.

Дебаевский радиус экранирования может быть принят за пространственный масштаб разделения зарядов, который иначе называют поляризационной длиной, на которой вследствие теплового движения самопроизвольно возникают разности потенциалов, то есть происходит поляризация плазмы. В плазме на расстоянии меньше, чем  $r_D$ , могут существовать объемные заряды, и квазинейтральность может нарушаться. При расстоянии больше, чем  $r_D$ , плазма квазинейтральна [6].

Весьма важным является соотношение между дебаевским радиусом экранирования и характерными размерами области, занимаемой совокупностью нейтральных и заряженных частиц. Для плазмы дебаевский радиус экранирования должен быть много меньше линейных размеров плазменной конфигурации. Это условие тесно связано с условием квазинейтральности плазмы. Действительно, если  $r_D > L$  ( $L$  – характерный размер области), частицы почти не влияют друг на друга. Каждая частица перемещается так, будто других частиц не существует. Поэтому может не выполняться и условие квазинейтральности. Напротив, при высокой концентрации заряженных частиц, занимающих достаточно большой объем ( $r_D < L$ ), любое нарушение квазинейтральности приводит к возникновению столь сильных электрических полей, что они тут же выравнивают флуктуационные потоки и восстанавливают равновесие.

## 1.2. Неупругие взаимодействия частиц

Неупругие соударения частиц происходят с участием **внутренней энергии частиц**. В зависимости от направления перехода этой энергии различают неупругие соударения первого и второго рода. При неупругих соударениях **первого рода** кинетическая энергия соударяющихся частиц отчасти превращается в другой вид и добавляется к внутренней энергии одной или обеих частиц. Благодаря этому возможны такие процессы, как возбуждение, ионизация и др. [1, 2, 6].

Неупругие соударения **второго рода** сопровождаются уменьшением внутренней энергии одной или обеих частиц, которая отчасти переходит в кинетическую. Последняя распределяется между частицами. В этих соударениях часто совершаются такие процессы, как стабилизация, рекомбинация и др.

Весьма существенен вопрос: какая именно доля кинетической энергии может перейти во внутреннюю энергию частицы? Очевидно, например, что при скользящем соударении передается энергия меньшая, чем при центральном. Покажем, что даже при наиболее выгодном – центральном – соударении может быть передана только часть кинетической энергии [6]. Рассмотрим две частицы: одну, с массой  $M$ , примем неподвижной – ударяемой, другая (налетающая) – с массой  $m$  и скоростью  $v$  – движется перед ударом строго к центру первой частицы.

Кинетическая энергия системы до соударения сосредоточена у налетающей частицы и равна:  $W_k = mv^2/2$ .

После соударения массы не изменились, скорости стали  $V'$  и  $v'$  и одна из частиц приобрела дополнительную внутреннюю энергию  $W$ , которую можно рассматривать как потенциальную. В силу законов сохранения импульса и энергии имеем:

$$mv = MV' + mv', \quad (15)$$

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{M(V')^2}{2} + \frac{m(v')^2}{2} + W. \quad (16)$$

Значение  $W$  может изменяться от 0 до  $W_{\max}$ . Определим максимальное значение передаваемой энергии  $W_{\max}$ , которая может быть затрачена на изменение квантового состояния частицы, ее получившей. Из (15) получаем:

$$V' = \frac{m}{M}(v - v')$$

и подставим в (16):

$$mv^2 = m(v')^2 + \frac{m^2}{M}(v - v')^2 + 2W.$$

Для отыскания  $W_{\max}$  приравняем нулю производную  $dW/dv'$ :

$$2m(v') - 2\frac{m^2}{M}(v - v') + 2\frac{dW}{dv'} = 0,$$

$$2\frac{dW}{dv'} = 2\frac{m^2}{M}(v - v') - 2m(v').$$

При

$$v' = \frac{m}{m + M}v = V'$$

производная  $dW/dv' = 0$ . Подставив этот результат в (17), находим:

$$W_{\max} = \frac{mv^2}{2} \frac{M}{M + m} = W_k \frac{M}{M + m}.$$

Здесь отношение  $M/M + m$  представляет собой предельный коэффициент передачи кинетической энергии при неупругом соударении. Реальный коэффициент передачи энергии всегда меньше предельного.

В частном, но достаточно распространенном случае, когда налетающей частицей является электрон, а ударяемой – атом или другая «тяжелая» частица, массы несоизмеримы:  $m \ll M$ . Следовательно, предельный коэффициент передачи энергии  $M/M + m \rightarrow 1$  и  $W_{\max} \approx W_k$ . Кинетическая энергия электрона в пределе целиком может быть передана ударяемой частице на ее квантовое превращение. При соизмеримых массах частиц коэффициент передачи энергии невелик. Минимален он в случае равных масс, как, например, при соударении положительного иона газа с нейтральной молекулой того же газа. В этом случае коэффициент передачи не превышает 0,5.

Возбуждение и ионизацию атомов, молекул, ионов в реальных условиях производят электроны, ионы, атомы, молекулы. Соударения молекул между собой приводят к так называемой термической ионизации (рис. 2). Под действием ультрафиолетового, рентгеновского или  $\gamma$ -излучения в объеме газа могут протекать процессы фотовозбуждения и фотоионизации.

В некоторых газах электроны могут присоединяться к нейтральной частице, образуя отрицательный ион:  $A + e \rightarrow A^-$ .

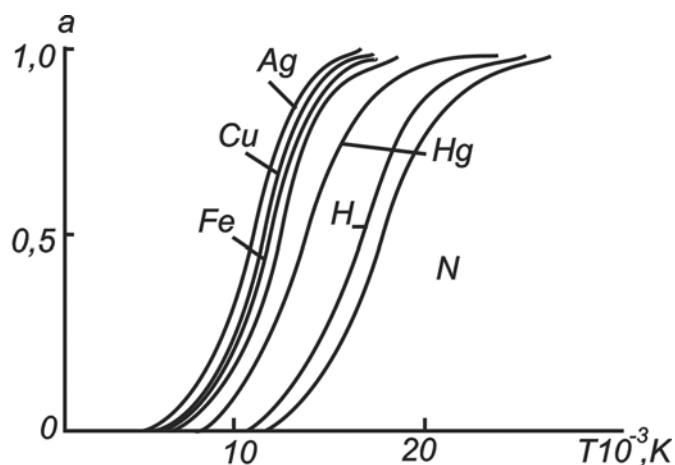


Рис. 2. Зависимость степени термической ионизации в парах и газах некоторых веществ от абсолютной температуры при нормальном давлении

Это явление иногда называют прилипанием электронов. Оно возможно в электроотрицательных газах, то есть в газах с большим сродством к электрону, при высоких давлениях. Следует учесть, что в таком взаимодействии участвуют сравнительно медленные электроны.

### 1.3. Рекомбинационные процессы в плазме.

#### Равновесие ионизации

Важнейшим из процессов, приводящих к исчезновению ионов, является рекомбинация. Она состоит во взаимной нейтрализации носителей зарядов противоположных знаков, чаще всего электрона и иона, образующих при этом атом (молекулу) исходного газа. Рекомбинация сопровождается выделением энергии и поэтому возможна лишь тогда, когда обеспечен отвод этой избыточной энергии. По локализации процесса различают объемную и поверхностную рекомбинацию [1, 2]. Вероятность объемной рекомбинации низка, так как при соударении быстро движущийся электрон сразу выходит из сферы действия иона. Если рекомбинация все же происходит, то в каждом акте выделяется энергия:

$$W_p = \frac{m_e v^2}{2} + W_i = \frac{m_e v^2}{2} + eU_i.$$

Эта энергия либо передается «третьему телу» (электрону или молекуле), либо излучается в виде кванта с частотой:

$$\nu = \frac{m_e v^2}{2h} + \frac{eU_i}{h}.$$

Наряду с электронной встречается ионная рекомбинация, в которой участвуют положительный и отрицательный ионы газа.

Томпсон предложил формулу для коэффициента рекомбинации ионов  $r_i$  при низких давлениях:

$$r_i = \frac{8\pi}{27} \frac{e^6}{(kT)^3} \frac{1}{l_i} \sqrt{\frac{6kT}{M_i}},$$

где  $l_i$  – длина свободного пробега иона.

Поскольку длина свободного пробега иона приблизительно обратно пропорциональна давлению газа  $p$ , то при постоянной температуре  $T_{\text{гип}} = \text{const}$ , что согласуется с экспериментальными данными (рис. 3).

При высоких давлениях (более 1000 гПа) движение ионов определяется скоростью дрейфа  $u_r$ :

$$u_r = (K_i - K_-) \frac{z_i e}{4\pi R^2 \varepsilon_0} = \frac{dR}{dt}, \quad (18)$$

которую они приобретают во взаимном электростатическом поле напряженности:



$$E = \frac{z_i e}{4\pi R^2 \varepsilon_0},$$

где  $K$  – подвижность носителей заряда;  $R$  – расстояние между ионами.

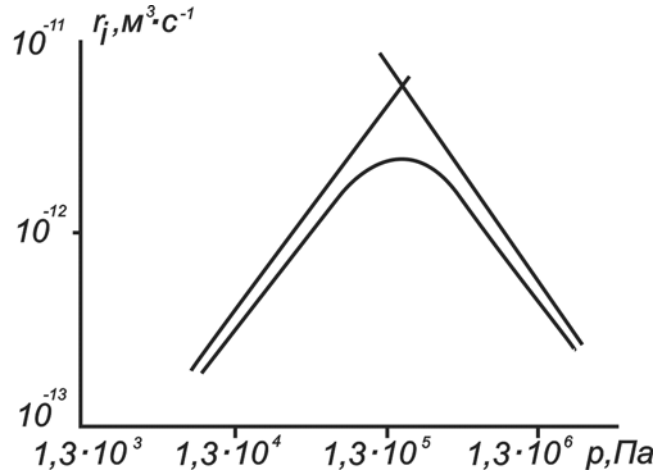


Рис. 3. Зависимость коэффициента объемной рекомбинации ионов в воздухе от давления

Интегрирование производят в пределах от 0 до  $\tilde{R}$ , среднего расстояния между ионами, и от 0 до  $\tau_{ж}$ , где  $\tau_{ж}$  – время жизни иона. Предполагая, что концентрация ионов  $n_i = \text{const}$  в шаре радиусом  $R$ , для объема, приходящегося на одну пару ионов, получаем:

$$\frac{1}{n_i} = \frac{4\pi\tilde{R}^3}{3} \quad (19)$$

Приравняем результат интегрирования уравнения (18) к среднему времени жизни иона  $\tau_{ж}$ :

$$\tau_{ж} = \frac{4\pi\varepsilon_0 R^3}{3z_i e(K_i + K_-)} = \frac{1}{r_i n_i}. \quad (20)$$

Из (19) и (20) получаем:

$$\frac{\varepsilon_0}{z_i(K_i + K_-)n_i e} = \frac{1}{r_i n_i},$$

$$r_i = \frac{(K_i + K_-)e z_i}{\varepsilon_0}.$$

Следовательно, в области высоких давлений постоянной величиной является отношение:

$$\frac{r_i}{K_i + K_-} = \frac{e z_i}{\varepsilon_0} = \text{const}.$$

Подвижность ионов обратно пропорциональна плотности газа и, следовательно, давлению  $p$ , поэтому:  $r_i p = \text{const}$ .

Изложенный подход к процессам рекомбинации при высоких давлениях был предложен Ланжевенем. Экспериментальные значения достаточно хорошо согласуются с теорией [3,6].

На твердой поверхности возможна поверхностная рекомбинация. Ионы одного знака оседают на ней и сообщают поверхностный заряд одного знака. Поверхность начинает притягивать ионы противоположного знака. Ионы разных знаков, встречаясь на поверхности, рекомбинируют. Вероятность такой рекомбинации велика, так как избыток энергии в виде теплоты передается поверхности. Образующиеся нейтральные молекулы либо уходят в среду, либо адсорбируются поверхностью, но, будучи нейтральными, уже не влияют на дальнейший ход рекомбинации [6].

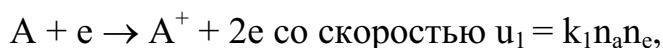
Существует третий, уже не связанный прямо с рекомбинацией, путь исчезновения ионов из данного объема. Он действует только тогда, когда имеется внешнее электрическое поле, под действием которого носители зарядов противоположного знака расходятся в противоположные стороны: «растаскиваются» полем.

Итак, в объеме газа под действием ионизатора образуются ионы, которые в силу тех или иных причин исчезают. Устанавливается равновесие, при котором скорость образования ионов равна скорости их исчезновения. В результате наступает термодинамическое равновесие, то есть состояние системы в целом является стационарным [1, 6].

Ограничимся рассмотрением двух случаев равновесия ионизации.

#### **Первый случай:**

прямой процесс – ионизация электронным ударом:



обратный ему процесс – рекомбинация при тройных соударениях:



Здесь  $n_a$ ,  $n_e$  и  $n_i$  – концентрация атомов, электронов и ионов;  $k_1$ ,  $k_2$  – константы скоростей, зависящие от температуры газа и не зависящие от концентрации.

В обратном процессе избыточную энергию рекомбинации уносит оставшийся свободным электрон.

Для соблюдения термодинамического равновесия примем, что температура газа во всех точках объема одинакова, влиянием стенок можно пренебречь, и внешние воздействия отсутствуют. Уравнение равновесия можно записать в виде:

$$k_1 n_a n_e = k_2 n_i n_e^2,$$

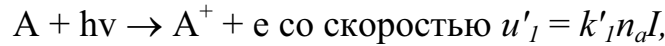
откуда константа равновесия равна:

$$K = \frac{k_1}{k_2} = \frac{n_i n_e}{n_a}. \quad (21)$$

Эта запись иллюстрирует закон действующих масс, преобразованный для равновесия: ионизация  $\leftrightarrow$  рекомбинация.

**Второй случай:**

прямой процесс – ионизация излучением:



обратный ему процесс – рекомбинация с излучением:



Примем, что рассматриваемый объем газа оптически изолирован: поступление излучения извне и выход его наружу отсутствуют. При этом условии в объеме существует только равновесное излучение: все возникающие при рекомбинации кванты полностью поглощаются в актах ионизации. Секундное число квантов, возникающих (и поглощаемых) в  $1 \text{ м}^3$  газа, то есть интенсивность равновесного излучения, обозначим через  $I$ . Интенсивность в этих условиях зависит только от температуры газа, которую будем считать одинаковой во всех точках объема.

Приравняв скорости ионизации и рекомбинации, найдем константу:

$$K = \frac{k'_1 I}{k'_2} = \frac{n_i n_e}{n_a}. \quad (22)$$

Выражения (21) и (22) для констант оказываются одинаковыми. Это следствие термодинамического равновесия, на которое мы опирались. Поэтому для константы равновесия ионизации справедливо общее выражение:

$$K = \frac{n_i n_e}{n_a}.$$

Установлено, что эта константа зависит от температуры и энергии ионизации:

$$K = aT^{5/2} \exp\left(-\frac{eU_i}{kT}\right). \quad (23)$$

Закон действующих масс можно выражать как через концентрации, так и через парциальные давления компонентов. В зависимости от этого изменяется размерность константы равновесия:

$$\begin{aligned} [n_i n_e / n_a] &= [K] = M^{-3} \text{ или} \\ [p_i p_e / p_a] &= [K^*] = [Kb] = Pa. \end{aligned}$$

Разделим и умножим обе части последнего уравнения на квадрат полного давления:

$$(p_i / p)(p_e / p)p / (p_a / p) = Kb .$$

Здесь  $b$  – постоянная;  $p = p_a + p_e + p_i$  – полное давление, которое пропорционально сумме концентраций компонентов:

$$n_a + n_e + n_i = (1 - \alpha)n + \alpha n + n_i = n + n_i ,$$

где  $\alpha = n_i / n = n_e / n$  – степень ионизации. Следовательно:

$$\frac{[n_i / (n + n_i)][n_e / (n + n_i)]}{n_a / (n + n_i)} p = Kb .$$

Поскольку  $n_a = n - n_i$ , то получаем:

$$\frac{n_e n_i}{(n + n_i)(n - n_i)} p = \frac{\alpha^2 n^2}{n^2 - \alpha^2 n^2} p = Kb ,$$

что в сочетании с уравнением (23) дает:

$$\frac{\alpha^2}{1 - \alpha^2} p = abT^{5/2} \exp\left(-\frac{eU_i}{kT}\right). \quad (24)$$

Уравнение (24) характеризует термодинамическое равновесие частично ионизованного газа и называется уравнением Саха. Из этого уравнения вытекает важное следствие: степень ионизации газа зависит не только от температуры, но и от давления. При не слишком высоких температурах  $\alpha \ll 1$ , так что  $\alpha^2$  в знаменателе можно пренебречь. Тогда уравнение Саха принимает вид:

$$\alpha^2 p = abT^{5/2} \exp\left(-\frac{eU_i}{kT}\right).$$

Уравнение Саха описывает тот идеальный случай, когда ионизуется газ, не содержащий примесей. В реальных условиях наряду с ионизацией происходит возбуждение атомов до различных уровней, а также другие процессы, поэтому точный анализ термодинамического равновесия при полном учете всех видов взаимодействий весьма труден.

#### 1.4. Поверхностные процессы в плазме

Плазма всегда занимает некоторый объем, ограниченный стенками разрядной камеры. Уходом частиц на эти стенки определяются радиальное и продольное распределения потенциала в газоразрядной плазме. Во многих электрических разрядах большое значение имеют приэлектродные процессы. Например, сила тока в мощной электрической дуге может ограничиваться разрушением в ней катода или испарением ано-

да. В тлеющем разряде развитие электронных лавин связано с выходом электронов из катода под действием бомбардировки его положительными ионами. Вследствие этого необходимо рассмотреть основные процессы, протекающие на поверхностях, соприкасающихся с разрядом.

При обычных температурах и в обычных условиях электроны металла не могут выходить в окружающую среду, несмотря на то, что некоторая часть их обладает достаточно большой энергией.

Электрон может покинуть металл, но при условии совершения определенной работы, то есть энергия электрона должна быть не меньше работы против возвращающей силы. Последняя имеет две составляющие: силу  $F_{з.о}$  – «зеркального отображения», то есть притяжения электрона к условной проводящей поверхности, которой можно заменить поверхность металла, и силу  $F_{сл}$ , действующую со стороны двойного электрического слоя.

$$F_{з.о} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e}{4x^2},$$

где  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ ; Ф/м – электрическая постоянная;  $x$  – расстояние от электрона до поверхности.

Такое представление возвращающей силы является удобной физической моделью явления [4].

Двойной электрический слой образован зарядами противоположных знаков: слоем положительных узлов кристаллической решетки металла и объемным отрицательным зарядом электронов, уже вырвавшихся через границу раздела и удерживаемых силами зеркального отображения. Эти электроны образуют так называемое электронное облако вокруг металла. Толщина этого слоя имеет порядок межатомных расстояний и составляет  $\sim 10^{-10}$  м. Сила, действующая на электрон, оказавшийся внутри двойного слоя, в первом приближении может быть найдена, если принять, что она постоянна в пределах толщины  $x_0$  двойного слоя:

$$F_{сл} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{4x_0^2}.$$

Работа, совершаемая выходящим электроном против сил поля, равна:

$$W_e = W_{сл} + W_{з.о} = \int_0^{x_0} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{4x_0^2} dx + \int_{x_0}^{\infty} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{4x^2} dx = \frac{1}{8\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{x_0}.$$

Эту работу называют полной работой выхода электрона.

Удобно использовать понятие потенциального барьера, высота которого равна  $W_e$ . Из металла в вакуум могут выйти только те электроны, кинетическая энергия которых достаточна для преодоления этого барьера:  $W_k = m_e v_x^2 / 2 \geq W_e$ .

При температуре абсолютного нуля энергия даже самых быстрых электронов значительно меньше полной работы выхода, поэтому для их освобождения из металла им необходимо совершить дополнительную работу:

$$W_0 = W_e - W_F,$$

называемую эффективной работой выхода.

Здесь  $W_F$  – энергия наиболее быстрых электронов при  $T=0$  (энергия Ферми).

Работа выхода зависит от природы металла, состояния его поверхности, технологии получения, вида обработки и имеет порядок нескольких электронвольт.

Повышение температуры металла приводит к возрастанию энергии его свободных электронов. При определенной для каждого металла температуре создаются условия, когда энергия отдельных электронов становится больше, чем полная работа выхода, и наступает термоэлектронная эмиссия. Зависимость между плотностью термоэлектронного тока с поверхности металла и температурой его описывается уравнением Ричардсона–Дэшмана [2, 6]:

$$j_e = AT^2 \exp(-W_0 / kT), \quad (25)$$

где  $A = 6,02 \cdot 10^{15} \text{ A} / (\text{m}^2 \cdot \text{K}^2)$  – универсальная постоянная;

$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж} / \text{K}$  – постоянная Больцмана.

Сильное внешнее электрическое поле у поверхности металла может вызвать понижение потенциального барьера вплоть до появления эмиссии из металла, находящегося при обычных температурах и не получающего извне энергию другими способами. Такая эмиссия называется электростатической или автоэлектронной [6].

На рис. 4 кривая АВ изображает изменение силы, действующей на электрон в отсутствие внешнего поля.

Кривая асимптотически приближается к оси Х, так что в области точки В (на достаточном удалении от поверхности) возвращающая сила становится пренебрежимо малой. Сила воздействия на электрон внешнего поля в случае плоско-параллельных электродов представлена прямой FG.

Кривая CDE, изображающая результирующую силу, показывает, что вблизи поверхности металла на электрон действует тормозящая сила, так как сила зеркального отображения превышает здесь силу, создаваемую внешним полем.

При  $x=x_m$  сила зеркального отображения уравновешивается силой внешнего поля, так что испытываемая электроном сила равна нулю. При  $x > x_m$  на электрон действует ускоряющая сила, так как в этой области сила внешнего поля больше силы зеркального отображения.

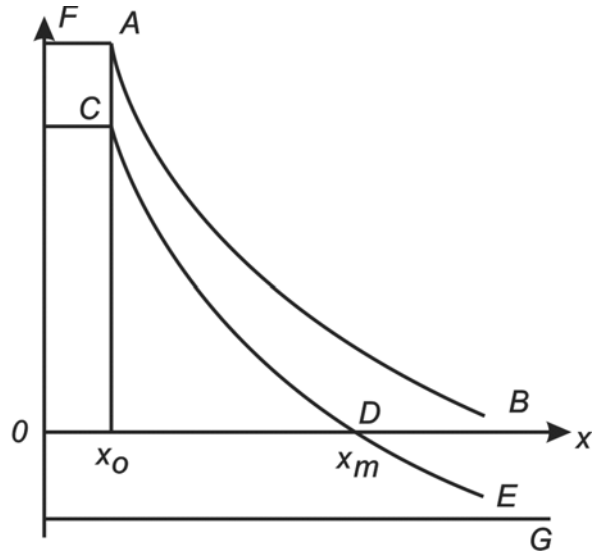


Рис. 4. Схема действия внешнего электрического поля около поверхности металла

Следовательно, в отсутствие внешнего поля окончательно покинут металл только те электроны, которые достигли точки В, тогда как при наличии внешнего поля электрону достаточно достигнуть точки D, чтобы получить возможность покинуть металл.

Внешнее поле уменьшает работу выхода. Уменьшение работы выхода полем называется эффектом Шоттки. Этот эффект можно свести к представлению о влиянии внешнего поля на потенциальный барьер. На рис. 5 кривая 0А изображает потенциальный барьер в отсутствие внешнего поля, прямая 0В – потенциальную энергию внешнего поля.

Сумма ординат дает результирующую форму потенциального барьера при наличии внешнего поля.

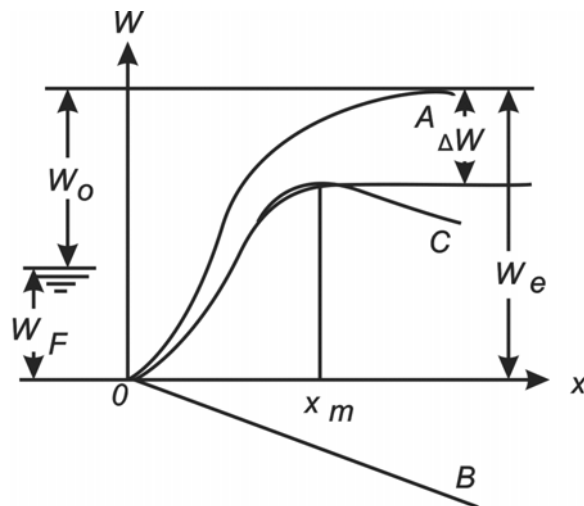


Рис. 5. Деформация потенциального барьера под действием внешнего электрического поля

Эта кривая  $0C$  имеет достаточно широкий максимум, так называемый «потенциальный холм» [3]. При наличии внешнего поля, имеющего должное направление, эффективная работа выхода составит:

$$W_{0E} = W_0 - \frac{1}{2\sqrt{\pi\epsilon_0}} e^{3/2} E^{1/2}.$$

Подставив значение работы выхода в формулу (25), получим:

$$j_e = AT^2 \exp\left[\left(-\frac{W_0}{kT}\right) + \left(\frac{1}{2\sqrt{\pi\epsilon_0}} \frac{e^{3/2} E^{1/2}}{kT}\right)\right].$$

При подходящих условиях возможна эмиссия электронов даже из холодного металла. Теория Шоттки дает несколько завышенные значения напряженности поля для такой эмиссии. Так, для вольфрама при нормальной температуре критическая напряженность имеет порядок  $10^{10}$  В/м, тогда как в действительности существенная электростатическая эмиссия наблюдается уже при напряженностях  $10^8 \dots 10^9$  В/м. Попытки объяснить это расхождение привели к обнаружению нового явления – **туннельного эффекта** [3,6].

По мере повышения напряженности внешнего поля происходит не только понижение потенциального барьера, но и его сужение. Благодаря этому становится возможным, наряду с «перескакиванием» быстрых электронов через потенциальный барьер, также «просачивание» их сквозь потенциальный холм. Туннельный эффект тесно связан с волновыми свойствами электрона.

Электромагнитное излучение, падающее на поверхность тела, частично отражается, частично проникает в глубину тела и там поглощается. Поглощенное излучение передает свою энергию веществу, что может стать причиной фотоэлектрических явлений, то есть фотоэффекта. В частности, внутри вещества могут появиться электроны с настолько большими энергиями, что часть из них оказывается способной преодолеть потенциальный барьер. Это явление называется внешним фотоэффектом или **фотоэлектронной эмиссией** [6].

Плотность фототока под действием излучения граничной частоты  $\nu_0$  определяется таким образом:

$$j_\phi = AT^2 \exp\left(-\frac{h\nu_0}{kT}\right).$$

Если на поверхность металла в вакууме воздействует поток электронов, то возникает встречный поток вторичных электронов, которые испускаются металлом под действием электронной «бомбардировки».



Это явление получило название **вторичной электронной эмиссии** ( $\gamma$ -процессом). Большую роль для поддержания некоторых форм электрических разрядов играет вторичная электронная эмиссия под действием ионной бомбардировки. Коэффициент вторичной электронной эмиссии в этом случае определяется таким образом:

$$\gamma = I_e / I_i,$$

где  $I_e$  – вторичный электронный ток;  $I_i$  – первичный ток, создаваемый потоком положительных ионов.

Коэффициент вторичной электронной эмиссии зависит не только от материала катода и энергии первичных частиц, но и от рода этих первичных частиц, то есть ионов газа. Приведенные на рис. 6 кривые при экстраполяции к нулевому значению коэффициента вторичной эмиссии показывают, что вторичная электронная эмиссия остается возможной даже при близких к нулю энергиях ионов, если они – ионы инертных газов.

Напротив, экстраполяция кривой для Li (как и для других ионов щелочных металлов) приводит к выводу о существовании некоторых минимальных энергий ионов, ниже которых вторичная эмиссия не возникает [3, 6].

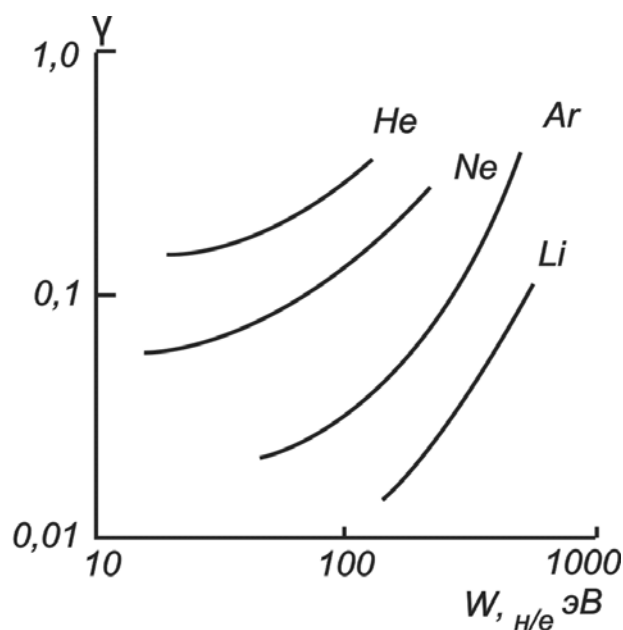


Рис. 6. Зависимость коэффициента вторичной электронной эмиссии медного катода от кинетической энергии бомбардирующих однозарядных ионов

Предполагается, что существуют два различных механизма эмиссии под действием ионной бомбардировки:

- вырывание электронов ионами за счет кинетической энергии последних (так называемое кинетическое вырывание, характерное для ионов щелочных металлов);

- вырывание электронов за счет потенциальной – внутренней – энергии ионов (потенциальное вырывание, характерное для ионов инертных газов).

Кинетическое вырывание, по-видимому, обусловлено ионизацией поверхностного слоя атомов катода ударами ионов. Освобождающиеся при этом электроны обладают энергией, достаточной для преодоления потенциального барьера.

Механизм потенциального вырывания сложнее. Предположим, что к поверхности металла подходит положительный ион с энергией ионизации, превышающей работу выхода металла. На расстоянии порядка десятых долей нанометра возможен переход одного из валентных электронов атома металла к иону, который при этом превращается в возбужденный атом.

Этот атом продолжает движение в электронном облаке металла до соударения с одним из электронов облака. Так как время жизни возбужденного атома составляет  $\sim 10^{-8}$  с, а длительность его свободного пути в электронном облаке не превышает  $10^{-12}$  с, то вероятность высвечивания атома ничтожна: энергию возбуждения атом передает какому-нибудь из электронов облака, который и преодолевает потенциальный барьер.

При электрических разрядах в газе наряду с положительными ионами образуется большое количество возбужденных атомов. Они также способны вызвать вторичную эмиссию электронов. Но, как указано выше, время их жизни равно  $\sim 10^{-8}$  с, а образуются они довольно далеко от катода, поэтому вероятность вторичной эмиссии такого рода мала. Значительно большим временем жизни (порядка  $10^{-3}$  с) обладают метастабильные атомы; этого времени вполне достаточно для того, чтобы они достигли катода. Тогда, когда энергия возбуждения метастабильных атомов превышает работу выхода вещества катода [1], они действительно участвуют в генерации вторичных электронов. **Совокупность процессов, обусловленных фотоэлектронной эмиссией и вторичной электронной эмиссией, принято называть гамма-процессами.**

### 1.5. Особенности движения заряженных частиц в плазме при наличии электрических и магнитных полей

С известным приближением рассмотрение движения отдельных заряженных частиц применимо к потокам частиц, когда плотность их настолько мала, что всяким взаимодействием между частицами можно пренебречь. Движение отдельной заряженной частицы описывается следующим общим уравнением [1, 2]:

$$M_{e,i} \frac{d\vec{v}_{e,i}}{dt} = z_{e,i} e \frac{[\vec{v}_{e,i} \vec{H}]}{c} + \vec{F}, \quad (26)$$

где  $M_{e,i}$  – масса частицы (электрона или иона);  $v_{e,i}$  – скорость частицы;  $z_{e,i}$  – зарядовое число (для электрона  $z_e = -1$ );  $H$  – напряженность магнитного поля;  $c$  – скорость электромагнитных волн в вакууме;  $F$  – равнодействующая всех энергетических сил (электрических, гравитационных и др.), воздействующих на частицы.

Воздействие магнитного поля для удобства учитывают отдельно от воздействия остальных сил (полей), поскольку оно, действуя перпендикулярно направлению движения, не изменяет энергии частиц.

Движение частиц в электрическом поле  $E$  описывается видоизмененной формой уравнения (26):

$$M_{e,i} \frac{d\vec{v}_{e,i}}{dt} = z_{e,i} e \vec{E} = q_{e,i} \vec{E}, \quad (27)$$

где  $q_{e,i}$  – заряд частицы.

В зависимости от вида поля, то есть в зависимости его от координат и времени, интегрирование (27) дает различные результаты. Полагая  $q = -e$  и  $e/M_e = \eta$ , получим систему уравнений:

$$\ddot{x} = -\eta E_x,$$

$$\ddot{y} = -\eta E_y,$$

$$\ddot{z} = -\eta E_z.$$

Направим ось  $x$  по направлению  $E$ . Тогда  $E_x = E$ ;  $E_y = E_z = 0$ .

Система уравнений, характеризующих движение электронов, имеет вид:

$$\begin{aligned} \dot{x} &= -\eta E_x t + A, \\ \dot{y} &= B, \\ \dot{z} &= C. \end{aligned} \quad (28)$$

Найдем траекторию движения электрона, влетевшего в это электрическое поле под некоторым углом  $\theta$  с начальной скоростью  $v_0$ . Интегрируя (28), получаем:

$$\begin{aligned} x &= -\frac{\eta E}{2} t^2 + \dot{x}_0 t, \\ y &= \dot{y}_0 t, \end{aligned}$$

где  $x_0, y_0$  – компоненты начальной скорости. Исключая  $t$ , получим уравнение траектории:

$$x = -\frac{\eta E}{2 \dot{y}_0^2} y^2 + \frac{\dot{x}_0}{\dot{y}_0} y,$$

которое есть уравнение параболы с координатами вершины:

$$x = x_m = \frac{1}{2\eta E} \dot{x}_0^2,$$

$$y = y_m = \frac{\dot{x}_0 \dot{y}_0}{\eta E}.$$

Точка пересечения параболы с осью  $Y$  (дальность полета) определяется из равенства:

$$Y = 2y_m = \frac{\dot{x}_0 \dot{y}_0}{\eta E}.$$

Так как

$$\dot{x}_0 = v_0 \sin \theta; \quad \dot{y}_0 = v_0 \cos \theta; \quad v_0^2 = 2\eta U_a,$$

то

$$Y = 4 \sin \theta \cos \theta \frac{U_a}{E} = 2 \sin 2\theta \frac{U_a}{E}.$$

Рассмотрим движение электрона в газе под действием поля плоскопараллельных электродов. Учтем, что, кроме направленного движения в поле, электрон совершает тепловое движение со средней скоростью  $V_T$ . Допустим, что эта скорость (при обычных температурах и умеренных полях) значительно больше скорости направленного движения в поле. Так как все направления теплового движения равновероятны, то за счет только этого движения электрон в среднем остается на месте. Однако тепловая скорость определяет длительность свободного движения электрона между соударениями [1, 2]:

$$\tau = \bar{l}_c / \bar{v}_T.$$

В течение этого времени на электрон воздействует поле, и он смещается в направлении оси  $x$  на отрезок  $\Delta x = a_e \tau^2 / 2$ .

Средняя скорость такого направленного перемещения вдоль оси  $x$  равна:

$$v_{ecc} = \frac{\Delta x}{\tau} = \frac{1}{2} a_e \tau = \frac{1}{2} \frac{e}{m_e} \frac{\bar{l}_c}{\bar{v}_T} E = K_e E. \quad (29)$$

Коэффициент  $K_e$ , имеющий размерность (м/с)/(В/м), называют подвижностью:

$$K_e = \frac{1}{2} \frac{e}{m_e} \frac{\bar{l}_c}{\bar{v}_T}.$$

Уравнение подвижности Ланжевена (29) имеет приближенный характер, так как не учитывает ряда факторов, в частности, что электрон

при соударении не теряет полностью свою направленную скорость. Несмотря на это, оно дает удовлетворительные результаты при подстановке опытных значений  $K_e$ . При этом важно, что подвижность электронов не является постоянной величиной, поскольку она несколько зависит от напряженности поля. Эту зависимость можно не принимать во внимание при напряженностях поля не более 5000 В/м.

Так как масса  $m_i$  ионов того же порядка, что и масса исходных атомов (молекул), то в этом случае предположение относительно полной потери направленной скорости при соударениях оказывается неверным. Учитывая частичное сохранение ионом направленной скорости после соударения, Ланжевен получил выражения для подвижности и скорости направленного дрейфа ионов [1, 2]:

$$K_i = A \frac{q \bar{l}_i}{m_i \bar{v}_T} \sqrt{1 + \frac{m_i}{m_M}} = A \frac{q \bar{l}_{i0}}{m_i \bar{v}_T p} \sqrt{1 + \frac{m_i}{m_M}},$$

$$v_i = A \frac{q \bar{l}_{i0}}{m_i \bar{v}_T} \sqrt{1 + \frac{m_i}{m_M}} \frac{E}{p},$$

где  $0,5 < A < 1,0$  – постоянный коэффициент;  $q$  – заряд иона;  $\bar{l}_{i0}$  – средний свободный пробег иона при давлении 1 Па;  $\bar{v}_T$  – средняя тепловая скорость иона.

Экспериментально установлено, что подвижность электронов существенно больше, чем подвижность ионов  $K_e > K_i$ .

Если все силы, кроме магнитного поля, отсутствуют, то уравнение (26) можно записать в виде:

$$M_{e,i} \frac{d\vec{v}_{e,i}}{dt} = \frac{z_{e,i} e}{c} [\vec{v}_{e,i} \vec{H}], \quad (30)$$

решение которого зависит, как и в случае электрического поля, от вида правой части.

Рассмотрим два примера. Частица (электрон или ион) с некоторой скоростью  $\vec{v}_{e,i}$  – влетает в однородное постоянное магнитное поле напряженностью  $\vec{H}$ . Необходимо определить закон ее движения. Разложим полную скорость движения частицы в магнитном поле на две составляющие:  $\vec{v}_{\parallel}$  – вдоль поля,  $\vec{v}_{\perp}$  – перпендикулярную к нему, то есть:

$$\vec{v}_{e,i} = \vec{v}_{\parallel} + \vec{v}_{\perp}.$$

Из уравнения (30) следует, что  $d\vec{v}_{\parallel} / dt = 0$ .

Следовательно,  $\vec{v}_{\parallel} = \text{const}$ , то есть вдоль поля частица движется равномерно. Для другой составляющей:

$$M_{e,i} \frac{d\vec{v}_\perp}{dt} = \frac{z_{e,i} e}{c} [\vec{v}_\perp \vec{H}].$$

Если частица движется в однородном магнитном поле с начальной скоростью, перпендикулярной к линиям поля, то ее траектория располагается в плоскости, перпендикулярной  $\vec{H}$ , вдоль криволинейной траектории с постоянным по величине центростремительным ускорением. Эта траектория представляет собой окружность.

Согласно второму закону Ньютона, сила, удерживающая частицу на круговой траектории, равна произведению массы на центростремительное ускорение  $v^2/r$ :

$$\frac{M_{e,i} v_\perp^2}{r_{e,i}} = \frac{1}{c} q v_\perp H \quad \text{и} \quad r_{e,i} = \frac{c v_\perp M_{e,i}}{q H}.$$

По имени английского физика Лармора параметр  $r_{e,i}$  называют **ларморовским радиусом**. Определим период обращения частицы по окружности  $T_H$  и угловую скорость движения  $\omega_H$ :

$$v T_H = 2\pi r,$$

$$T_H = \frac{2\pi M_{e,i} c}{q H}.$$

Угловая скорость связана с периодом обращения соотношением:  $\omega_H = 2\pi / T_H$ ; следовательно:

$$\omega_H = \frac{q H}{M_{e,i} c}.$$

Величину  $\omega_H$  называют угловой (**циклотронной** или **ларморовской**) частотой для данной частицы. Для положительно заряженных ионов  $\omega_H$  направлена против  $\vec{H}$ , а для электронов – по вектору  $\vec{H}$  (рис. 7).

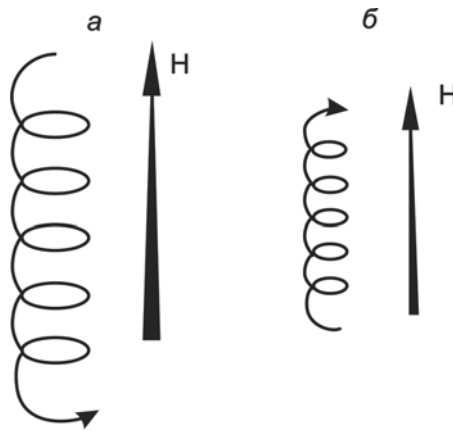


Рис. 7. Траектория движения ионов (а) и электронов (б) в магнитном поле

Из-за большой разности в массах электронов и ионов радиусы их ларморовских окружностей отличаются на много порядков. Например, в магнитном поле напряженностью  $H = 10^3$  Э при скоростях электронов и протонов  $v_{e,i} = 2 \cdot 10^8$  см/с  $r_e \sim 10^{-2}$ , а  $r_i \sim 18$  см. Циклотронные частоты соответственно равны  $\omega_e \sim 1,8 \cdot 10^{10}$  и  $\omega_i \sim 10^7$  с $^{-1}$ .

Кроме вращения, частицы движутся поступательно со скоростью  $\vec{v}_{\parallel}$ ; следовательно, полное их движение происходит по винтовой линии, которая навивается на силовую линию поля  $H$ . Шаг этой винтовой линии:

$$h_{e,i} = vT = v \cdot 2\pi \frac{M_{e,i}c}{qH}.$$

При действии скрещенных электрических и магнитных полей характер движения заряженных частиц усложняется [2].

## 1.6. Явления переноса в плазме

Известно, что в газах может существовать направленное движение частиц, вызываемое неравномерным распределением их концентраций в объеме и ведущее, в конечном счете, к выравниванию концентраций. Такое движение называется диффузией, описываемое известным выражением [4–6]:

$$N_{ix} = n_i \bar{v}_{ix} = -D \frac{dn_i}{dx}.$$

Здесь  $N_{ix}$  – диффузионный поток (число ионов, проходящих за 1 с через 1 м $^2$  поверхности, нормальной к оси  $x$ ,  $n_i$  – объемная концентрация ионов в элементарном объеме с координатой  $x$ ;  $\bar{v}_{ix}$  – средняя скорость диффузионного движения по оси  $x$ .  $dn_i/dx$  – градиент концентрации ионов в направлении  $x$ ;  $D = \frac{1}{3} l \bar{v}_T$  – коэффициент диффузии, м $^2$ /с;  $l$  – средняя длина свободного пробега ионов в данном газе при имеющихся условиях;  $\bar{v}_T$  – средняя скорость теплового движения.

Если в объеме присутствуют носители зарядов обоих знаков и имеются неравномерности их концентраций, происходит взаимная диффузия. Скорости диффузионного движения составляют:

$$\bar{v}_{ex} = -D_e \frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dx},$$

$$\bar{v}_{ix} = -D_i \frac{1}{n_i} \frac{dn_i}{dx}.$$

Найдено, что  $D_e \gg D_i$ . В установлении материального баланса во многих видах электрических разрядов весьма существенна амбиполяр-

ная диффузия. Выделим ограниченный стенками объем газа, внутри которого непрерывно происходит ионизация. Так как диффузия электронов происходит значительно быстрее, чем ионов, то внутренняя область объема газа приобретает некоторый избыточный пространственный положительный заряд. Последний создает в газе поперечное электрическое поле с напряженностью  $E$ . Оно направлено так, что замедляет дрейф электронов к стенке, зато ускоряет дрейф ионов. Так как на стенке непрерывно происходит рекомбинация, то вскоре наступает стационарное состояние, в котором скорости дрейфа электронов и ионов равны. Эти скорости можно записать в виде [6]:

$$\bar{v}_{ex} = -D_e \frac{1}{n} \frac{dn}{dx} - K_e E, \quad (31)$$

$$\bar{v}_{ix} = -D_i \frac{1}{n} \frac{dn}{dx} + K_i E, \quad (32)$$

если ось  $x$  направлена нормально к стенке, а также принять, что  $\bar{v}_e = \bar{v}_{xix} = \bar{v}_x$ ;  $n_e = n_i = n$ . Последнее верно лишь приблизительно, так как в процессе установления равновесия внутренняя область теряет несколько больше электронов, чем ионов.

Умножая (31) на  $K_i$ , а (32) на  $K_e$  и складывая, находим:

$$\bar{v}_x (K_x + K_e) = -D_e K_i \frac{1}{n} \frac{dn}{dx}.$$

Отсюда для скорости амбиполярной диффузии имеем:

$$\bar{v}_x = -\frac{D_e K_i + D_i K_e}{K_e + K_i} \frac{1}{n} \frac{dn}{dx}.$$

Здесь

$$D_a = \frac{D_e K_i + D_i K_e}{K_e + K_i}$$

называют коэффициентом амбиполярной диффузии.

Поскольку  $K_e \gg K_i$ , то можно получить:

$$D_a = D_i + \frac{K_i}{K_e} D_e = K_i \left( \frac{D_i}{K_i} + \frac{D_e}{K_e} \right) = K_i \frac{k}{e} (T_e + T_i).$$

Так как в плазме электрических разрядов чаще всего  $T_e \gg T_i$  (если давление газа не слишком высокое), то для этого частного случая справедливо:

$$D_a \approx K_i \frac{k T_e}{e}.$$



Кроме того, так как  $K_e > K_i$ , то

$$D_i \ll D_a, \ll D_e,$$

что и подтверждается экспериментально [4–6].

Установлено, что при наложении сильного внешнего магнитного поля ионы диффундируют поперек поля быстрее электронов. Общий вид уравнения, описывающего коэффициент амбиполярной диффузии, сохраняет силу [5].

### Вопросы для самоконтроля

1. Что такое плазма? Приведите примеры плазмы.
2. В чем отличие низкотемпературной плазмы от высокотемпературной?
3. Что такое дебаевский радиус?
4. Что такое квазинейтральность плазмы?
5. Чем характеризуются упругие взаимодействия частиц?
6. Можно ли отнести взаимодействия между заряженными частицами к упругим и почему?
7. Что такое радиусы ближнего и дальнего взаимодействия заряженных частиц?
8. Какие взаимодействия частиц относятся к неупругим? Приведите примеры неупругих взаимодействий.
9. Чем характеризуются неупругие взаимодействия?
10. Какие взаимодействия относятся к неупругим первого рода? Приведите примеры.
11. Какие взаимодействия относятся к неупругим второго рода? Приведите примеры.
12. Какие силы действуют на электрон со стороны поверхности металла?
13. При каких условиях электрон может покинуть поверхность металла?
14. Какие процессы относятся к гамма – процессам?
15. Что такое термоэлектронная эмиссия?
16. Что такое автоэлектронная эмиссия?
17. Что такое фотоэлектронная эмиссия?
18. Что такое ларморовская частота и радиус?
19. Что такое амбиполярная диффузия?

## 2. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ РАЗРЯДЫ В ГАЗАХ

### 2.1. Самостоятельные и несамостоятельные формы разрядов

Электрические разряды в газах можно разделить на **самостоятельные и несамостоятельные**. Отличительная особенность первых состоит в том, что для их непрерывного существования не требуется никаких других источников энергии и никаких других путей ее подведения, кроме внешней электрической цепи, источника энергии и разрядного промежутка. Внутренние процессы в таком разряде сами поддерживают достаточное поступление носителей зарядов; за счет этого разряд существует непрерывно. В случае несамостоятельного разряда непрерывного пополнения носителей нет, и, следовательно, необходима дополнительная подпитка энергией иными путями [6].

Схема простейшей установки для изучения электрических разрядов изображена на рис. 8. Разрядная трубка Т содержит газ при заданном постоянном давлении. Внутри находятся два плоско-параллельных электрода: катод К и анод А, разделенные расстоянием  $d$ , ограничивающим так называемый разрядный промежуток. Источник ЭДС  $E$ , значение которой можно регулировать в широких пределах, питает разрядный промежуток током. Балластное сопротивление  $R_6$  служит для регулировки (и ограничения) тока разряда.

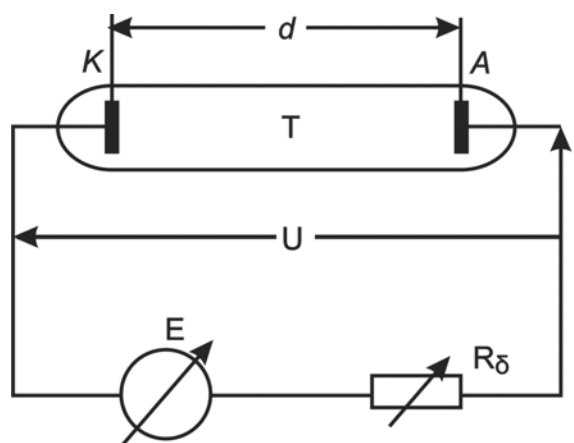


Рис. 8. Схема установки для изучения электрических разрядов

Рассмотрим случай, когда начальная концентрация носителей зарядов определяется, с одной стороны, действием внешнего ионизато-

ра постоянной интенсивности, с другой – совокупным действием рекомбинации и диффузии.

В отсутствие напряжения устанавливается определенная равновесная концентрация носителей зарядов, определяемая интенсивностью ионизатора. С появлением напряжения во внешней цепи появляется ток, имеющий две составляющие: ионную – от анода к катоду – и электронную – в противоположном направлении.

По мере повышения напряжения возрастает средняя скорость дрейфа носителей зарядов, зависящая от напряженности поля и подвижности носителей. Увеличение скорости дрейфа, в свою очередь, сопровождается пропорциональным возрастанием тока; вольт-амперная характеристика разрядного промежутка оказывается линейной (участок  $OA'$ , рис. 9).

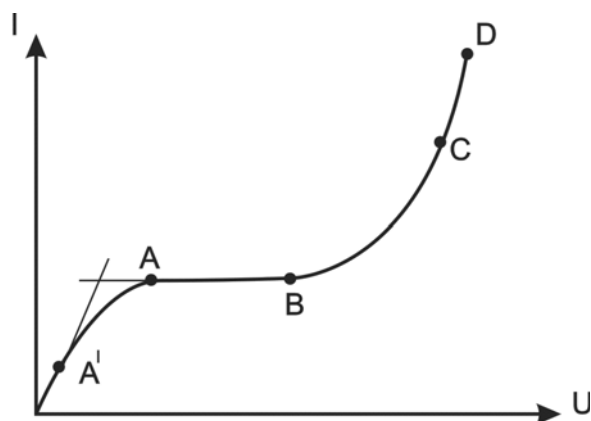


Рис. 9. Начальный участок вольт-амперной характеристики электрического разряда

Дальнейшее повышение напряжения приводит к такому состоянию, когда все возникающие в объеме газа носители немедленно «рассасываются» к электродам. При этом потери носителей за счет рекомбинации и диффузии стремятся к нулю. В таких условиях ток не может стать больше того, который могут создать все носители, образующиеся за 1 с. Это состояние называется режимом насыщения (участок  $AB$ ). Ток насыщения определяется только действием внешнего ионизатора.

Дальнейший рост напряжения сопровождается (начиная с некоторого его значения) увеличением тока при неизменной интенсивности ионизатора. Это может означать только то, что появляется внутренняя причина повышения концентрации носителей.

В режимах участка  $BC$  вольт-амперной характеристики вследствие вторичной ионизации газа электронами наблюдается качественно новое явление: образование так называемых «электронных лавин». Причина возникновения последних – появление множественных электронов за счет соударения первичного электрона с атомами газа. Эти новые

электроны, включаясь в направленное движение, также ускоряются полем и становятся способными производить ионизацию. Этот процесс развивается достаточно быстро, число участвующих в нем электронов нарастает в направлении к аноду, образуя электронную лавину, которая продвигается к аноду и заканчивается на нем.

Предположим, что создались условия, благодаря которым первичные электроны образуются на самом катоде. Лавины при этом будут иметь максимальную длину, а ток разряда – максимальное значение.

Определим ток такого идеального разряда, когда имеется, например, только фотоэлектронная эмиссия с катода за счет постороннего постоянного освещения и одновременно исключено действие любых других внешних ионизаторов. Введем следующие обозначения:

$N_0$  – число фотоэлектронов, испускаемое  $1 \text{ м}^2$  катода за  $1 \text{ с}$ ;

$N_x$  – число электронов, проходящих за  $1 \text{ с}$  сквозь нормальную к оси разрядного промежутка площадку в  $1 \text{ м}^2$ , находящуюся на расстоянии  $x$  от поверхности катода;  $\alpha$  – число ионизаций, производимых каждым электроном на пути  $1 \text{ м}$  вдоль поля (первый коэффициент Таунсенда). Этот коэффициент зависит от природы газа, его давления и напряженности поля.

На пути  $dx$  электрон совершает  $\alpha dx$  ионизаций. На расстоянии  $x$  от катода в слое газа толщиной  $dx$  и поперечным сечением  $1 \text{ м}^2$   $N$  электронов произведут  $dN = \alpha N dx$  ионизаций. Введем начальные условия: на катоде  $x = 0$ ;  $N = N_0$ . Следовательно:

$$\int_0^N \frac{1}{N} dN = \int_0^x \alpha dx .$$

В общем случае, когда  $\alpha$  зависит от напряженности поля  $E$ , получим:

$$N = N_0 \exp \left[ \int_0^x \alpha dx \right]. \quad (33)$$

Если искажением электрического поля пространственными зарядами возможно пренебречь, а электроды плоско-параллельны (поле равномерно вдоль всего разрядного промежутка), то  $\alpha = \text{const}$ . В этом случае:

$$n = n_0 \exp(\alpha x). \quad (34)$$

Зависимости (33) и (34) выражают закон нарастания электронной лавины. Ее полный ток можно определить, найдя число электронов, приходящее на анод за  $1 \text{ с}$ . Ионная составляющая тока у анода отсутствует, поэтому электронная составляющая совпадает с полным током. Вводя условия у анода:  $x = d$ ,  $N = N_a$ , имеем:

$$N_a = N_0 \exp(\alpha d),$$

откуда легко найти ток. Множитель  $\exp(\alpha d)$  называется коэффициентом газового усиления [3]. Плотность тока определяется таким образом:

$$j = j_0 \exp(\alpha d). \quad (35)$$

При учете совокупного действия  $\gamma$ -процессов и электронных лавин на катоде получим:

$$j = j_0 \frac{\exp(\alpha d)}{1 - \gamma[\exp(\alpha d) - 1]}, \quad (36)$$

где  $\gamma = (j_e / j)_k$ .

Учет ионизации газа ударами положительных ионов дает:

$$j = j_0 \frac{(\alpha - \beta) \exp[d(\alpha - \beta)]}{\alpha(1 + \gamma) - (\alpha\gamma - \beta) \exp[d(\alpha - \beta)]}, \quad (37)$$

где  $\beta$  – число ионизаций, производимых каждым положительным ионом на пути в 1 м.

Множитель при  $j_0$  в уравнениях (35)–(37) представляет собой коэффициент газового усиления.

На всем протяжении вольт-амперной характеристики от 0 до С (рис. 9) разряд является несамостоятельным. Для поддержания непрерывного тока здесь требуется непрерывное действие ионизатора. При  $j_0 = 0$  разрядные процессы затухают, суммарный ток разряда обращается в нуль.

При достаточно высоком напряжении наступает такой момент, когда ток разряда резко возрастает, одновременно столь же резко усиливается свечение газа и изменяется распределение свечения вдоль длины разрядного промежутка. Устанавливается качественно новое состояние – самостоятельный разряд. Резкий переход к новому состоянию называется электрическим пробоем газа или зажиганием самостоятельного разряда. Характер самостоятельного разряда, устанавливающегося после пробоя, определяется давлением и природой газа, формой электродов, свойствами внешней цепи и др. [8].

**Условие самоподдержания электрического разряда.** Это условие можно сформулировать следующим образом: каждый испускаемый катодом электрон, прежде чем достигнуть анода, должен за счет  $\gamma$ -процессов подготовить себе замену в виде хотя бы одного нового электрона. За время своего существования первый электрон вызывает лавину. Лавина, в свою очередь, порождает положительные ионы и УФ-излучение, то есть факторы, ответственные за  $\gamma$ -процессы. Воздействуя на катод, эти факторы вызывают эмиссию новых электронов. Таким образом, самоподдерживающийся разряд можно рассматривать как систему с положительной обратной связью, контур которой замыкается через материальный баланс разряда [8].

Условие самоподдержания разряда можно найти, приравняв к 0 знаменатель уравнения (36):

$$1 - \gamma[\exp(\alpha d) - 1] = 0.$$

Полный ток разряда перестает зависеть от  $j_0$ : разряд теперь может существовать даже при отсутствии внешней ионизации, то есть становится самостоятельным.

В теории электрических разрядов величину  $\mu = [\exp(\alpha d) - 1]$  называют ионизационным нарастанием. При переходе разряда в самоподдерживающуюся форму последняя обращается в 1.

Электрический режим, где начинает выполняться условие самоподдержания, обозначен на вольт-амперной характеристике разряда точкой С (см. рис. 9). Все формы разряда, расположенные выше этой точки, являются **самостоятельными**.

**Закон подобия при зажигании электрических разрядов.** Коэффициент объемной ионизации  $\alpha$  зависит от природы и давления газа, а также от напряженности поля. Следовательно, он должен выражаться через потенциал ионизации, сечение (вероятность) ионизации и удельную частоту ( $\text{м}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ ) соударений электронов с атомами (молекулами) газа. Точное выражение для  $\alpha$  вывести не удалось, однако можно доказать справедливость зависимости [8]:

$$\alpha / p = F_1(E / p). \quad (38)$$

Коэффициент  $\gamma$ , учитывающий суммарное влияние различных  $\gamma$ -процессов, также зависит от ряда факторов. В общем случае его тоже не удастся вычислить теоретически. Ясно, однако, что в случае преобладания вторичной электронной эмиссии за счет ионной бомбардировки катода, он должен зависеть от средней кинетической энергии, приобретаемой ионом на протяжении одного свободного пробега. Так как длина свободного пробега иона обратно пропорциональна давлению, то очевидно:

$$\gamma = F_2(E / p). \quad (39)$$

Условие зажигания самостоятельного разряда запишем, приняв  $\gamma \ll 1$ :

$$1 + \gamma - \gamma \exp(\alpha d) \approx 1 - \gamma \exp(\alpha d) = 0.$$

Моменту зажигания соответствует напряженность  $E = U_3 / d$ ; с учетом (38) и (39) находим:

$$\frac{1}{F_2(U_3 / pd)} = \exp[pdF_1(U_3 / pd)].$$

Отсюда очевидно, что для данного газа напряжение зажигания самостоятельного разряда  $U_3$  зависит не от  $p$  и  $d$  в отдельности, а от их произведения. Этот закон был открыт в ходе эксперимента Пашеном и носит название Закона подобия электрических разрядов.

Обычно закон Пашена формулируют следующим образом: для двух разрядных промежутков, у которых конфигурации электродов и их геометрическое расположение подобны, а давления газа обратно пропорциональны сходственным линейным размерам, напряжения зажигания разряда одинаковы. Этот закон хорошо выполняется для всех газов в интервале давления от десятков паскалей до нескольких мегапаскалей и для разрядных расстояний 1 мм и более. Каждая из этих кривых Пашена, приведенных на рис. 10, имеет минимум, наступающий при определенном значении  $(pd)_{\min}$ .

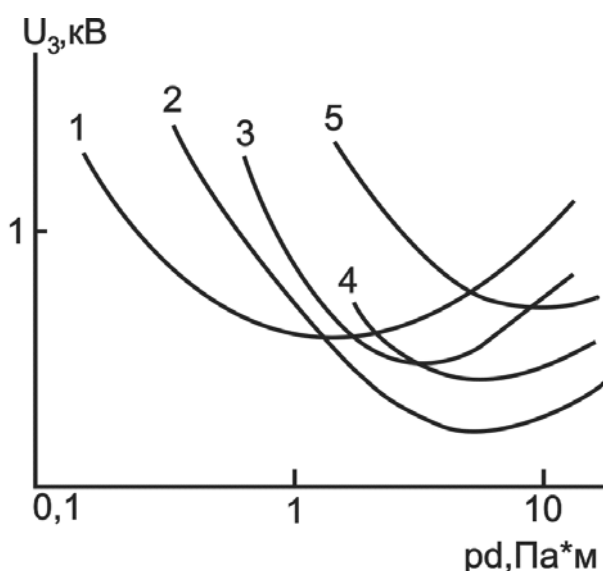


Рис. 10. Кривые Пашена для некоторых газов при  $0^\circ\text{C}$ :  
 1 – воздух; 2 – гелий; 3 – молекулярный водород; 4 – неон;  
 кривая 5 для насыщенного пара ртути получена при переменной температуре

Закон Пашена имеет ограничения, обусловленные свойствами веществ, находящихся в разрядном промежутке. Так, коэффициент  $\gamma$  зависит от работы выхода материала катода.

Например, подбирая материал с малой работой выхода, можно понижать напряжение зажигания разряда при  $pd = \text{const}$ . Напряжение зажигания зависит также от состава газа.

Существенно, что для смеси газов напряжение зажигания нельзя рассчитывать через концентрации по правилам смешения (аддитивности). В смеси газов могут возникать новые явления, часто не свойственные ее чистым компонентам. Например, напряжение зажигания можно понизить, добавляя к ос-

новному газу небольшое количество другого газа, потенциал ионизации которого меньше энергии метастабильных состояний атомов основного газа. При напряженностях поля, недостаточных для ионизации основного газа, но достаточных для образования метастабильных атомов, соударения последних с атомами примеси вызывают их ионизацию последних, за счет чего происходит понижение напряжения зажигания. Именно таков механизм влияния паров ртути на напряжение зажигания разряда в аргоне.

Общее давление 400 Па; расстояние между плоскими электродами 5 мм.

Особый интерес представляет механизм влияния водяного пара на напряжение зажигания разряда в воздухе. При низком влагосодержании (ветвь I, рис. 11) лавины вызывают разложение водяного пара с образованием водорода.

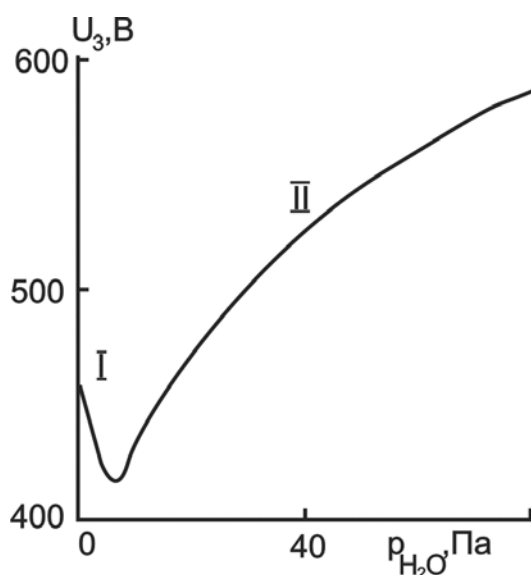


Рис. 11. Влияние наличия водяного пара на напряжение зажигания в воздухе

Присутствие водорода понижает напряжение зажигания у азота. Поэтому небольшие примеси водяного пара (менее 0,03 % массы) понижают напряжение зажигания разряда в воздухе. При более высоком влагосодержании (ветвь II) значительная часть электронов теряется на образование отрицательных ионов. Если это явление становится преобладающим, то зажигание разряда затрудняется.

## 2.2. Тлеющий разряд постоянного тока

При малых давлениях газа (приблизительно от 15 до 3000 Па) и низких температурах катода (не выше 500–700 К) в разрядном промежутке формируется так называемый тлеющий разряд. Переход к нему происходит достаточно эффектно: в темном разрядном промежутке внезапно вспыхивает яркое разноцветное свечение [4, 9].



Если давление газа достаточно мало, а разрядный промежуток питается постоянным током, то можно различить следующие элементы структуры разряда (рис. 12):

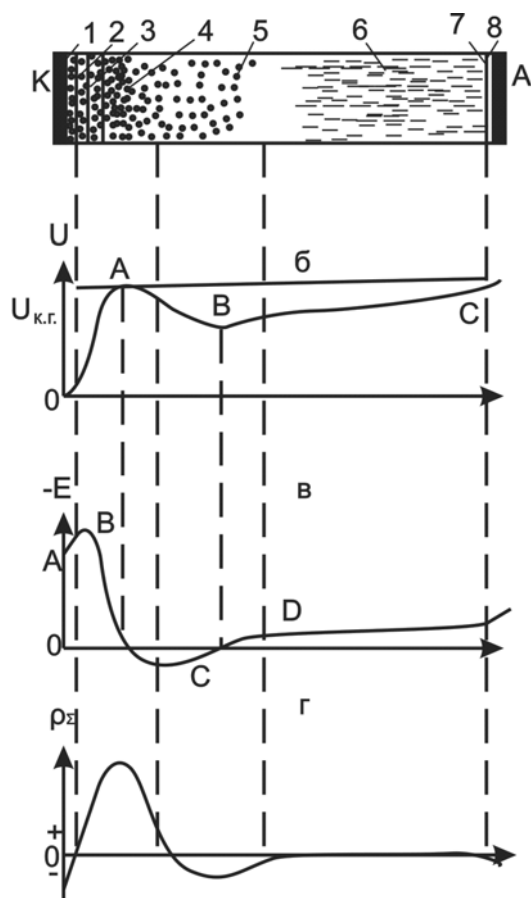
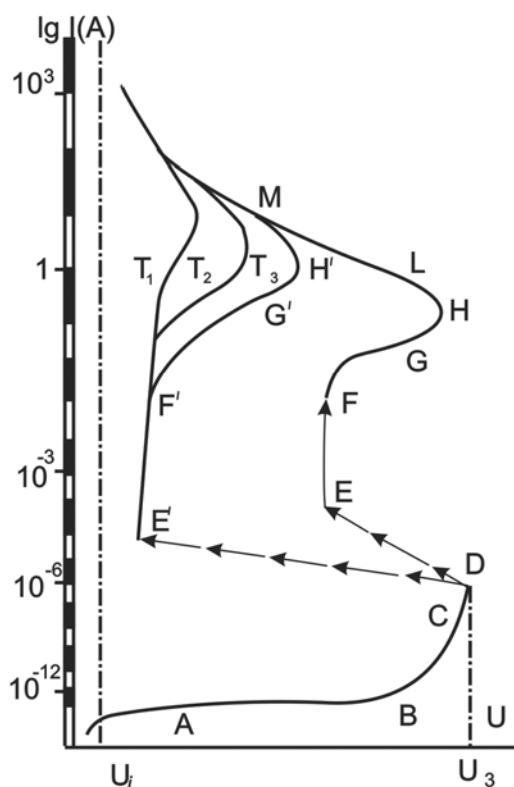


Рис. 12. Тлеющий разряд:

- а* – структура видимого свечения разряда; *б* – распределение потенциала вдоль длины разрядного промежутка; *в* – распределение градиента потенциала; *г* – распределение плотности суммарного пространственного заряда.
- 1* – первая катодная темная область, часто называемая именем Астона, – тонкий слой газа, в котором свечение полностью отсутствует; толщина слоя мала, поэтому наблюдать его можно только при малых давлениях;
- 2* – первое катодное свечение – тонкая светящаяся пленка, обволакивающая катод;
- 3* – вторая катодная темная область, которую называют именем Крукса;
- 4* – второе катодное свечение (встречается название «отрицательное тлеющее свечение»); для него характерна резкая граница со стороны, обращенной к катоду, и размытая граница с противоположной стороны;
- 5* – третья катодная темная область (фарадеево темное пространство);
- б* – положительный столб разряда, обычно ярко светящийся и распространяющийся почти до анода;
- 7* – анодная темная область;
- 8* – анодное свечение в виде тонкой пленки на поверхности анода

Многочисленными опытами показано, что положительный столб *б* не играет сколько-нибудь заметной роли в формировании и поддержании

разряда. Напротив, катодные части (1–5) разряда чрезвычайно существенны для его самоподдержания. Длина области, занятой ими, обратно пропорциональна давлению газа и составляет несколько десятков длин свободного пробега электрона. Если сближать электроды, то вначале катодные части остаются без изменения: уменьшение длины разрядного промежутка сопровождается только сокращением положительного столба.



*Рис. 13. Обобщенная вольт-амперная характеристика наиболее распространенных форм разряда*

Электрические параметры разряда (напряжение и ток) также остаются практически без изменений. Когда катодные части перестают помещаться в разрядном промежутке, разряд становится затрудненным и гаснет, то есть разряд переходит в несамостоятельную форму.

Положительный столб  $\delta$  – это плазма, поддерживаемая за счет непрерывной ионизации газа действием электронных лавин в катодных частях. Ввиду высокой электропроводности плазмы падение потенциала по длине положительного столба незначительно (участок BC рис. 12, б). Поэтому большая часть приложенного напряжения сосредоточивается на катодных частях, образуя катодное падение потенциала  $U_{\text{кп}}$ . Длина, занятая катодным падением, относительно невелика, вследствие чего напряженность поля здесь может достигать больших значений.

**Отметим важнейшую особенность тлеющего разряда:** основным  $\gamma$ -процессом в нем является вторичная электронная эмиссия под действием ударов положительных ионов. Заметную, хотя и не решающую роль, могут также играть фотоэлектронная и вторичная эмиссия с участием метастабильных атомов.

В зависимости от плотности тока, на катоде различают две разновидности тлеющего разряда. При малой и постоянной плотности тока (порядка  $10 \text{ А/м}^2$ ) существует так называемый **нормальный** тлеющий разряд. При значительно большей плотности тока возникает **аномальный** тлеющий разряд. По обобщенной вольт-амперной характеристике разрядов этим режимам соответствуют участки EF и FG (рис. 13).

Характерным внешним признаком нормального тлеющего разряда является катодное пятно – первое катодное свечение. При этом катод работает не всей своей поверхностью:  $\gamma$ -процессы существуют только в области катодного пятна. Далее, по направлению к аноду, катодные части конусообразно расширяются, достигая поперечного сечения положительного столба. Площадь катодного пятна прямо пропорциональна току разряда, следовательно, плотность тока в пятне (и на поверхности катода) сохраняется постоянной. Такое положение существует, пока катодное пятно не покроеет всю поверхность катода. Дальнейшее увеличение тока становится возможным только за счет увеличения плотности тока в катодном пятне: нормальный тлеющий разряд переходит в аномальный. Признаком перехода служит быстрое повышение напряжения по мере увеличения тока разряда [4, 8].

Проследим последовательно основные процессы во всех областях тлеющего разряда. В первой катодной темной области находятся электроны, только что эмитированные катодом и обладающие еще малыми энергиями и скоростями. Их соударения с атомами газа носят только упругий характер, поэтому ни возбуждения, ни ионизации здесь нет, и свечение полностью отсутствует. Обладая малыми скоростями, электроны образуют около катода скопление, то есть пространственный заряд, который участвует в механизме отрицательной обратной связи, управляя вторичной эмиссией.

В области первого катодного свечения электроны уже имеют энергию, достаточную для неупругих взаимодействий в виде возбуждения атомов, хотя для ионизации их энергии еще не достаточно. Основная часть возбужденных атомов стабилизируется путем высвечивания, что и является причиной первого катодного свечения. Характерно, что спектральный состав его неоднороден по длине: коротковолновые составляющие усиливаются по направлению к аноду, так как возрастает энергии электронов. Часть из них преодолевает тонкую область первого катодного свечения без существенных затрат энергии и приобретает энергию, достаточную для ионизации.

Важнейшая роль второй темной области состоит в том, что именно здесь начинается образование электронных лавин.

В области второго катодного свечения напряженность поля близка нулю, суммарный пространственный заряд также равен нулю или имеет небольшое отрицательное значение (см. рис. 12, г). Последнее свидетельствует о том, что газ здесь находится в состоянии плазмы: концентрации электронов и положительных ионов велики и близки.

Напряженность поля со стороны катода еще относительно велика (см. рис. 12, в) и быстро убывает, поэтому здесь существует отчетливая граница свечения. Само свечение обусловлено главным образом возбуждением атомов в неупругих соударениях первого рода.

Со стороны анода напряженность поля мала и почти постоянна. Граница свечения здесь размыта. Малая напряженность поля не обеспечивает дальнейшего разгона электронов, поэтому развитие лавин здесь прекращается. Однако достигнутая концентрация носителей зарядов настолько велика, что устанавливается их интенсивная диффузия.

В третьей катодной темной области существует небольшое поле, за счет которого происходит постепенное ускорение проникающих сюда электронов. Их энергии не достаточно для возбуждения и для ионизации. Незначительное свечение газа объясняется соударениями второго рода с метастабильными атомами.

Положительный столб представляет собой плазму, в которой интенсивно идут два встречных процесса: генерация и исчезновение носителей зарядов. В результате диффузии устанавливается радиальный градиент концентрации носителей, которая убывает от оси столба к его периферии. Более подвижные электроны диффундируют значительно быстрее, за счет чего положительный столб приобретает некоторый избыточный положительный заряд, особенно заметный в узких трубках. Итак, установлено, что катодная область является важнейшей частью тлеющего разряда, где сосредоточены все процессы, ответственные за его существование. Здесь появляются первоначальные электроны, происходит их ускорение, возникают электронные лавины, генерирующие необходимое для питания остальной части разряда значительное количество электронов. Здесь же образуются положительные ионы и фотоны, необходимые для поддержания  $\gamma$ -процессов. Материальная связь катодной области с остальными частями разряда ограничивается только тем, что некоторая часть электронов уходит отсюда в третье темное пространство и в положительный столб. Обратного потока материальный баланс не имеет: поступление положительных ионов в катодную область со стороны положительного столба отсутствует. Это дает право строить теорию катодной области так, чтобы не считаться с явлениями, происходящими в других областях разряда [8].

На рис. 14 в увеличенном масштабе представлен участок экспериментальной кривой напряженности поля, соответствующий катодной области.

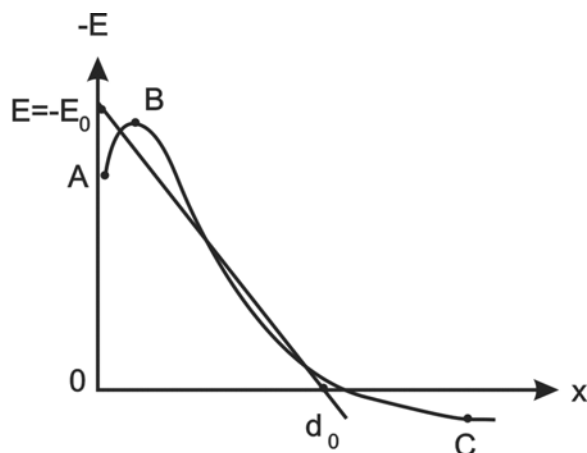


Рис. 14. Схема линеаризации распределения напряженности поля около катода

Аппроксимируем эту кривую прямой:

$$E = E_0 \left( \frac{x}{d_0} - 1 \right). \quad (40)$$

Здесь  $d_0$  – расстояние от катода, выбранное так, чтобы линеаризованная напряженность поля обращалась в нуль.

Уравнение Пуассона позволяет выразить плотность пространственного заряда:

$$\rho = \varepsilon_0 \frac{d^2 U}{dx^2} = \varepsilon_0 \frac{dE}{dx} \approx \varepsilon_0 \frac{E_0}{d_0}.$$

Плотность ионной составляющей тока около катода:

$$(j_i)_K = \rho \bar{u}_i = \rho K_i E_0.$$

Плотность его электронной составляющей:

$$(j_e)_K = \gamma (j_i)_K = \gamma \rho K_i E_0.$$

Полная плотность тока в любом поперечном сечении электрического разряда:

$$j = j_K = (j_i)_K + (j_e)_K = (1 + \gamma) \rho K_i E_0 = \varepsilon_0 \frac{E_0^2 K_i}{d_0} (1 + \gamma),$$

где  $K_i$  – подвижность ионов в данных условиях.

Начальную напряженность  $E_0$  поля можно выразить через катодное падение потенциала  $U_{\text{кп}}$  (экспериментальная величина). Согласно принятому, при  $x = d_0$   $U = U_{\text{кп}}$  и  $dU = -E dx$ , так что:

$$U_{кп} = \int_0^{d_0} -E dx = E_0 \int_0^{d_0} (1 - x/d_0) dx = \frac{1}{2} E_0 d_0.$$

Тогда полная плотность тока выразится:

$$j = 4 \frac{U_{кп}^2 K_i \varepsilon_0 (1 + \gamma)}{d_0^3}. \quad (41)$$

Чтобы найти уравнение вольт-амперной характеристики катодной области, нужно из (41) исключить введенную выше величину  $d_0$ , которая зависит от переменных  $j$  и  $U_{кп}$ .

Воспользуемся условием стационарности разряда. С учетом того, что  $E$  – переменная, его можно записать в виде:

$$1 - \gamma \left[ \exp \int_0^{d_0} \alpha dx \right] - 1 = 0.$$

Откуда:

$$\ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right) = \int_0^{d_0} \alpha dx.$$

Коэффициент  $\alpha$  зависит от давления  $p$  газа и напряженности поля.

Согласно Таунсенду, эта зависимость может быть представлена таким образом:

$$\alpha/p = A \exp \left( - \frac{B}{E/p} \right), \quad (42)$$

где  $A = \nu_0$  – удельное число соударений одного электрона (на пути 1 м при давлении 1 Па);  $B = \nu_0 U_i$ ;  $U_i$  – потенциал ионизации газа.

Окончательное выражение для условия стационарности разряда получим, подставив (40) и (42) в (41):

$$\begin{aligned} \ln \left( 1 + \frac{1}{\gamma} \right) &= Ap \int_0^{d_0} \exp \left[ - \frac{Bp}{E_0 (x/d_0 - 1)} \right] dx = \\ &= Ap \int_0^{d_0} \exp \left[ - \frac{Bp}{(2U_{к.п}/d_0)(x/d_0 - 1)} \right] dx. \end{aligned} \quad (43)$$

Совместное решение уравнений (40) и (43) позволяет установить зависимость между  $U_{кп}$  и  $j$ . Это решение приведено на рис. 15, а. Постоянные  $C_1$  и  $C_2$ , вошедшие в масштабы осей графика, зависят от рода газа и материала катода:

$$C_1 = \frac{2A}{B \ln(1 + 1/\gamma)} = const,$$

$$C_2 = \frac{4\pi \ln(1 + 1/\gamma)}{AB^2 (pK_i) p^2 (1 + \gamma)} = const.$$

Произведения  $C_1 U_{кп}$  и  $C_2 j$  – безразмерны, поэтому кривая рис. 15, а имеет универсальный характер и может быть применена ко всем газам и катодам, для которых известны  $A$ ,  $B$ ,  $K_j$  и  $\gamma$ .

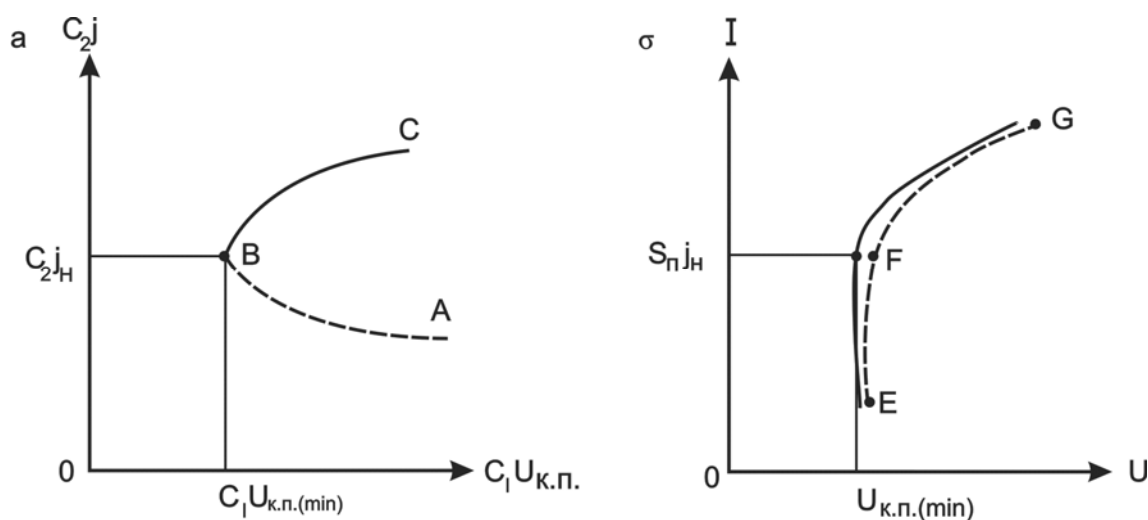


Рис. 15. Характеристика катодной области тлеющего разряда: а – теоретическая зависимость плотности тока на катод от катодного падения потенциала; б – опытная вольт-амперная характеристика катодной области (сплошная линия) и всего разрядного промежутка (штриховая линия); режимы нормального (EF) и аномального (FG) тлеющих разрядов

Казалось бы, простым умножением плотности  $j$  тока на площадь катода можно перейти от зависимости  $j = f(U_{кп})$  к вольт-амперной характеристике катодной области разряда. Однако такой подход приемлем только к верхней ветви найденной кривой, которая соответствует режиму аномального тлеющего разряда. Действительно, в наших рассуждениях предполагалось, что плотность тока есть величина переменная. Это соответствует действительности до тех пор, пока катодное пятно полностью покрывает всю поверхность катода, то есть в аномальном разряде. В этом режиме по мере уменьшения тока одновременно уменьшается как плотность тока, так и катодное падение потенциала. Это продолжается до точки В минимума  $U_{кп.}$ , где наступает режим нормального тлеющего разряда с плотностью тока катода постоянной и равной  $j_H$ . Уменьшение тока разряда теперь происходит только за счет уменьшения площади  $S_H$  катодного пятна при постоянных  $j = j_H$  и  $U_{кп} = U_{кп(min)}$ . Следовательно, нижняя ветвь

кривой 15(а) остается недоступной и представляет только теоретический интерес. Экспериментальная вольт-амперная характеристика обоих режимов тлеющего разряда показана на рис. 15, б [8].

### 2.3. Электродуговой разряд

Аномальный тлеющий разряд существует в широкой области значений тока и напряжения. По мере увеличения тока (и, следовательно, плотности тока на катоде) повышается напряжение и возрастает мощность, подводимая к разряду. Значительная часть этой мощности выделяется на катоде в виде теплоты, температура его повышается. Если не принять специальных мер для охлаждения, то катод может нагреваться до таких температур, при которых становится возможной термоэлектронная эмиссия [4, 8].

При высокой температуре катода одновременно существуют по меньшей мере три вида эмиссии: вторичная, фото- и термоэлектронная. Вклад последней в материальный баланс разряда быстро растет с повышением температуры. Наконец, при некотором значении тока разряда (точка G, рис. 13) температура катода повышается настолько, что термоэлектронная составляющая тока катода становится соизмеримой с суммой двух других его составляющих. Здесь на вольт-амперной кривой наступает перегиб (точка H).

При более высоких значениях тока уже преобладает термоэлектронная составляющая и в области точки L другими видами эмиссии можно пренебрегать. Самоподдержание такого разряда осуществляется за счет саморазогрева катода. Поэтому катодное падение потенциала перестает играть решающую роль в самоподдержании: вторичная эмиссия практически не нужна. Совокупное действие обратных связей приводит к тому, что катодное падение потенциала в области выше точки Я постепенно уменьшается по мере увеличения тока. Одновременно понижается и общее напряжение разряда. Вольт-амперная характеристика становится падающей, то есть  $dU/dI < 0$ .

В области выше точки L, где вторичная и фотоэлектронная эмиссии практически не участвуют в материальном балансе, устанавливается новая устойчивая форма электрического разряда – так называемый электродуговой разряд.

#### **Различают два основных класса электрических дуг:**

- с термоэлектронной эмиссией (термические дуги);
- с электростатической эмиссией.

В свою очередь, термические дуги бывают **самостоятельными** и **несамостоятельными** в зависимости от того, выполняется ли условие самоподдержания, упомянутое выше, то есть саморазогрев катода. Обычно самостоятельной называют дугу с самокалящимся катодом; к этой категории относится большинство электрических дуг, применяе-



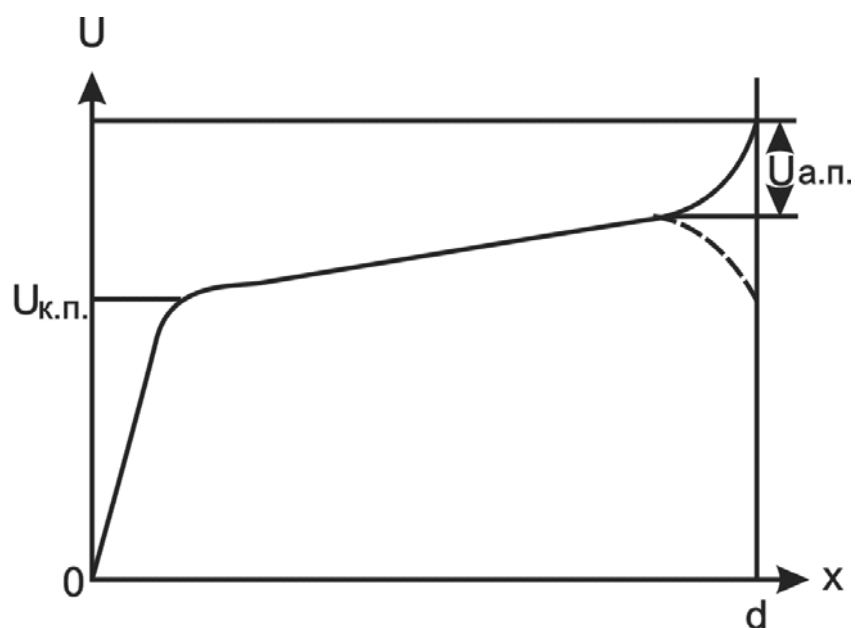
мых в технике. Несамостоятельные электрические дуги реализуются в некоторых ионных приборах (газотрон, тиратрон) и возникают при накаливании катода за счет энергии постороннего источника [1,2].

В отличие от тлеющего разряда, электрическим дугам присущи следующие особенности:

- значительно более высокие плотности тока (и сами токи) разряда;
- различие в плотностях тока (и самих токов) разряда может составлять несколько порядков величины;
- существенно меньшие значения катодного падения потенциала (и за счет этого – общего напряжения разряда) – приблизительно на один–два порядка величины.

**Последний признак является наиболее важным при идентификации неизвестного разряда с электрической дугой.**

**Электрическая дуга с термоэлектронной эмиссией.** Рассмотрим подробнее процессы в термической дуге постоянного тока при атмосферном давлении. На кривой распределения потенциала по длине разрядного промежутка дуги (рис. 16) отчетливо выражены два участка с высоким градиентом потенциала: области катодного  $U_{к.п.}$  и анодного  $U_{а.п.}$  падений потенциала.



*Рис. 16. Распределение потенциала вдоль длины разрядного промежутка термической дуги*

В случае дуги оба эти падения соизмеримы. Заметим, что протяженность области катодного падения потенциала в дуге очень невелика: порядка длины свободного пробега электрона (что при атмосферном давлении и при температурах дуги составляет микроны). Ввиду этого даже малое па-

дение потенциала создает значительную напряженность поля, достаточную для ускорения носителей зарядов. Катодное падение потенциала обычно лишь немного больше потенциала ионизации газа и составляет 10–30 В.

Нагревание поверхности катода до температуры эмиссии происходит, как правило, в пределах катодного пятна. Основным фактором, вызывающим нагревание, является ионная бомбардировка. В отличие от тлеющего разряда, здесь имеет значение только суммарная кинетическая энергия всех ионов, падающих на площадку катодного пятна за 1 с. Эта энергия почти полностью выделяется в форме тепла. Понятно поэтому, что катодное падение потенциала в дуге мало: оно должно быть достаточным только для поддержания высокой температуры катода.

Столб дуги, примыкающий к области катодного падения потенциала, занимает почти всю остальную часть разрядного промежутка. По своей принципиальной роли он аналогичен положительному столбу тлеющего разряда. Отличия обусловлены гораздо более высокой плотностью тока. Последняя зависит от давления газа: с его повышением плотность тока растет, а при условии сохранения тока уменьшается поперечное сечение столба. По мере повышения давления газа возрастает яркость света столба дуги, что непосредственно связано с повышением плотности тока.

Вблизи анода можно наблюдать анодное падение потенциала. Оно, по-видимому, не играет существенной роли среди других разрядных процессов. В зависимости от размеров, формы, материала, температуры анода и ряда других факторов анодное падение потенциала может быть положительным (сплошная линия на рис. 16), отрицательным или вообще отсутствовать [8].

**Электрическая дуга с электростатической эмиссией.** Для развития последней необходимо высокое напряжение поля вблизи поверхности анода. При общем относительно небольшом напряжении разряда такая напряженность может быть достигнута только за счет уменьшения области катодного падения потенциала.

Классическим примером дуги с электростатической эмиссией является дуга с ртутным катодом. Температура кипения жидкой ртути при атмосферном давлении составляет 357 °С и существенно снижается по мере понижения давления. Например, при давлении 0,1 Па (~0,001 мм рт. ст.) равновесная температура паров ртути равна 18 °С. Такое давление существует внутри неработающей колбы ртутного выпрямителя при комнатной температуре. После зажигания дуги на поверхности жидкого ртутного катода образуется катодное пятно, где поверхностный слой ртути нагрет до +200 °С. Такая температура недостаточна для термоэлектронной эмиссии, однако обеспечивает интенсивное испарение ртути. В тонком слое над катодным пятном находится ртутный пар при относитель-

но высоком давлении. Средняя длина свободного пробега электрона при таком давлении оказывается малой, поэтому мала и протяженность области катодного падения потенциала (менее  $10^{-7}$  м). Напряженность поля внутри слоя пара может достигать  $10^8 \dots 10^9$  В/м, что вполне достаточно для интенсивной электростатической эмиссии.

Сходные явления наблюдаются в дуге с медным катодом. Так как температура кипения меди ( $2300$  °С) значительно выше, чем ртути, требуются соответственно более высокие плотности тока в катодном пятне (порядка  $40$  МА/м<sup>2</sup> для ртути и  $140$  МА/м<sup>2</sup> для меди).

Особый интерес представляет несамостоятельная термическая дуга. В данном случае дуговой разряд устанавливается сразу после пробоя (переходом из D в E'), минуя промежуточную стадию – **тлеющий разряд**.

Пока ток разряда не превосходит значения начального тока эмиссии, катодное падение потенциала остается практически постоянным, а общее разрядное напряжение изменяется лишь незначительно (участок E'F', рис. 13). Если увеличить ток разряда сверх начального тока эмиссии, то нарушается материальный баланс разряда. Его восстановление возможно лишь путем повышения тока эмиссии, однако температура катода недостаточна для увеличения термоэлектронного тока.

Восстанавливающее действие положительной обратной связи в этих условиях проявляется в том, что повышается катодное падение потенциала, положительные ионы приходят на катод, обладая энергией, достаточной для возбуждения вторичной электронной эмиссии. Вторичная эмиссия покрывает создавшуюся нехватку электронов. Повышение катодного падения потенциала сопровождается увеличением общего напряжения, что сказывается на ходе вольт-амперной характеристики.

Усиленная ионная бомбардировка катода не только поддерживает вторичную электронную эмиссию, но также вызывает дополнительный нагрев катода: его температура повышается и усиливается термоэлектронная эмиссия. При некотором значении тока разряда температура катода повышается настолько, что термоэлектронная эмиссия вновь становится доминирующей (участок G'H', рис. 13). Далее катодное падение, а вместе с ним и общее напряжение начинают уменьшаться: вольт-амперная кривая опять становится падающей. При дальнейшем увеличении тока решающее значение, как и прежде, имеет термоэлектронная эмиссия, но теперь уже за счет саморазогрева катода током разряда. При больших показателях тока начальный подогрев катода перестает играть заметную роль в его тепловом балансе; дуга из несамостоятельной превращается в самостоятельную, а ее вольт-амперная характеристика сливается с основной характеристикой дугового разряда (точка M, рис. 13).

При различных начальных температурах катода ход вольт-амперных кривых несамостоятельной дуги несколько различается, но в конечном счете они сливаются с кривой, характеризующей самостоятельную дугу.

Катодная область дугового разряда сосредоточена в тонком слое газа, заключенном между катодом и плазменным положительным столбом дуги. Падение напряжения здесь приближается к потенциалу ионизации газа. Напряженность поля около катода достаточно велика, поэтому эмитированные катодом электроны уже на первых пробегах приобретают энергию, достаточную для ионизации газа и зарождения лавин. На расстоянии от катода всего в несколько длин среднего свободного пробега электрона интенсивность вторичной ионизации становится настолько значительной, что образуется плазма. Именно здесь заканчивается катодная область и начинается положительный столб [6].

Для катодной области дуги характерна высокая плотность положительного пространственного заряда, так как здесь концентрация ионов существенно преобладает над концентрацией электронов. На поверхности катода происходит рекомбинация ионов, вследствие которой нейтрализуется большая часть эмитируемых электронов. Лишь небольшая оставшаяся часть их продолжает продвигаться в сторону положительного столба и вызывает упомянутую вторичную ионизацию. Плотность тока ограничивается положительным пространственным зарядом: катодная область уподобляется диоду, и к ней можно применить известный закон «Степени  $3/2$ » с той лишь оговоркой, что носителями заряда являются положительные ионы, эмитируемые границей положительного столба (плазмой); движутся они в сторону катода, который служит коллектором.

Тогда плотность ионного тока:

$$j_i = \frac{4\sqrt{2\varepsilon_0}}{9} \sqrt{\frac{e}{m_i}} \frac{U_{КП}^{3/2}}{d_K^2},$$

где  $U_{к.п.}$  – катодное падение потенциала, которое считается сосредоточенным на длине  $d_K$ ;  $m_i$  – масса иона. Напряженность поля вблизи поверхности катода равна:

$$E_K = \frac{4}{3} \frac{U_{КП}}{d_K}.$$

Составим баланс мощностей для катода самостоятельной термической дуги.

Положительная часть баланса складывается из:

- мощности, приобретаемой потоком ионов при прохождении катодного падения потенциала –  $P_{ик} = I_i U_{КП}$ ;

- мощности, выделяющейся при рекомбинации ионов на катоде –  $P_{ip} = i_i(U_i - \varphi_0)$ ;
- мощности, выделяемой на катоде метастабильными и возбужденными атомами; ею можно пренебречь.

В рекомбинации участвуют только электроны, эмитированные катодом и, следовательно, совершившие эффективную работу выхода  $W_0 = e\varphi_0$  (каждый); при рекомбинации эта энергия возвращается катоду.

Отрицательная часть баланса состоит из:

- мощности, уносимой электронной составляющей тока катода (теми электронами, которые избежали участия в рекомбинации и удалились от катода):  $P_e = I_e\varphi_0$ ;
- мощности, излучаемой катодным пятном:  $P_R \approx K_R I$ ;
- мощности, рассеиваемой путем теплопередачи через газ и вещество катода:  $P_L \approx K_L I$ .

Практически постоянные коэффициенты  $K_R$  и  $K_L$  определяют опытным путем.

Пренебрегая потерями на излучение и теплопередачу, получим приближенное выражение баланса мощности:

$$I_i(U_{к.п} + U_i - \varphi_0) \approx I_e\varphi_0.$$

Отсюда можно найти отношение электронной и ионной составляющих тока вблизи катода, а также отношение их плотностей:

$$\frac{I_e}{I_i} \approx \frac{j_e}{j_i} \approx \frac{U_{к.п} + U_i - \varphi_0}{\varphi_0} \approx 2 \frac{U_i}{\varphi_0} - 1.$$

Эта приблизительная (за счет пренебрежения потерями) оценка дает завышенное значение указанных отношений.

Непосредственные измерения показывают, что температура анода дуги выше температуры катода. Нетрудно заметить, что существенное отличие баланса мощности для анода – отсутствие какой-либо материальной эмиссии. Здесь происходит дополнительное нагревание анода за счет энергии, приносимой электронами. Мощность, выделяемая на аноде, составляет:

$$P_a \approx I \left( U_{ан} + \varphi_0 + \frac{2kT_e}{e} \right), \quad (44)$$

тогда как на катоде выделяется:

$$\begin{aligned} P_K &\approx I_i(U_{кп} + U_i - \varphi_0) - I_e\varphi_0 \approx (I - I_e)(2U_{кп} - \varphi_0) - I_e\varphi_0 = \\ &= I(2U_{кп} - \varphi_0) - 2I_eU_{кп} \end{aligned} \quad (45)$$

Здесь предполагается, что катод и анод изготовлены из одинакового материала, поэтому принята одинаковая работа выхода  $\phi_0$ . Сопоставление (44) и (45) подтверждает, что на аноде выделяется заметно большая мощность.

Процессы, протекающие в положительном столбе разряда, существенно зависят от давления в системе. Для разряда низкого давления характерно, что поперечные размеры пространства, занятого разрядом, существенно меньше, чем средние длины свободных пробегов частиц газа. В таких условиях положительный столб дуги во многом сходен с положительным столбом тлеющего разряда. В цилиндрической разрядной трубке однородный столб, кроме симметрии всех свойств относительно оси трубки в нормальной к ней плоскости, обладает практически полной изотропией вдоль оси.

При низком давлении объемная рекомбинация практически отсутствует. Вследствие различия подвижностей электронов и положительных ионов стенки разрядной трубки заряжаются отрицательно, а в столбе, кроме осевого (продольного) градиента  $E_l$ , появляется радиальный градиент  $E_r$  потенциала. Около стенки образуется пристеночный слой, где существует положительный пространственный заряд и, следовательно, сильное поле [9]. Из-за него в слое устанавливается только прямой (то есть к стенке) поток ионов. Пристеночное поле, ускоряющее ионы, одновременно является тормозящим для электронов, так что только наиболее быстрые электроны достигают стенки и участвуют в рекомбинации, остальные отражаются и возвращаются в плазму.

Примем, что распределение энергии электронов плазмы столба подчиняется закону Максвелла. Тогда вдоль радиуса столба устанавливается больцмановское распределение концентрации электронов:

$$n_e = n_{e_0} \exp\left[\frac{eU(r)}{kT_e}\right], \quad (46)$$

где  $n_{e_0}$  – концентрация электронов на оси столба при  $r = 0$ .

Для данного поперечного сечения столба потенциал на оси также примем равным нулю:  $U(0) = 0$ .

Рассмотрим элемент положительного столба низкого давления, имеющий в осевом направлении единичную длину, достаточно малую, чтобы вдоль нее можно было пренебречь анизотропией плазмы. Полная концентрация ионов в объеме описывается уравнением:

$$n_i = \frac{1}{r} \int_0^r \frac{N_x x}{v_{xr}} dx, \quad (47)$$

где  $r$  – произвольное расстояние от оси;  $N_x$  – число ионов, образующихся в  $1 \text{ м}^3$  газа за 1 с на расстоянии  $K$  от оси столба;  $v_{xr}$  – радиальная ско-

рость, приобретаемая ионом на пути от поверхности радиуса  $x$  до поверхности радиуса  $r$ :

$$v_{xr} = \left[ \frac{2e}{m_i} (U_x - U_r) \right]^{1/2}.$$

С учетом (2.15) и (2.16) уравнение Пуассона имеет вид:

$$\Delta U - \frac{en_{e0}}{\varepsilon_0} \exp\left(\frac{eU}{kT_e}\right) + \frac{e}{\varepsilon_0 r} \int_0^r \frac{n_x x}{v_{xr}} dx = 0,$$

$$N_x = \psi n_{e0} \exp\left(\frac{eU}{kT_e}\right),$$

где  $\Psi$  – коэффициент ионообразования, то есть число ионов, образующееся за 1 с в расчете на один электрон плазмы.

Коэффициент ионообразования может быть получен решением уравнения ионообразования:

$$\psi = c p_0 \left( \frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \left( U_i + \frac{2kT_e}{e} \right) \exp\left(-\frac{eU}{kT_e}\right),$$

где  $c$  – постоянная, зависящая от природы газа;  $p_0$  – давление, приведенное к начальной температуре.

Ионный ток на стенках разрядной трубки можно определить, предположив, что рекомбинация ионов происходит только на стенках. Тогда число ионов, оседающих на стенки за 1 с, равно числу ионов, появляющихся за 1 с в столбе, а ионный ток на стенках равен суммарному заряду этих ионов. Полное число ионов, образующихся за 1 с внутри 1 м длины столба, есть  $\Psi N_e$ ; следовательно, плотность ионного тока на стенку определяется таким образом:

$$j_i = \frac{e \psi N_e}{2\pi R} = \frac{s_0 e N_e}{\pi R^2} \left( \frac{kT_e}{2m_i} \right)^{1/2}.$$

Ток разряда может быть найден, если пренебречь его ионной составляющей, учитывая только направленное движение электронов плазмы. Это справедливо ввиду того, что подвижность электронов в сотни раз превышает подвижность ионов. Ток разряда можно оценить через осевой градиент  $E_l$  потенциала:

$$I \approx I_e = e N_e K_e E_l = \frac{0,75 N_e e^2 \bar{l}_e}{\left( \frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2}} E_l.$$

Наконец, можно найти уравнение баланса мощности положительного столба. Ввиду малости ионной составляющей разрядного тока можно пренебречь энергией, которую приобретают ионы за счет ускорения в осевом поле, и считать, что энергия источника питания в столбе переходит только к электронам плазмы. Так как в конечном итоге эта энергия рассеивается, то уравнение баланса мощности на единицу длины разрядной трубки имеет вид:

$$IE_i = P_V + P_R + P_W,$$

где  $P_V$  – мощность, выделяющаяся в виде теплоты в объеме газа;  $P_R$  – излучаемая мощность;  $P_W$  – мощность, выделяющаяся на стенке при рекомбинации.

При низких давлениях слагаемым  $P_V$  можно пренебречь, так как общее число соударений электронов с молекулами в единице объема становится относительно малым. Тем более можно пренебречь слагаемым  $P_R$ , так как в этих условиях электронная температура  $T_e$  велика, следовательно, среди неупругих соударений доминируют ионизирующие, а число возбуждающих соударений становится малым. Тогда

$$IE_i \approx P_W.$$

Необходимо учесть условия на стенке. Каждая пара рекомбинирующих носителей передает стенке свои кинетические энергии  $W_{ki}$  и  $W_{ke}$ . Кроме того, стенка получает энергию, освобождающуюся при их рекомбинации:  $W_i = eU_i$ . Следовательно, каждый акт рекомбинации в среднем сопровождается передачей на стенку энергии:

$$W_{CT} = eU_i + W_{ki} + W_{ke}.$$

Отсюда мощность, выделяемая на единице длины трубки, равна:

$$P_{CT} = \frac{2\pi R j_i}{e} (eU_i + W_{ki} + W_{ke}).$$

Средняя кинетическая энергия электрона (при максвелловском распределении):  $W_{ke} = 2kT_e$ . Кинетическая энергия иона складывается из двух составляющих: из энергии  $W_{ki} \approx 0,7kT_e$  (по данным Ленгмюра и Тонксона), получаемой при движении в плазме от места появления иона до границы пристеночного слоя, и из энергии  $W_{ki}'' \approx eU_e$ , приобретаемой ионом при движении через слой в ускоряющем поле отрицательно заряженной стенки;  $U_e$  – падение напряжения в слое. При этом имеется:

$$W_{ki}'' = kT_e \ln \left[ \frac{(j_e)_{\text{бесн}}}{j_i} \right],$$



где  $(j_e)_{\text{бесп.}}$  – плотность беспорядочного электронного тока из плазмы на границу пристеночного слоя;  $j_i$  – плотность ионного тока на эту же границу (совпадающая с плотностью ионного тока на стенку). С учетом сказанного уравнение баланса мощности положительного столба при низком давлении приобретает окончательный вид:

$$IE_l = 2\pi R j_i \left[ U_i + \left( 2,7 + \ln \frac{(j_e)_{\text{бесп.}}}{j_i} \right) \frac{kT_e}{e} \right].$$

Рассмотрим положительный столб в цилиндрической разрядной трубке при таком давлении, когда средние свободные пробеги частиц газа малы по сравнению с поперечными размерами столба разряда. Такому режиму соответствуют средние показатели давления порядка  $10^2$  Па и выше. Важнейшее отличие от случая, рассмотренного выше, состоит в том, что движение носителей зарядов имеет диффузионный характер. Теория диффузионного столба электродугового разряда разработана Шоттки [1, 6].

Предположим, что в поперечном сечении столб заполняет весь просвет разрядной трубки; рекомбинация происходит только на стенках и имеет высокую скорость, вследствие чего концентрация носителей зарядов около стенки стремится к нулю; вкладом ступенчатых процессов можно пренебречь. Выделяя в сечении столба кольцевой слой радиуса  $r$ , толщины  $dr$  и единичной длины в осевом направлении, рассмотрим стационарный материальный баланс ионов. Обозначим  $N(r)$  число ионов, проходящих радиально сквозь  $1 \text{ м}^2$  внутренней поверхности  $2\pi r$  слоя за 1 с.

Тогда за 1 с внутрь слоя войдет  $N(r) 2\pi r$  ионов, а внутри него образуется  $\psi n 2\pi r dr$  ионов. Так как рекомбинация в объеме практически отсутствует, то сквозь наружную поверхность радиуса  $r + dr$  ежесекундно выходит  $N(r + dr) 2\pi(r + dr)$  ионов. В установившемся состоянии:

$$2\pi r N(r) + \psi n 2\pi r dr = N(r + dr) 2\pi(r + dr). \quad (48)$$

Ограничиваясь членом первого порядка, получаем:

$$2\pi r N(r + dr) = \left[ N(r) + \frac{dN}{dr} \right] 2\pi r.$$

Тогда из (48) находим:

$$\psi n r = r \frac{dN}{dr} + N. \quad (49)$$

Для амбиполярной диффузии в радиальном направлении имеем:

$$N = -D_a \frac{dn}{dr}, \quad (50)$$

где  $D_a$  – коэффициент амбиполярной диффузии.

Подстановка (50) в (49) дает уравнение Бесселя:

$$\frac{d^2 n}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dn}{dr} + \frac{\psi}{D_a} n = 0.$$

Его решением является функция Бесселя первого рода нулевого порядка:

$$n/n_0 = J_0\left(r\sqrt{\psi/D_a}\right), \quad (51)$$

где  $n_0$  – концентрация ионов на оси столба.

Известно, что данная функция первый раз обращается в нуль при значении аргумента  $r\sqrt{\psi/D_a} \approx 2,405$ . Так как концентрация ионов равна нулю только на стенке при  $r = R$ , то очевидно:

$$R\sqrt{\psi/D_a} \approx 2,4. \quad (52)$$

Предположим, что к 1 м<sup>3</sup> объема столба подводится мощность  $P_l = jE_l$ . Обозначим через  $b < 1$  долю этой мощности, затрачиваемую на ионизацию. Очевидно, что  $bjE_l = \psi neU_i$ . Плотность тока определяется как  $j = en(K_e + K_i)E_l$ . Таким образом,

$$\psi = \frac{bjE_l}{neU_i} = \frac{b(K_e + K_i)}{U_i} E_l^2.$$

Совместное решение уравнений (52) и (52) дает:

$$E_l = \frac{2,4}{R} \sqrt{\frac{D_a U_i}{b(K_e + K_i)}} = \frac{A}{R}, \quad (53)$$

где  $A$  – некоторая постоянная, зависящая от природы газа. Ввиду сложности условий, существующих в диффузионном столбе, введенный выше множитель  $b$  не поддается теоретической оценке, поэтому выражение (53) не позволяет вычислить абсолютные значения  $E_l$ .

Однако практическое значение этого соотношения состоит в том, что оно указывает на обратную пропорциональность между продольной напряженностью поля и радиусом разрядной трубки.

Таким образом, уравнение (53) является одним из выражений законов подобия газовых разрядов. Располагая экспериментальными данными о значении  $E_l$  в трубке определенного радиуса для известных показателей газа и давления, можно рассчитать  $E_l$  для трубки любого другого радиуса. Это соотношение показывает также, что при прочих равных условиях продольный градиент потенциала больше в газах с более высоким потенциалом ионизации.

Дальнейшее повышение давления сопровождается сжатием поперечного сечения столба (контрагирование разряда), вследствие чего возрастает плотность тока. Одновременное повышение давления и плотности тока вызывает значительный разогрев газа, в результате чего существенно увеличивается вклад термической ионизации в процессы новообразования. Плазма разряда постепенно из неизотермической переходит в изотермическую.

Представленные на рис. 17 зависимости показывают, что при сохранении постоянства тока разряда по мере повышения давления электронная температура понижается, газокинетическая – повышается; разность между ними обращается в нуль при давлениях  $\sim 10^4$  Па.

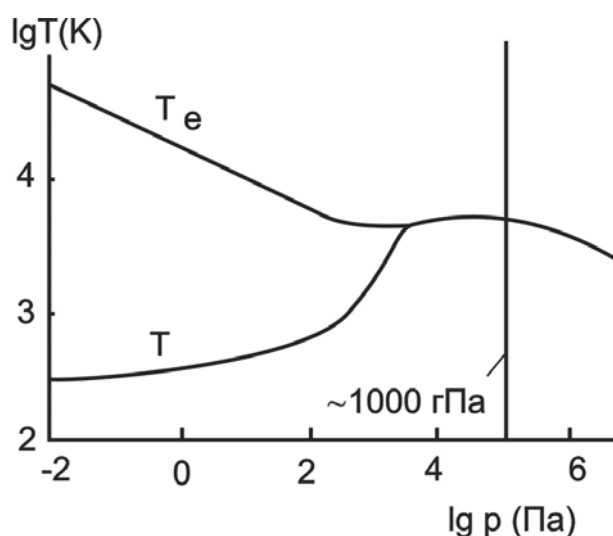


Рис. 17. Зависимость газокинетической и электронной температур в плазме положительного столба для разряда в парах ртути

Природу этого явления легко понять, если учесть, что температура является мерой кинетической энергии частиц, образующих независимый коллектив.

Ввиду существенного различия масс и размеров электроны и нейтральные молекулы, а также положительные ионы образуют при низких и средних показателях давления две независимые группы ввиду того, что обмен кинетической энергией между частицами, принадлежащими к разным группам, в подобных условиях затруднен. Поэтому становится возможным значительное различие между показателями температуры этих групп. При высоком давлении независимость утрачивается, и все частицы образуют одну группу с одинаковой температурой [6, 8].

При низких давлениях, когда газокинетическая температура остается низкой, доминирующим видом ионизации является ударная (прямая или ступенчатая) при электронных соударениях. Преобладает по-

верхностная рекомбинация, в связи с чем наличие стенки играет решающую роль в формировании разряда.

При давлениях выше  $10^3$  Па наблюдается контрагирование разряда. Плазма становится изотермической и характеризуется высокой газокинетической температурой, вследствие чего основным видом ионизации является термическая. Рекомбинация главным образом происходит в объеме газа, стенки перестают влиять на процессы в разряде. В контрагированном столбе плотность газа меньше, а длины свободных пробегов больше, чем в окружающем пространстве. Разрядные процессы сосредотачиваются там, где больше свободные пробеги электронов, то есть в столбе, что способствует дальнейшему нагреванию газа и еще большему контрагированию столба по мере повышения давления.

Рассмотрим элементарный объем  $dV$  столба плазмы высокого давления, ограниченный цилиндрическими поверхностями радиусов  $r$  и  $r + dr$  и имеющий единичную длину. Уравнение баланса мощности выделенного объема имеет исходный вид:

$$dP = d\Phi + dL = jE_1 \cdot 2\pi r dr ,$$

где  $dP$  – выделяемая мощность;  $d\Phi$  – мощность, рассеиваемая в среде в виде потока излучения;  $dL$  – мощность, рассеиваемая в среде в виде теплового потока, распространяющегося от центра столба к периферии.

Полагая, что электронная составляющая плотности тока существенно преобладает над ионной, приблизительно имеем:

$$j \approx j_e = n_e e K_e E_1 = \alpha n e K_e E_1 .$$

Подвижность электронов зависит от концентрации атомов газа и температуры  $T$ :

$$K_e = C_1 / n \sqrt{T} .$$

Здесь  $C_1$  – постоянная, зависящая от природы газа и не зависящая от температуры.

Концентрации атомов газа:

$$n = C_2 \cdot M / R^2 T ,$$

где  $C_2$  – постоянная, также не зависящая от температуры;  $M$  – масса газа, заключенного в единице длины трубки;  $R$  – радиус трубки.

Степень ионизации  $\alpha$  может быть определена из уравнения Саха, записанного в приближении для невысоких температур (для  $\alpha \ll 1$ ):

$$\alpha^2 p = abT^{5/2} \exp\left(-\frac{eU_i}{kT}\right) = f(T) .$$

Учтя, что  $p = nkT$ , имеем:

$$\alpha = \sqrt{\frac{f(T)}{nkT}} = \frac{R}{\sqrt{M}} \sqrt{\frac{f(T)}{C_2k}}.$$

Следовательно,

$$dP = 2\pi r \frac{C_1 e}{\sqrt{C_2 k}} \frac{RE_i^2}{\sqrt{M}} \sqrt{\frac{f(T)}{T}} dr.$$

Мощность, рассеиваемая в среде в виде потока излучения, определяется таким образом:

$$d\Phi = C_3 n^* \cdot 2\pi r dr,$$

где  $C_3$  – постоянная, не зависящая от температуры;  $n^*$  – концентрация возбужденных атомов в плазме, описываемая уравнением Больцмана:

$$n^* = \frac{g^*}{g_0} n \exp\left(-\frac{eU^*}{kT}\right).$$

Здесь  $g_0$  и  $g^*$  – статистические веса нормального и усредненного возбужденного состояния;  $U^*$  – потенциал возбуждения усредненного уровня.

Мощность, рассеиваемая в виде теплового потока, описывается выражением:

$$dL = 2\pi(r + dr)\left(\Lambda \cdot dT / dr\right)_{r+dr} - 2\pi r\left(\Lambda \cdot dT / dr\right)_r,$$

где  $\Lambda$  – коэффициент теплопроводности при температуре  $T$ . Объединяя полученные выше выражения, окончательно находим:

$$\frac{C_1 e}{\sqrt{C_2 k}} \frac{RE_i^2}{\sqrt{M}} \sqrt{\frac{f(T)}{T}} = CM \exp\left(-\frac{eU^*}{kT}\right) + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( \Lambda r \frac{dT}{dr} \right). \quad (54)$$

Граничные условия очевидны: при  $r = R$  температура газа совпадает с температурой стенки; при  $r = 0$ , то есть на оси столба  $dT/dr = 0$  вследствие осевой симметрии. Ввиду того, что свойства и параметры плазмы высокого давления определяются почти исключительно ее температурой  $T$ , решение уравнения (54) позволяет определить эти свойства и параметры практически для любой точки объема плазмы.

## 2.4. Высокочастотные разряды

Электрические разряды в газах могут питаться не только от источников постоянного тока, но и от источников переменного тока. Принципиальных различий между ними нет до тех пор, пока частота тока не слишком велика. В этих условиях в течение каждого полупериода приложенного напряжения по мере его повышения сверх напряжения зажигания разряд последовательно проходит все формы, начиная от зажига-

ния и кончая той формой, которую ограничивает мощность источника питания. С понижением напряжения развитие процессов идет в обратном направлении и заканчивается погасанием разряда при некотором конечном напряжении, которое обычно несколько меньше напряжения зажигания. В следующем полупериоде разряд вновь возникает при соответствующем напряжении зажигания, и все повторяется снова.

Важно, что существует перерыв в прохождении тока между моментом погасания разряда в предыдущем полупериоде и моментом зажигания в последующем. В период паузы плазма в разрядном промежутке практически отсутствует. Исчезновение плазмы происходит в течение короткого промежутка времени, порядка  $10^{-3} \dots 10^{-5}$  с. Рассасывание плазменного образования происходит тем быстрее, чем выше подвижность ионов газа. Этот процесс называется деионизацией газа в разрядном промежутке.

В первом приближении по характеру происходящих явлений возникающий разряд не отличается от разряда при постоянном источнике тока. Однако появляется некоторая разница фаз между током и напряжением, приводящая к искажению вольт-амперной характеристики и появлению гистерезиса. По мере повышения частоты питающего напряжения промежутки времени между погасанием и повторным зажиганием разряда уменьшаются и, наконец, становятся соизмеримыми с временем деионизации. Именно в этих условиях происходит переход к высокочастотному разряду, когда полная деионизация разрядного промежутка отсутствует и плазма существует непрерывно. Граничная частота перехода к высокочастотному разряду различна и лежит в пределах от нескольких десятков килогерц до нескольких мегагерц, в зависимости от конструкции разрядного промежутка, материала электродов, природы газа и его давления.

Существует много разновидностей высокочастотного разряда, однако важнейшими являются две основные формы[4, 6]:

- высокочастотный разряд **Е-типа**, наблюдаемый при преобладании электрического поля;
- высокочастотный разряд **Н-типа**, наблюдаемый при преобладании магнитного поля.

Важно, что высокочастотные разряды могут существовать даже тогда, когда электроды изолированы от соприкосновения с газом.

В высокочастотном разряде заряженные частицы находятся в существенно неравновесных условиях. При преобладании электрического поля легкие подвижные электроны совершают колебательное движение вдоль поля, тогда как гораздо более массивные ионы газа в колебательном движении практически не участвуют, совершая только тепловой дрейф. По этой причине положительные ионы можно считать условно

неподвижными, как и нейтральные атомы. **Всю работу по ионизации газа в разрядном промежутке совершают электроны.**

Рассмотрим случай, когда плотность газа мала и можно пренебречь столкновениями электрона с частицами газа. Пусть напряженность поля меняется по синусоидальному закону:  $E = E_0 \sin \omega t$ .

Уравнение движения электрона имеет вид:

$$\frac{md^2x}{dt^2} = eE_0 \sin \omega t,$$

интегрирование которого дает:

$$v = \frac{dx}{dt} = -\frac{e E_0}{m \omega} \cos \omega t + C_1,$$

$$x = -\frac{e E_0}{m \omega^2} \sin \omega t + C_1 t + C_2.$$

Предположим, что свободный электрон появляется вследствие ионизации и начинает свое движение под действием поля в момент  $t = t_0$ , когда фаза колебания поля равна  $\omega t_0$ . Тогда получаем:

$$C_1 = \frac{e E_0}{m \omega} \cos \omega t_0.$$

Начало координат выбираем за точку отсчета, принимаем  $C_2 = 0$ ;  $C_1$  принимает разные значения при различных начальных фазах:

$$\omega t_0 = 0, C_1 = \frac{e E_0}{m \omega},$$

$$\omega t_0 = \pi/2,$$

$$C_1 = 0,$$

$$\omega t_0 = 3\pi/2,$$

$$\omega t_0 = \pi, C_1 = -\frac{e E_0}{m \omega}.$$

Следовательно, если электрон начинает свое движение в такой момент, когда  $\omega t_0 = \pi/2$  или  $3\pi/2$ , то его движение представляет собой простое гармоническое колебание около некоторого положения равновесия. При всех других значениях  $\omega t_0$  на гармоническое колебание электрона накладывается поступательное движение в ту или другую сторону. Скорость этого движения наибольшая при  $\omega t_0 = 0$  или при  $\omega t_0 = \pi$ . Большая длина пути, пройденного элек-

троном в газе, приводит к большой вероятности соударений электрона с частицами газа и к интенсивной ионизации. Начинается повышение концентрации заряженных частиц в плазме. Замыкание электрической цепи происходит за счет емкостных токов смещения в диэлектрической стенке трубки.

Потенциал зажигания высокочастотного разряда, то есть амплитуда быстропеременной, наложенной на электроды разности потенциалов, при которой возникает разряд, при прочих равных условиях подчиняется закону Пашена. При большой частоте колебаний эта амплитуда может быть ниже потенциала зажигания разряда при постоянном токе.

Разряды **H-типа** можно наблюдать, если поместить газ в высокочастотное магнитное поле, например, в поле контурной катушки высокочастотного генератора. Механизм развития такого разряда в общих чертах выглядит следующим образом: электрон, возникший в газе под действием внешнего ионизатора и движущийся поступательно в пределах свободного пробега, в магнитном поле начинает закручиваться по ларморовским окружностям. Так как магнитное поле переменное, то отклонение электрона от прямолинейной траектории сопровождается его ускорением. Ускоряющая сила, действующая на электрон, зависит от скорости изменения магнитной индукции и от напряженности магнитного поля, влияющей на радиус кривизны траектории.

Если ускорение достаточно, то электрон становится способным ионизировать газ. В разрядной трубке разрядные процессы сосредоточены там, где напряженность магнитного поля высока, то есть в непосредственной близости от витков катушки генератора. Между витками и газом находится диэлектрическая стенка разрядной трубки, поэтому разряд приобретает форму кольцевого слоя, расположенного вдоль стенки трубки. В непосредственной близости от стенки разрядные процессы не протекают вследствие потерь ионов на ней. Вот почему в этой области наблюдается отчетливая темная область.

По электрической природе разряды E-типа и H-типа различны. Например, разряды E-типа могут возбуждаться при относительно малых мощностях, начиная от единиц ватт, тогда как на создание разряда H-типа требуется мощность на несколько порядков больше. Это связано с уже упомянутыми выше особенностями разряда H-типа. Действительно, магнитное поле с малой индукцией не обеспечивает необходимого ускорения электронов. Попытка увеличить ускорение за счет снижения давления газа при неизменной амплитуде индукции (то есть при неизменной мощности) к положительным результатам не приводит, ибо с уменьшением давления падает концентрация частиц и, следовательно, вероятность ионизации.



## 2.5. Барьерный разряд

Среди различных видов электрических разрядов в газах барьерный разряд занимает особое место. Рассмотрим условия его возникновения. Две диэлектрические пластины разделены промежутком, заполненным газом при давлении, близком к атмосферному. От внешнего источника к обкладкам, проводящим ток, прикладывается разность потенциалов. Происходит поляризация пластин (диэлектрических барьеров). При этом на обращенных внутрь поверхностях барьеров возникают заряды, совпадающие по знаку с зарядом соответствующей обкладки. К слою газа, заключенному между барьерами, оказывается приложенной разность потенциалов, пропорциональная напряжению на обкладках [6].

При повышении напряжения от внешнего источника питания разность потенциалов может превысить диэлектрическую прочность газового промежутка. Происходит его пробой, и между барьерами возникает множество микроскопических разрядов, каждый из которых нейтрализует часть зарядов на малых участках внутренних поверхностей барьеров. При этом разность потенциалов на границах газового зазора в течение микросекунд понижается настолько, что прохождение тока через газ прекращается. Если обкладки заряжать от источника переменного тока достаточной мощности, описанная картина будет повторяться в течение каждой половины периода в соответствии с переменной полюсов. Принципиальная схема барьерного разряда показана на рис. 18.

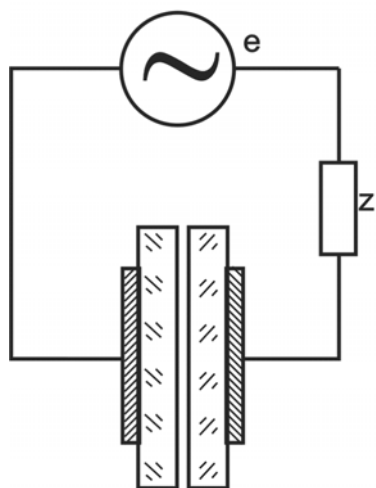


Рис. 18. Схема разрядного промежутка с диэлектрическими барьерами

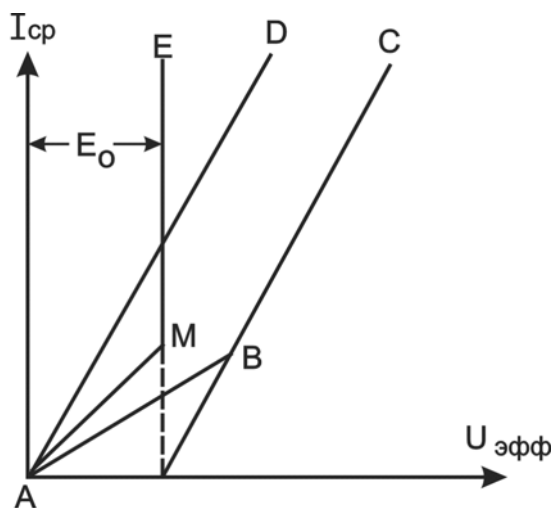


Рис. 19. Статическая вольт-амперная характеристика барьерного разряда

Статическая вольт-амперная характеристика барьерного разряда  $I_{ср} = f(U_{эфф})$  может быть представлена в виде ломаной линии (рис. 19).

Отрезок АВ соответствует зависимости между напряжением и током через прибор в отсутствие разряда. В этом случае устройство для осуществления барьерного разряда можно рассматривать как три последовательно включенных конденсатора. Емкости этих конденсаторов соответствуют емкостям диэлектрических барьеров  $C_{б1}$ ,  $C_{б2}$  и емкости разрядного промежутка  $C_{п}$ . Именно емкость диэлектрических барьеров и разрядного промежутка определяют наклон отрезка АВ вольт-амперной характеристики [6]. В точке В напряжение достигает значений, достаточных для возникновения разряда в газовом промежутке. Во время прохождения разряда газ перестает быть диэлектриком. Емкость системы увеличивается и определяется только емкостью диэлектрических барьеров. Наклон прямой ВС вольт-амперной характеристики определяется этой новой емкостью.

В условиях существования разряда эквивалентная схема внешней цепи состоит из двух емкостей и источника постоянной ЭДС. Последний дает напряжение, постоянное по величине, но противоположное по знаку в разные полупериоды питающего напряжения. На рис. 19 изображена вольт-амперная характеристика конденсатора с емкостью, равной электрической емкости барьеров (прямая AD). Эта прямая практически параллельна прямой ВС. Характеристика ABC дает общее падение напряжения на приборе при любой заданной силе тока. Прямая AD является характеристикой барьеров при той же силе тока. Разность этих характеристик представляет собой вольт-амперную характеристику разрядного промежутка.

До возникновения разряда напряжение на разрядном промежутке возрастает с увеличением силы тока (отрезок AM). Распределение напряжения между диэлектрическими барьерами и газовым промежутком определяется соотношением их емкостей. После возникновения разряда напряжение на разрядном промежутке остается постоянным (отрезок ME). Это положение является весьма важным для разработки электрической теории озонаторов – приборов, в которых при помощи барьерного разряда получается озон.

Эквивалентные схемы позволяют построить теоретические динамические характеристики озонатора (рис. 20).

Ток в озонаторе имеет емкостный характер, и его мгновенное значение до зажигания разряда выражается как

$$i = U_m C_{общ} \omega \sin(\omega t + \pi/2),$$

где  $U_m$  – амплитудное значение напряжения;

$$1/C_{общ} = 1/C_{б1} + 1/C_{п} + 1/C_{б2}.$$

После возникновения разряда мгновенное значение тока описывается как

$$i = U_m C_{\bar{o}} \omega \sin(\omega \cdot t + \varphi),$$

$$1/ C_{\bar{o}} = 1/ C_{b_1} + 1/ C_{b_2},$$

где  $\varphi$  – угол сдвига фазы за счет активного характера падения напряжения на разрядном промежутке:  $0 \leq \varphi \leq \pi/2$ .

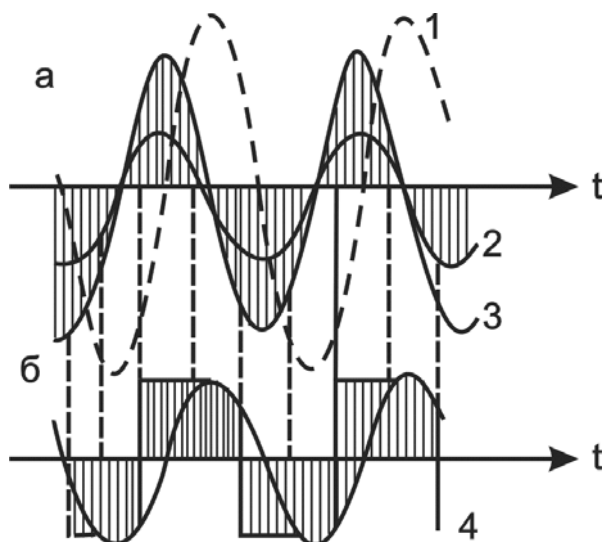


Рис. 20. Теоретические динамические характеристики барьерного разряда: а – график разрядного тока; б – график напряжения на разрядном промежутке; 1 – кривая ЭДС источника питания; 2 – мгновенное значение тока до зажигания разряда; 3 – мгновенное значение тока после возникновения разряда; 4 – мгновенное значение напряжения на разрядном промежутке

Выше было отмечено, что барьерный разряд состоит из большого числа микроскопических разрядов, пронизывающих заполненный газом зазор между барьерами. О характере этих микроразрядов в настоящее время известно мало. Можно полагать, что при атмосферном давлении они представляют собой искровые разряды малой мощности. Число разрядов на единицу поверхности и мощность отдельного микроразряда зависят, по-видимому, от поверхностной проводимости барьеров. Чем она больше, тем с большей площади имеет возможность стечь поверхностный заряд к месту образования разряда. В свою очередь, поверхностная проводимость барьера зависит от количества влаги, сорбированной на его поверхности, то есть от влажности газа, давления и температуры поверхности. Поэтому при работе с влажным газом возникает меньшее число микроразрядов большей мощности. При тщательно высушенном газе число микроразрядов настолько велико, что газовый зазор светится однородно.

## Вопросы для самоконтроля

1. Назовите основные формы электрических разрядов и условия их существования. Приведите примеры таких разрядов.
2. Что такое электронные лавины и каков механизм их возникновения?
3. В чем состоит условие самоподдержания самостоятельного электрического разряда?
4. Сформулируйте закон Пашена для различных разрядных промежутков.
5. В чем суть закона подобия при зажигании электрических разрядов?
6. При каких условиях в разрядном промежутке формируется тлеющий разряд?
7. Назовите элементы структуры тлеющего разряда и основные процессы, протекающие во всех областях этого разряда.
8. Какова роль положительного столба в тлеющем разряде?
9. В чем отличие нормального тлеющего разряда от аномального?
10. Какие виды эмиссии вносят основной вклад в поддержание нормального тлеющего разряда?
11. Какие виды эмиссии вносят основной вклад в поддержание аномального тлеющего разряда?
12. При каких условиях происходит переход от аномального тлеющего разряда к электродуговому?
13. В чем отличие электрических дуг от тлеющего разряда?
14. Какие виды эмиссии вносят основной вклад в поддержание электродугового разряда?
15. В чем отличие электрической дуги с электростатической эмиссией от электрической дуги с термоэлектронной эмиссией?
16. В чем отличие самостоятельных термических электрических дуг от несамостоятельных?
17. В чем отличие электрических разрядов постоянного тока от высокочастотных?
18. Какие виды эмиссии вносят основной вклад в поддержание высокочастотного факельного разряда?
19. В чем основное отличие высокочастотных разрядов Е-типа от разрядов Н-типа?
20. Каковы условия возникновения барьерного разряда?

## 3. ГЕНЕРАТОРЫ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

### 3.1. Электродуговые плазмотроны

В общем случае плазмохимический агрегат состоит из зоны генерации низкотемпературной плазмы, плазмохимического реактора и закалочного устройства. В некоторых случаях различные стадии общего технологического плазмохимического процесса могут совпадать и во времени, и в пространстве. Это обусловлено основной особенностью плазмохимических процессов, а именно: по крайней мере, один из компонентов реакционной смеси находится в состоянии плазмы, которая может быть как одним из реагентов рассматриваемой химической реакции, так и эффективным теплоносителем. Важно, что технологическая схема любого плазмохимического процесса должна включать устройство для преобразования вещества в состояние плазмы – генератор низкотемпературной плазмы.

Выбор генератора низкотемпературной плазмы для проведения данного плазмохимического процесса определяется термодинамическими и кинетическими особенностями последнего. В настоящее время существуют различные генераторы низкотемпературной плазмы. В основу их разработки могут быть положены все те виды электрических разрядов, которые описаны в главе 2. Генератор низкотемпературной плазмы, используемый в технологическом процессе, должен отвечать следующим требованиям [6, 7]:

- температура плазмы на выходе из генератора должна быть от 2500 до 20000 К;
- плазменное образование должно быть достаточно чистым, то есть свободным от загрязнения такими частицами, которые не входят в состав рабочего тела;
- параметры низкотемпературной плазмы должны обеспечивать оптимальные условия процесса и быть управляемыми;
- генерация плазмы должна обеспечиваться в течение длительного промежутка времени (от нескольких минут до сотен часов);
- коэффициент полезного действия процесса преобразования первичной энергии в энергию плазмы должен быть достаточно высок.

Для организации промышленных технологических плазмохимических процессов наиболее перспективными в настоящее время считаются

электродуговые и высокочастотные генераторы низкотемпературной плазмы – плазмотроны, поскольку именно они удовлетворяют перечисленным выше требованиям. Такие способы получения низкотемпературной плазмы с помощью взрывающихся проволочек, посредством импульсных и искровых электрических разрядов, с помощью ударных труб или оптических квантовых генераторов, позволяют получить плазму лишь в течение короткого промежутка времени: от  $10^{-5}$  до  $10^{-1}$  с. При таком коротком промежутке времени можно изучать физические и химические процессы, протекающие в низкотемпературной плазме, но нельзя организовать промышленные технологические процессы [6].

К настоящему времени разработано большое число конструкций электродуговых нагревателей газа. Наиболее простой вариант нагревателя газа представляет собой электродуговой разряд, горящий между двумя торцевыми электродами, обдуваемый газом в осевом или перпендикулярном направлении. В этом случае за разрядом образуется плазменная струя высокой температуры. Для получения газовых потоков с высокой среднemasсовой температурой необходимо подвести газ в плазмотроне так, чтобы основная часть его взаимодействовала с электродуговым разрядом. При обдуве разряда на его границе за счет интенсивного теплообмена между газом и столбом дуги происходит деионизация, сокращающая диаметр разряда и увеличивающая напряженность электрического поля в нем. При постоянной силе тока это соответствует повышению температуры в разряде и увеличению электрической мощности нагревателя за счет роста напряжения на электродах. Величина падения напряжения  $U_d$  в дуговом разряде определяется таким образом:

$$U_d = U_A + U_K + \int_0^L E dl ,$$

где  $U_a$ ,  $U_k$  – прианодное и прикатодное падение потенциала;  $E$  – напряженность электрического поля положительного столба;  $L$  – длина участка, занимаемого положительным столбом;  $l$  – текущая координата.

Энергетический баланс единицы длины положительного столба определяется соотношением:

$$EI = (q_{кон} + q_{и} + q_{м})s ,$$

где  $q_{кон} = f(\rho\omega, l)$ ,  $q_{и} = f(l)$  – тепловые потоки за счет конвекции, излучения и переноса заряженных частиц в процессе диффузии из дуги;  $\rho\omega$  – расходонапряженность газа, обдувающего разряд;  $\rho$  – плотность газа;  $\omega$  – скорость газа;  $s$  – боковая поверхность разряда.

Поскольку  $q_m \ll q_{кон}$ ;  $q_m \ll q_{и}$ , то имеем:

$$EI \approx (q_{\text{кон}} + q_{\text{и}})s.$$

Таким образом, обдув разряда газом приводит к увеличению электрической мощности, выделяющейся в единице объема положительного столба дугового разряда. Однако рост мощности не всегда приводит к увеличению температуры газа на выходе из плазмотрона. Взаимодействие потока газа с дуговым разрядом определяет не только среднemasовую температуру, но и устойчивость работы генератора.

При работе в воздушной среде при атмосферном давлении основную роль в поддержании разряда играет процесс автоэлектронной эмиссии, прикатодное падение потенциала  $U_K$  составляет  $\sim 15 \dots 16$  В. На вольфрамовом катоде преобладает термоэмиссионный ток. При тех же условиях работы в атмосфере азота прикатодное падение потенциала составляет  $7 \pm 2$  В.

**Прианодное падение напряжения  $U_a$**  значительно ниже прикатодного и при большой силе тока на металлических электродах составляет  $2 \dots 3$  В. Режим работы электродов зависит от мощности, выделяющейся в районе приэлектродного пятна. Рассмотрим энергетический баланс на катоде и аноде. При анализе процессов следует учесть, что ионы передают катоду кинетическую и потенциальную энергию. Так как протяженность катодного падения потенциала приблизительно равна длине свободного пробега частиц плазмы, то можно предположить, что ионы двигаются в этой зоне практически без столкновений.

Кинетическая энергия ионов определяется их ускорением в приэлектродной области. Полнота передачи кинетической энергии определяется коэффициентом аккомодации ионов  $\alpha$ . При полном отражении ионов от поверхности  $\alpha = 0$ ; при полном поглощении  $\alpha = 1$ .

Подошедший к поверхности катода ион может упруго отразиться и рассеять свою энергию на других частицах в газе, повышая температуру в прикатодной области, или может поглотиться поверхностью катода, рассеивая кинетическую энергию в кристаллической решетке катода и повышая его температуру [6].

Потенциальная энергия иона, полученная в результате ионизации, выделяется в виде энергии нейтрализации данного иона электроном, покинувшим катод. Важную роль играет передача теплоты нейтральными частицами путем теплопроводности.

С учетом сказанного уравнение баланса энергии на катоде имеет вид:

$$Q_K = U_K I_i a_i + (U_i - \varphi) I_i a_{in} - I_e \varphi + Q',$$

где  $I_i$  – ионный ток;  $a_i$  – коэффициент аккомодации ионов;  $U_i$  – потенциал ионизации атомов плазмообразующего газа;  $\varphi$  – работа выхода для материала катода;  $\varphi_{in}$  – коэффициент аккомодации иона, превративше-

гося в нейтральный атом;  $I_e$  – электронный ток;  $Q'$  – тепловой поток неучтенных процессов;  $U_K I_i a_i$  – кинетическая энергия, передаваемая катоду ионами в единицу времени;  $(U_i - \varphi) I_i a_{iH}$  – энергия, выделяющаяся при нейтрализации.

Если выразить долю ионной составляющей тока через  $\chi = I_i / I$  ( $\chi = 0,03 - 0,3$ ), принять  $a_i = a_{in} = 1$  и учесть, что  $I_e + I_i = I$ , можно получить относительно простые выражения для теплового потока, поступающего:

- в тело катода:  $Q_K = I[s(U_i + U_i) - \varphi] + Q'$  ;
- в тело анода:  $Q_a = I(U_a + \varphi) + Q''$  .

Оценки показывают, что в местах, непосредственно не соприкасающихся с дуговым разрядом, тепловой поток в боковые стенки плазмотрона достигает  $5 \cdot 10^7$  Вт/м<sup>2</sup>. Эти места можно эффективно охлаждать водой. В области опорных пятен дугового разряда (анодных и катодных) тепловой поток в стенки электродов достигает значения  $(2-10) \cdot 10^9$  Вт/м<sup>2</sup>.

Для увеличения ресурса работы электродов и плазмотрона в целом при конструировании электродуговых генераторов необходимо предусмотреть защиту электродов от действия тепловых потоков в районе приэлектродных пятен. С этой целью приэлектродные области разряда различными способами приводят в движение по поверхности электродов. Перемещение опорных пятен дугового разряда с достаточно высокой скоростью позволяет предотвратить прогар или интенсивную эрозию рабочих поверхностей электродов. Наиболее распространены методы, использующие закрутку газового потока или взаимодействие внешнего магнитного поля с током дуги.

Рассмотрим схемы конструкций дуговых плазмотронов [6]. Плазмотроны с дугой, стабилизированной стенками (рис. 21), используют в основном для исследования свойств газов при высоких температурах и в качестве генераторов мощного оптического излучения.

Плазмотроны этого типа работают при очень маленьких расходах газа, а иногда приток газа полностью отсутствует. Тепловой поток от дуги к стенке в этом случае настолько велик, что применение материалов-изоляторов (даже при наличии интенсивного внешнего охлаждения) в большинстве случаев не представляется возможным. Наблюдается перегрев стенки из-за низкой теплопроводности материала (рис. 21, а). Здесь можно использовать стенку из материалов с хорошей теплопроводностью, например, из меди, серебра, алюминия. Для предотвращения замыкания цепи между электродами разрядную металлическую трубку необходимо изолировать от одного или обоих электродов. При достаточной длине трубки осевой дуговой разряд может перейти в каскадную ду-



гу – два дуговых разряда, опирающихся на электропроводную стенку (рис. 21, б). Для устранения возможности пробоя и нарушения стабилизации дуги вдоль оси длинной трубки металлическую стенку трубки разбивают по длине на ряд секций, разделенных изоляционными промежутками (рис. 21, б). Условие гарантированного отсутствия зажигания каскадной дуги с опорой на секцию можно записать в виде:

$$E \frac{\Delta l}{2} (U_A + U_K).$$

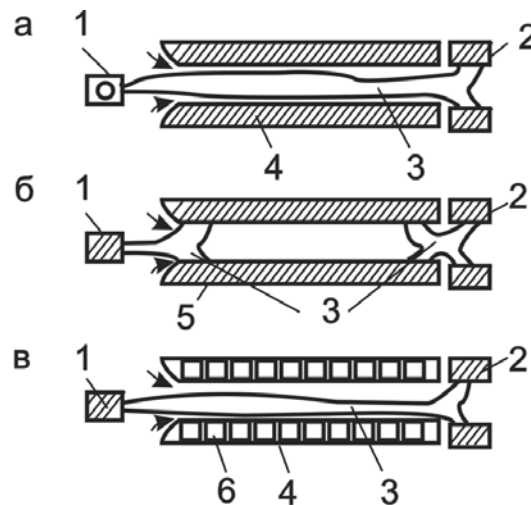


Рис. 21. Схемы плазмотронов с дугой, стабилизированной стенками из электроизолятора (а) и металла (б, в); в последнем случае стенка состоит из секций:  
 1 – катод; 2 – анод; 3 – столб дуги; 4 – изолятор; 5 – межэлектродная протяженная металлическая вставка; 6 – секция межэлектродной вставки

Выполнение этого условия предотвращает возникновение пробоя в зазоре между секциями. В плазмотронах подобного типа большая часть энергии поглощается стенками.

Более широко применяют плазмотроны с вихревой стабилизацией дугового разряда. Вихревой поток газа в канале плазмотронов («закрутка») создается с помощью одной или нескольких вихревых камер. В однокамерном плазмотроне данного типа (рис. 22, а) вихревая камера расположена между стержневым электродом и выходным трубчатым металлическим электродом.

Из вихревой камеры газ втекает в межэлектродный зазор, подхватывает дугу, зажженную в межэлектродном промежутке, и вытягивает ее в направлении выхода. Основная часть дуги стабилизируется на оси выходного электрода; относительно короткий участок дуги замыкает осевую часть дуги на электрод. Удлинение дуги, увеличивающее раз-

ность потенциалов между осевой частью столба дуги и электродом, приводит к пробое промежутка «дуга-стенка электрода» в некотором сечении канала и образованию нового, укороченного участка дуги. Укороченная дуга вновь растягивается газовым потоком до момента возникновения нового пробоя. Этот процесс, названный шунтированием, ограничивает длину дуги и падение напряжения на ней. Дуга такого типа называется дугой с самоустанавливающейся длиной.

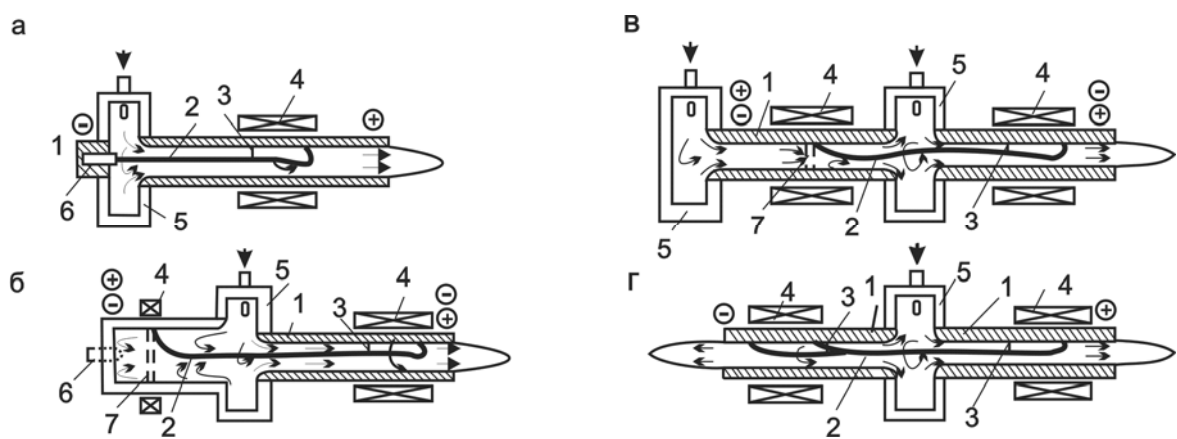


Рис. 22. Схемы плазмотронов с дугой, стабилизированной вихревым потоком рабочего тела, и самоустанавливающейся дугой: а – однокамерный; б – однокамерный с полым электродом; в – двухкамерный; г – однокамерный с двухсторонним истечением газа; 1 – электроды; 2 – столб дуги; 3 – канал шунтирующего пробоя; 4 – катушки электромагнитов; 5 – вихревая камера; б – термокатод; 7 – зона перемещения пятна дуги по электроду

Описанные процессы вызывают рассредоточение эрозийного действия опорного пятна на большую поверхность и тем самым увеличивают ресурс работы электрода. Опорное пятно совершает сложное движение: осевое движение по электроду за счет шунтирования и вращательное движение, связанное с закруткой газа. В целом быстрое движение пятна по электроду приводит к снижению удельной эрозии. При этом торцевой стержневой электрод работает в режиме термокатода с неподвижным пятном. Катод изготавливают из таких тугоплавких материалов, как вольфрам, цирконий, гафний, графит. Плазмотроны данной схемы используют в основном в небольших плазменных горелках, предназначенных для плавки, резки металлов, нанесения жаростойких покрытий и сфероидизации порошков [6].

Применение вместо торцевого электрода полого цилиндрического электрода расширяет область применения такого плазмотрона (рис. 22, б).

Для устранения замыкания дуги на торец электрода иногда устанавливают короткую электромагнитную катушку. Магнитопроводы катушки усиливают радиальную составляющую напряженности магнитного поля

по ее концам. В данном случае радиальный участок дуги располагается в средней части катушки. Именно по этой схеме работает самый мощный из известных в настоящее время плазмотронов мощностью 52 МВт, используемый для нагрева воздуха в аэродинамической трубе [6].

Для электрокрекинга метана с целью получения ацетилена используют двухкамерные плазмотроны, схема которых показана на рис. 22, *в*. Мощность плазмотрона 1,5...7 МВт, он имеет две вихревые камеры: центральную (основную) и торцевую (дополнительную). Через обе камеры в одном и том же направлении подают газ. Напряжение и мощность дуги в двухкамерном плазмотроне регулируют путем изменения соотношения расходов газа через вихревые камеры. Представляет интерес плазмотрон с двухсторонним истечением газа (рис. 22, *г*).

Объемы газа, истекающего через отверстия катода и анода, могут меняться в широком диапазоне. Высказывается предположение, что такой плазмотрон менее удобен, чем плазмотроны с односторонним истечением, поскольку изменения условий истечения на одном из его выходов должны сильно сказываться на режиме работы технологической схемы, использующей второй выход. Однако высокая стабильность положения дуги на оси электродов позволяет выполнять плазмотроны с изогнутыми электродами. Именно это обстоятельство приводит к созданию нагревателя, у которого обе струи истекают в единую рабочую камеру [6]. Плазмотроны с вихревой стабилизацией дуги характеризуются повышенным ресурсом электродов. Эрозия электродов может быть существенно уменьшена за счет наложения на область вращения радиальных участков дуги осевого магнитного поля, создаваемого электромагнитными катушками. Существенный недостаток плазмотронов с самоустанавливающейся длиной дуги – это наличие падающей вольт-амперной кривой. Такой характер последней предъявляет жесткие требования к источнику питания плазмотрона [6, 14].

Отмеченного недостатка лишены плазмотроны с фиксированной длиной дуги (рис. 23).

Наличие у таких плазмотронов восходящей вольт-амперной характеристики обеспечивает устойчивое горение дуги без балластного сопротивления и позволяет получить максимально возможный электрический КПД. Для реализации этой возможности необходимо в режиме возрастающей вольт-амперной характеристики предотвратить процесс шунтирования дуги. Этого можно достичь постановкой изолирующих коротких металлических охлаждаемых секций (рис. 23, *а*).

Длина межэлектродной вставки должна быть больше длины самоустанавливающейся дуги при данной силе тока. Для уменьшения тепловых потерь иногда используют подачу холодного газа между секциями. На рис. 23, *б* показан газодинамический метод фиксации дуги (плазмотрон с уступом).

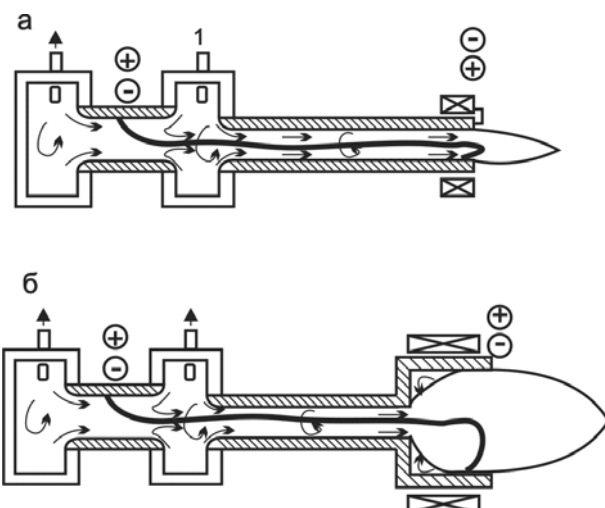


Рис. 23. Схемы плазмотронов с фиксированной длиной дуги:  
 а – с секционированной межэлектродной вставкой;  
 б – с газодинамической фиксацией

В электродуговом подогревателе с коаксиальной схемой (рис. 24, а) дуга стабилизируется электромагнитными силами.

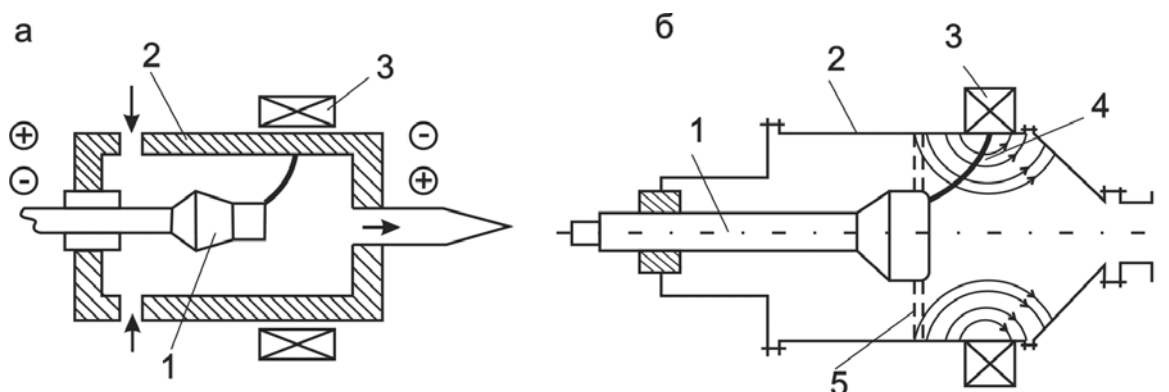


Рис. 3.4. Схемы коаксиального плазмотрона (а) и взаимодействия тока дугового разряда с магнитным полем электромагнита (б):  
 1 – центральный электрод; 2 – внешний электрод;  
 3 – катушки электромагнита; 4 – столб дуги дугового разряда;  
 5 – исходное положение столба дугового разряда

В данном случае пространственное положение дуги определяется тремя факторами: геометрическим положением центрального электрода, аэродинамическими силами и топологией магнитного поля. При определенной комбинации этих факторов удастся добиться стабилизации дуги на поверхности, близкой к конусообразной. Стабилизация наступает за счет взаимодействия радиальной составляющей тока дуги с осевой составляющей магнитной индукции: возникает тангенциальная сила, заставляющая дуговой разряд вращаться по электродам.

Максимальная электродинамическая сила возникает тогда, когда при прочих равных условиях угол между направлением тока дугового разряда и направлением магнитных силовых линий равен  $90^\circ$  (рис. 24, б).

Достичь положения, при котором угол достаточно велик по всей длине столба дугового разряда, трудно. Этот угол минимален в приэлектродной области, примыкающей к центральному электроду. Вот почему скорость перемещения опорного пятна дуги дугового разряда по центральному электроду падает. Рабочая поверхность центрального электрода разрушается гораздо быстрее рабочей поверхности внешнего электрода. Плазмотроны коаксиального типа имеют мощности до 6000...7000 кВт в одном агрегате; магнитные поля до 19 900 кА/м (25 000 Э) и токи до нескольких кА. Тепловой КПД плазмотронов коаксиальной схемы, как правило, ниже КПД вихревых плазмотронов при одинаковых выходных параметрах газа. Такие плазмотроны в настоящее время находят ограниченное применение в плазмохимической технологии и используются в качестве подогревателей для газодинамических труб.

Особенность работы электродуговых плазмотронов состоит в том, что плазменная струя на выходе из плазмотрона в большей или меньшей мере загрязнена продуктами эрозии электродов: массовое содержание этих продуктов колеблется от 0,1 до 0,001 %, но для некоторых спектроскопических исследований такая плазменная струя непригодна. В плазмотроне, позволяющем получать практически чистую плазменную струю (рис. 25), центральная часть столба дуги отделена от приэлектродных участков шайбами 3 с отверстиями малого диаметра.

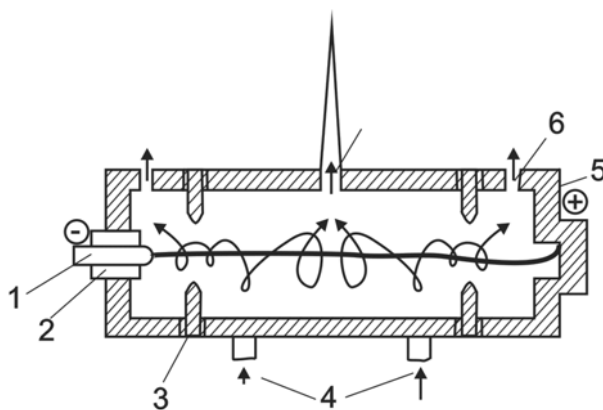
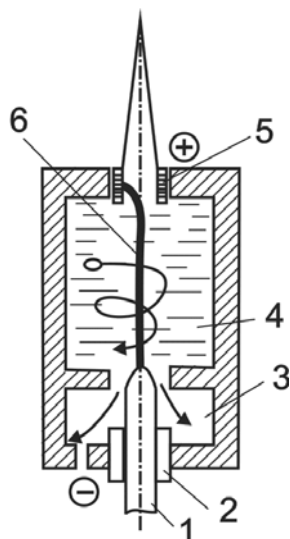


Рис. 25. Схема плазмотрона с незагрязненной плазмой:

1 – катод; 2 – изоляторы; 3 – шайба; 4 – ввод газа;  
5 – анодный узел; 6 – вспомогательное сопло; 7 – основное сопло

Большая часть нагретого газа истекает через основное сопло 7, остальной газ проходит через отверстия шайб и истекает через симметрично расположенные сопла 6. При такой кинематической схеме дви-

жения газа попадание продуктов эрозии в исследуемую струю практически исключается. Тангенциальный ввод газа в центральную камеру обеспечивает стабилизацию дуги по оси камеры [6].



*Рис. 26. Схема плазмотрона со стабилизацией дуги жидкостным вихрем:  
1 – катод; 2 – изолятор; 3 – сливная камера;  
4 – жидкость; 5 – анод; 6 – столб дуги*

В настоящее время разрабатывается целый ряд технологических плазмохимических процессов, в которых в качестве исходного рабочего тела предлагается использовать воду или другие жидкости. Схема на рис. 26 иллюстрирует принцип работы плазмотрона с жидкостной вихревой стабилизацией. Тангенциальный ввод жидкости и слив ее вблизи оси создают условия для образования устойчивой вихревой воронки в жидкости. Именно в этой воронке в парах жидкости и горит дуга [6].

Анализ рассмотренных конструкций позволяет сделать вывод о многообразии конструктивных разработок электродуговых плазмотронов, применяемых для различных технологических и исследовательских целей.

На основе анализа уравнений, описывающих физические процессы в дуговых разрядах плазмотронов, а также с помощью теории подобия и размерностей была разработана система критериев, определяющих основные характеристики плазмотронов и позволяющих моделировать генераторы низкотемпературной плазмы в соответствии с требованиями данного технологического процесса. Для осуществления приближенного подобия необходимо выполнение следующих условий [6, 14]:

- дуговой разряд должен происходить в геометрически подобных плазмотронах;
- температура внутренних поверхностей электродов сравниваемых плазмотронов должна быть одинаковой;

- одноименные электроды сравниваемых плазмотронов должны быть изготовлены из одних и тех же материалов и иметь одинаковую полярность подключения к источнику питания;
- температура газов на входе в камеру горения электрической дуги сравниваемых плазмотронов не должна существенно отличаться;
- в плазмотронах должны выполняться условия динамического подобия (отношение окружной составляющей скорости газа к осевой должно сохраняться постоянным).

Для однокамерного плазмотрона прямой полярности (выходной электрод – анод) уравнение вольт-амперной характеристики воздушной дуги постоянного тока в критериальной форме имеет следующий вид:

$$U^+ = 1290(I^2 / Gd)^{-0,15} (G / d)^{0,30} (pd)^{0,25}, \quad (55)$$

где  $I$  – сила тока, А;  $G$  – расход газа, кг/с;  $p$  – давление, Па;  $d$  – диаметр канала, м.

Уравнение справедливо в диапазонах изменения:

$$(I^2 / Gd) = 1 \cdot 10^7 - 4 \cdot 10^{10} \quad (A^2 \cdot c) / (кг \cdot м);$$

$$(G / d) = 0,1 - 2,0 \quad кг / (с \cdot м);$$

$$(pd) = (5 - 35) \times 10^2 \quad Па \cdot м.$$

Для плазмотрона обратной полярности (выходной электрод – катод) имеем:

$$U^- = 1970(I^2 / Gd)^{-0,17} (G / d)^{0,15} (pd)^{0,25}. \quad (56)$$

Уравнения (55) и (56) описывают экспериментальные данные с погрешностью не более  $\pm 8\%$ .

Вольт-амперная характеристика дуги в плазмотроне двухстороннего истечения удовлетворительно описывается уравнением:

$$U = 3060(I^2 / Gd)^{-0,17} (G / d)^{0,12} (pd)^{0,25}.$$

Уравнение для двухкамерного плазмотрона имеет вид:

$$U^+ = 1360(I^2 / Gd)^{-0,20} (G / d)^{0,25} (pd)^{0,35}. \quad (57)$$

Погрешность описания экспериментальных данных составляет  $\pm 12\%$ . Уравнение (57) справедливо в диапазоне изменения комплексов:

$$(I^2 / Gd) = 1 \cdot 10^6 - 4 \cdot 10^{19} \quad (A^2 \cdot c) / (кг \cdot м);$$

$$(G / d) = 5 \cdot 10^{-2} - 26 \quad кг / (с \cdot м);$$

$$(pd) = 10^3 - 8 \cdot 10^{-5} \quad Па \cdot м$$

и определяющих параметров:  $I = 50\text{--}5000$  А;  $G = 10^{-3}\text{--}3,5$  кг/с;  $d = (5\text{--}76) \cdot 10^{-3}$  м;  $p = (1\text{--}100) \cdot 10^5$  Па.

Восходящая ветвь характеристики плазмотрона с фиксированной длиной дуги (плазмотрон с «уступом») описывается следующим критериальным уравнением:

$$U^+ = \left(1 + 4,6 \cdot 10^{-5} I / d_2\right) \left(G / d_2\right)^{0,22} \left(L_2 / d_2\right)^{0,95} \left(pd_2\right)^{0,23}. \quad (58)$$

Для коаксиального плазмотрона обобщенная вольт-амперная характеристика может быть записана таким образом:

$$\frac{UI^{1/9}}{r_1(\gamma^2 - 1)B^{1/3}} = 2,27 \cdot 10^4 \cdot \gamma^{-1,23} \left[1 + 2,51\gamma^{2,31}s^{0,65\gamma-0,125}\right]. \quad (59)$$

Здесь  $r_1$  и  $r_2$  – радиусы внутреннего и наружного электродов;  $\gamma = r_2 / r_1$ ;  $s = v / \omega$ ;  $v$  – продольная скорость холодного газа в канале, м/с;  $\omega$  – скорость движения столба дуги, м/с;  $w = 0,0595H^{1/2}I^{1/3}\rho^{-2/3}$ ;  $\rho$  – плотность, кг/м<sup>3</sup>;  $H$  – напряженность магнитного поля, А/м.

Отклонение экспериментальных данных от данных, рассчитанных по формуле (59), составляет  $\pm 20$  %.

Метод обобщенных характеристик – эффективное средство оценки параметров плазмотронов; он показал, что, несмотря на сложность протекающих в дуговой камере процессов, можно ограничиться при обобщении весьма небольшим числом критериев.

Важная характеристика генератора низкотемпературной плазмы – тепловой коэффициент полезного действия  $\eta$ , представляющий собой отношение тепла, уносимого газом из плазмотрона, к мощности дуги, то есть  $\eta = G\Delta h / UI$ . Его значение зависит от конвективного теплообмена между нагреваемым газом и поверхностями электродов, потерь теплоты в опорных пятнах дуги и потерь, определяемых излучением дуги и газа. Экспериментально установлено, что определяющую роль играет конвективный теплообмен [6, 14]. Из-за многообразия происходящих в электродуговой камере процессов теоретическое решение задачи теплообмена в плазмотроне пока не представляется возможным. Вот почему и в данном случае отыскание полуэмпирических уравнений в критериальном виде имеет большое значение. Зависимость теплового  $\eta$  от размерных комплексов в критериальной форме для двухкамерного плазмотрона, работающего на воздухе, имеет вид [6, 14]:

$$\psi = (1 - \eta) / \eta = 5,85 \cdot 10^{-5} \left(I^2 / Gd\right)^{0,265} \left(G / d\right)^{-0,265} pd^{0,3} \left(L / d^{0,5}\right), \quad (60)$$



где  $L$  – суммарная длина выходного и торцевого электродов.

Эта формула описывает экспериментальные данные с погрешностью  $\pm 10\%$  в диапазоне изменения параметров:

$I = 50\text{--}3600$  А;  $G = 1 \cdot 10^{-3}\text{--}2,2$  кг/с;  $d = (1\text{--}7,6) \cdot 10^{-2}$  м. Анализ показывает, что формулой (60) можно пользоваться также при расчете однокамерных плазмотронов, плазмотронов двухстороннего истечения с гладкими и ступенчатыми электродами в следующем диапазоне изменения комплексов:

$$(I^2 / Gd) = 5 \cdot 10^6 - 5 \cdot 10^9 (A^2 \cdot c) / (кг \cdot м);$$

$$(G / d) = 0,5 - 56 \text{ кг} / (с \cdot м);$$

$$(pd) = 1 \cdot 10^3 - 8 \cdot 10^{-5} \text{ Па} \cdot м; L/d = 5\text{--}40.$$

Электродуговые плазмотроны позволяют получить следующие диапазоны параметров плазменных струй:

- скорость нагретого газа на выходе из дуговых плазмотронов от 10 м/с до нескольких километров в 1 с (в зависимости от расхода плазмообразующего газа, диаметра сопла плазмотрона, мощности в дуге);
- максимальная температура на оси струи – от  $10^4$  до  $5 \cdot 10^4$  К; среднемассовая температура нагретого газа  $\sim 10^4$  К при работе на одноатомных газах и  $(4\text{--}5) \cdot 10^3$  К при работе на двухатомных газах (азот, водород).

### 3.2. Высокочастотные индукционные плазмотроны

Для получения чистых и сверхчистых веществ и материалов применяют так называемые безэлектродные плазмотроны. К последним относятся высокочастотные (ВЧ) и сверхвысокочастотные (СВЧ) генераторы низкотемпературной плазмы.

Условно к первым относят разряды, которые горят на частотах от нескольких сотен килогерц до десятков мегагерц, а ко вторым – зажигаемые на больших частотах – вплоть до миллиметрового диапазона волн (сотни гигагерц).

Особенность работы безэлектродных генераторов низкотемпературной плазмы заключается в том, что плазмообразующий газ во время работы плазмотрона не соприкасается с электродами, а поэтому природа газа не имеет существенного значения.

В настоящее время получили распространение плазмотроны:

- высокочастотные индукционные (ВЧИ), в которых используется высокочастотный безэлектродный разряд Н-типа;
- высокочастотные емкостные (ВЧЕ), в которых возбуждается высокочастотный разряд Е-типа с внешними электродами;

- высокочастотные факельные (ВЧФ), использующие высокочастотный моноэлектродный разряд;
- сверхвысокочастотные (СВЧ), в которых разряд возбуждается в полых волноводах.

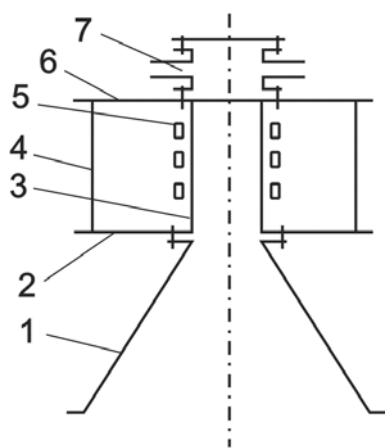
ВЧ-плазмотроны обычно работают при атмосферном давлении в диапазоне частот 200 кГц...40 МГц при мощности разряда 0,2...650 кВт и расходе плазмообразующего газа от нуля до 0,3 м<sup>3</sup>/с.

Впервые достаточно мощные индукционные разряды при атмосферном давлении были получены Бабатом в 1941 г. Первые работы по практическому использованию индукционного плазменного генератора появились в 1959–1962 гг. Такой временной разрыв объясняется трудностью создания надежных способов теплозащиты стенок разрядных камер.

При разработке ВЧ-плазмотрона должны быть решены следующие задачи [6, 14]:

- ввод электромагнитной энергии в разряд с максимальным КПД;
- вывод нагретого газа из ВЧ-плазмотрона с минимальными потерями мощности при обеспечении требуемой надежности конструкции;
- соблюдение инструкций Радиоинспекции, техники безопасности, промышленной санитарии.

ВЧИ-плазмотрон (рис. 27) состоит из разрядной камеры 3, помещенной в индуктор 5.

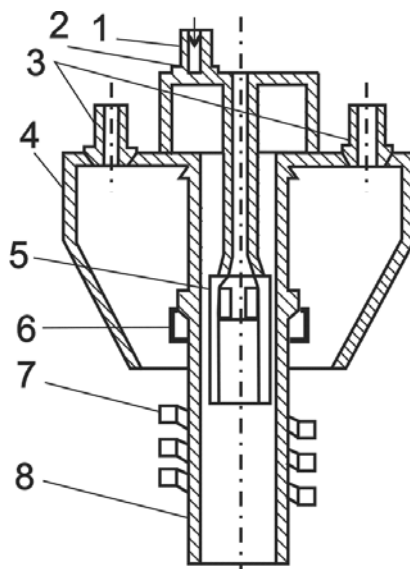


*Рис. 27. Схема ВЧИ-плазмотрона:*

*1 – реактор; 2, 6 – торцевые крышки;  
3 – разрядная камера; 4 – корпус; 5 – индуктор; 7 – завихритель*

Эта зона плазмотрона должна быть окружена экранирующим корпусом 4. Разрядная камера 3 крепится в торцевых крышках 2 и 6 корпуса 4. К одной крышке крепится завихритель 7 для ввода плазмообразующего газа в разрядную камеру 3, ко второй крышке – реактор 1.

Если учесть, что глубина проникновения электромагнитного поля в металл на частотах 440 кГц и выше составляет доли миллиметра, то толщина стенки и экранирующего корпуса 3 определяется лишь механической прочностью конструкции.



*Рис. 28. Схема ВЧИ-генератора низкотемпературной плазмы с прямотруйной газовой защитой разрядной камеры:*

*1 – ввод теплозащитного потока; 2 – кожух для формирования внутреннего теплозащитного потока; 3 – штуцер; 4 – кожух для формирования внешнего обдува генератора; 5, 8 – кварцевые трубки; 6 – цанговый зажим; 7 – индуктор*

Плазменные струи, генерируемые с помощью ВЧИ-плазмотронов, используют в технологических схемах сравнительно редко. Чаще всего целевой процесс протекает непосредственно в зоне ВЧ-разряда. Рассмотрим различные схемы ВЧИ-генераторов низкотемпературной плазмы.

ВЧИ-плазмотрон с газовой теплозащитой стенок разрядной трубки (рис. 28) представляет собой трубку 8 из прозрачного кварца или другого тугоплавкого огнеупорного диэлектрического материала, один конец которой свободен и помещен в индуктор 7. Другой конец трубки закреплен в специальном держателе, служащем одновременно и газораспределительным устройством. Для теплозащиты трубки по ее внутренней полости создается газовая струя, высокая скорость которой препятствует проникновению термодиффузионных потоков от плазмы к стенке.

Струя создает газовую завесу между плазменным образованием и стенкой. Внутри внешней трубки, несколько выше зоны разряда, вставляется вторая кварцевая трубка 5. Зазор между этими трубками позволяет сформировать теплозащитную струю и направить ее вдоль внутренней поверхности внешней трубки. Внутренняя трубка делит полный

газовый поток на два: теплозащитный и плазмообразующий. Плазмотрон описанного типа не нашел широкого применения [6].

Из всех типов газовой теплозащиты стенок камеры наибольшее распространение получила так называемая вихревая стабилизация плазмы. В этом случае газ подается в цилиндрический кварцевый баллон тангенциально, так что внутри плазмотрона он движется вдоль стенок по спирали. В основе работы такого плазмотрона лежит принцип центрифуги: холодный – тяжелый – газ отбрасывается к стенкам, а более легкий – нагретый – остается в центральной зоне, образуя сгусток плазмы. В зоне индуктора локализуется ярко светящийся шар, температура газа в котором может составлять 10000...20000 К при высокой степени ионизации. Ниже этой области находится значительно менее светящаяся зона факела плазмы. Последняя становится очень яркой при введении различных веществ с пониженным потенциалом ионизации. При многочасовой работе кварцевая камера такого плазмотрона нагревается не выше 70...100 °С.

Если в цилиндрическую зону плазменного образования желательнее ввести твердые или газовые реагенты, то следует отказаться от тангенциального ввода плазмообразующего газа, так как при этом возникают восходящие газовые потоки. В подобной ситуации плазмообразующий газ рекомендуется подавать через специальное кольцо, а исходное сырье вводить в любой участок плазменного факела при помощи специального водоохлаждаемого зонда.

В настоящее время широкое распространение получил высокочастотный плазмотрон с водяным охлаждением стенок разрядной камеры.

Преимущество применения безэлектродного высокочастотного разряда с кварцевой разрядной камерой состоит в том, что появляется возможность визуального наблюдения за работой плазмотрона. Разрядная кварцевая камера ВЧИ-плазменной установки используется, в частности, при получении пигментной двуокиси титана индукционно-атомарным способом [6]. При мощности 125...195 кВт диаметр кварцевой трубы составляет 0,1...0,4 м. Разрядная камера 1 ВЧИ-плазмотрона (рис. 29) через горелочное устройство 2 соединена с реактором 3 [6].

Диаметр реактора в 3–4 раза превышает диаметр выходного сопла разрядной камеры. В этих условиях происходит скачкообразное изменение некоторых газодинамических параметров плазменной струи на выходе разрядной камеры.

Различают режимы истечения плазменной струи без встречного потока и с ним [6]. Экспериментально установлено, что встречный вихревой поток возникает в закрученной плазменной струе, если тангенциальная составляющая скорости потока в 5 раз превышает его осевую составляющую.

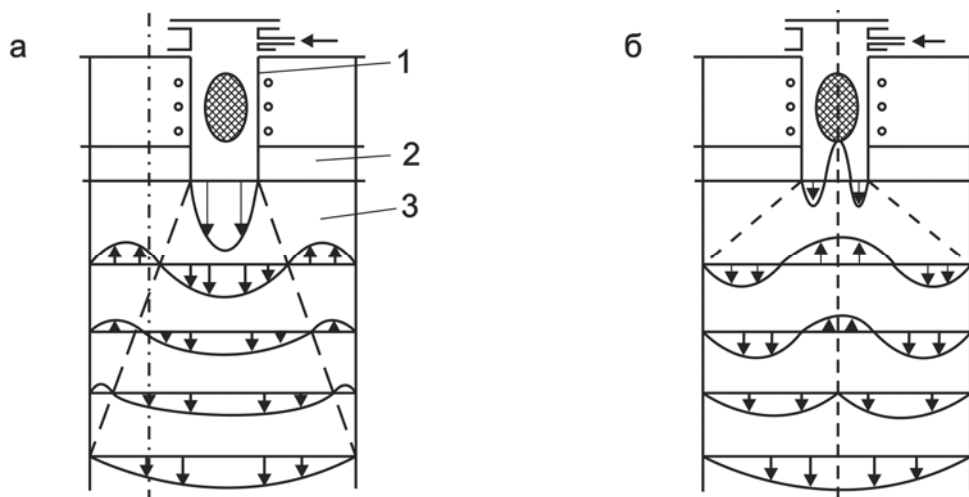


Рис. 29. Схема истечения плазменной струи кислорода из ВЧИ-плазмотрона в реактор без встречного вихревого потока (а) и с ним (б):  
1 – разрядная камера; 2 – горелочное устройство; 3 – реактор

Режим истечения существенно влияет на характер радиального распределения температуры в реакторе и на качество целевого продукта – пигментной двуокиси титана. Установлено, что при осевом истечении плазменной струи (рис. 29, а), то есть без встречного вихревого потока, температура в реакторе распределяется неравномерно. Значительную часть объема реактора занимает зона с температурой 600...800°С. Здесь получается пигментная двуокись титана низкого качества.

При истечении плазменной струи со встречным вихревым потоком (рис. 29, б) температурный профиль в реакторе выравнивается: температура превышает 1100°С; по всему реактору образуется пигментная двуокись титана высокого качества.

Следует отметить, что кварцевые разрядные камеры обеспечивают высокий КПД ВЧИ-плазмотронов. Суммарные потери мощности в разрядной камере могут составлять 4...5 % мощности ВЧИ-разряда при среднемассовой температуре воздушной плазменной струи на выходе плазмотрона 6000 К. Кварцевые разрядные камеры могут надежно работать в промышленных технологических процессах при строгом соблюдении параметров технологического режима. Особенностью работы кварцевой разрядной камеры является то, что последняя выдерживает лишь определенное число возбуждений разряда и практически не выдерживает аварийных режимов. Например, прекращение подачи плазмообразующего газа ведет к проплавлению стенки [6].

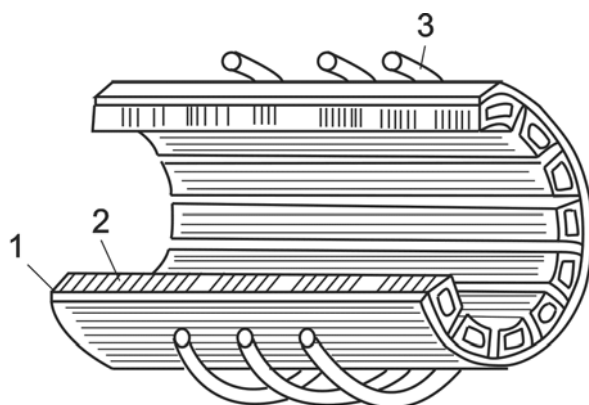
Характеристики существующих источников ВЧИ-плазмы таковы, что при равномерном аксиальном потоке газа разряд почти целиком заполняет сечение разрядной камеры. Градиенты температуры у стенок достигают  $5 \cdot 10^{-4}$  °С/см. Проблема защиты стенок разрядных камер

от разрушающего воздействия высоких температур может быть решена путем создания в пристеночной области высокоскоростного потока газа, отжимающего разряд от стенок. Однако в этом случае основная масса газа проходит в холодной пристеночной области, что ведет к неоправданно большим расходам технологического газа.

Установлено, что в равномерном аксиальном потоке газа может быть получен устойчивый контрагированный индукционный разряд, характеризующийся малыми потерями энергии в разрядной камере, высокой стабильностью параметров разряда при изменении расхода газа, большой долей нагреваемого газа. Существенно, что диаметр канала разряда не зависит от расхода газа, давления в разрядной камере и ее диаметра. На основании анализа критериев устойчивости для разряда могут быть сформулированы условия, при которых происходит контракция разряда [6].

Находят применение водоохлаждаемые металлические трубки или секции. Принцип работы такой камеры основан на следующих основных положениях. Если поместить в индуктор полый металлический цилиндр, толщина стенки которого заведомо больше глубины проникновения электромагнитного поля в металл, то цилиндр будет поглощать всю электрическую энергию, и внутри него поля не будет. Однако если в этом цилиндре сделать хотя бы один продольный сквозной разрез, то электромагнитная энергия свободно проникает внутрь. Поле возбуждает внутри цилиндра индукционный разряд. Интенсивное водяное охлаждение стенок цилиндра обеспечивает надежную стабильную работу таких устройств с разрядами мощностью в несколько десятков и сотен киловатт.

Металлические камеры представляют собой набор круглых или профилированных трубок, охлаждаемых водой и расположенных по образующей цилиндра, ось которого совпадает с осью индуктора (рис. 30).



*Рис. 30. Схема ВЧИ-генератора низкотемпературной плазмы с металлической разрезной водоохлаждаемой камерой:  
1 – кварцевая трубка; 2 – медные водоохлаждаемые трубки; 3 – индуктор*

Для предотвращения проникновения потоков ионизированного газа из разряда через разрезы камеры в зону индуктора металлическая камера вставляется во внешнюю кварцевую трубку. Зазор между трубками составляет 1...1,5 мм.

Горячие потоки воздуха, проникая в такой зазор, отдают основную долю своей энергии металлическим трубкам и незначительно нагревают кварц.

Кварц можно исключить вообще, если продольные щели металлической разрядной камеры герметизировать тугоплавкими диэлектрическими материалами. Диэлектрические прокладки препятствуют замыканию токов между отдельными секциями цилиндра камеры плазмотрона. На омический нагрев стенок камеры индукционным током расходуется 5...7 % мощности ВЧИ-разряда. Общие потери в разрядной камере составляют от 30 до 50 % мощности ВЧИ-разряда [6].

Помимо обычной конструкции ВЧИ-плазмотрона (рис. 27), перспективной может оказаться схема с последовательно горящими ВЧИ-разрядами в одной удлиненной разрядной камере (рис. 31, а).

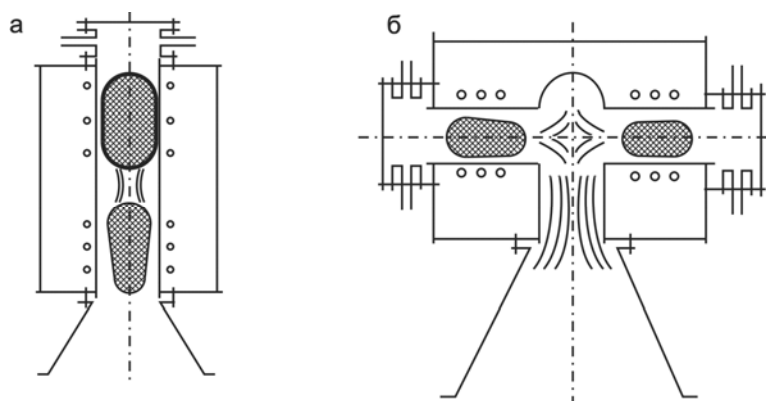


Рис. 31. Схемы ВЧИ-плазмотронов: (а) с последовательными разрядами; (б) со встречными плазменными струями

Напряжение на индукторы может подаваться как от одного, так и от нескольких ВЧ-генераторов. В последнем случае возможна работа ВЧИ-плазмотрона при разных рабочих частотах ВЧ-генераторов.

С целью улучшения условий теплообмена в ВЧИ-плазмотроне могут быть использованы ВЧИ-разряды с направленными навстречу друг другу плазменными струями (рис. 31, б).

Создание ВЧИ-плазменных установок с ламповыми генераторами единичной мощностью 1 МВт не является проблемой. В настоящее время обсуждаются технические вопросы разработки подобных установок мощностью 3...5 МВт. Ресурс работы установок определяется только ресурсом работы генераторных ламп. Современные генераторные лампы имеют гарантийный срок работы свыше 2000 ч. Задача

исследователей и разработчиков заключается в доведении ресурса работы всех узлов до 10 000 ч.

Необходимость разработки и применения в химической технологии мощных высокочастотных плазмотронов связана с преимуществами индукционных плазменных установок по сравнению с электродуговыми, заключающимися в чистоте плазменного образования, высокой стабильности параметров разряда, практически неограниченной длительности непрерывной работы, возможности использования реакционноспособных газов в качестве плазмообразующих.

### 3.3. Высокочастотные емкостные плазмотроны

Высокочастотные емкостные (ВЧЕ) плазмотроны, использующие разряд Е-типа, характеризуются следующими свойствами, представляющими интерес для плазмохимической технологии:

- высокая напряженность электрического поля в зоне разряда;
- низкий уровень интегрального излучения;
- небольшая минимальная мощность, необходимая для поддержания разряда.

Емкостной разряд возбуждается в сосредоточенной емкости, которая включена в высокочастотный контур генератора. Токи, протекающие через плазменный объем, замыкаются на стенки разрядной камеры в виде токов смещения. Наиболее простым емкостным высокочастотным плазмотроном с продольным продувом плазмообразующего газа является конструкция с тремя внешними электродами (рис. 32).

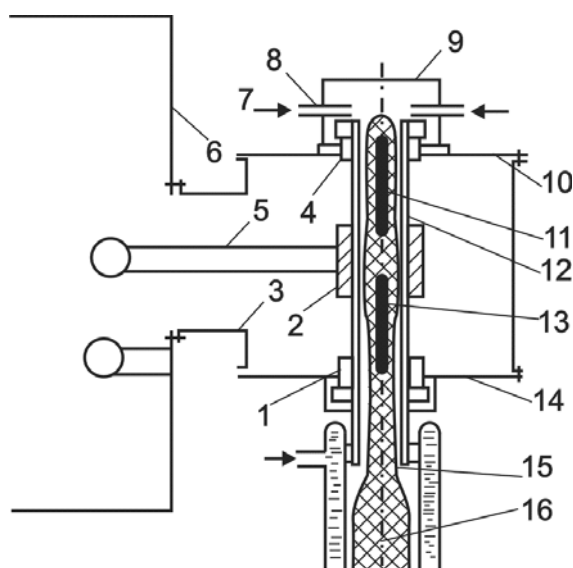
Центральный электрод 2, находящийся под высоким напряжением, располагается в экранирующем корпусе 3. Электроды 1 и 4 заземлены и конструктивно выполнены совместно с торцевыми крышками 10 и 14 корпуса 3. Расстояние между центральным электродом и заземленными электродами составляет 0,0735 м. Внутренний диаметр всех электродов  $7 \cdot 10^{-2}$  м. Корпус 3 соединен фидером с корпусом 6 ВЧ-генератора.

Электрод 2 шиной 5 соединен с высоковольтным элементом колебательного контура ВЧ-генератора. Разрядная камера 12 изготовлена из кварцевой трубы. Плазмообразующий газ 7 вводится в разрядную камеру через штуцеры 8, расположенные тангенциально в завихрителе 9.

Плазменная струя 16 истекает из выходного отверстия 15 разрядной камеры. Внутри разрядной камеры одновременно существует две высокочастотные дуги (11 и 13). Возбуждение ВЧЕ-разряда в воздухе и кислороде производится заземленным металлическим стержнем, вводимым в зону высоковольтного электрода 2 разрядной камеры 12. В атмосфере гелия происходит самовозбуждение ВЧЕ-разряда при ВЧ-напряжении,



равном 3 кВ. Условия передачи энергии в разряд непрерывно улучшаются при повышении частоты и увеличении площади электродов. Установлено, что мощность ВЧЕ-плазмотрона может быть повышена за счет увеличения диаметра разрядной камеры, расстояния между электродами и напряжения на электродах. Мощность ВЧЕ-плазмотрона можно наращивать за счет увеличения длины ВЧЕ-дуги при неизменном напряжении на электродах. Для этого в одной разрядной камере зажигается несколько последовательно горящих ВЧЕ-разрядов. Расчеты подтверждают возможность создания ВЧЕ-плазмотронов мощностью 100 и 1000 кВт [6].



*Рис. 32. Схема ВЧЕ-плазмотрона с тремя внешними электродами:  
1 – заземленные электроды; 2 – центральный электрод; 3 – экранирующий корпус;  
5 – шина; 6 – корпус ВЧ-генератора; 7 – ввод плазмообразующего газа; 8 – штуцер;  
9 – завихритель; 10, 14 – торцевые крышки; 11, 13 – высокочастотные дуги;  
12 – разрядная камера; 15 – выходное отверстие; 16 – плазменная струя*

ВЧЕ-плазмотрон не содержит расходуемых деталей, поэтому ресурс его непрерывной работы определяется только ресурсом электровакуумных изделий и составляет ~2000 ч. В зависимости от режима ВЧ-генератора и конструкции ВЧЕ-плазмотрона КПД плазмотронов может изменяться в пределах от 30 до 60 %.

### **3.4. Высокочастотные факельные плазмотроны**

Существует еще один тип высокочастотного электрического разряда – высокочастотный факельный разряд [9, 10]. Если для существования высокочастотного емкостного разряда (рис. 32) необходимо не менее двух электродов, то для горения высокочастотного факельного разряда достаточно одного электрода для подвода высокочастотной энергии от источника питания. С использованием высокочастотного

факельного разряда разработан целый ряд высокочастотных факельных плазмотронов различного назначения [10].

На рис. 33 приведен ВЧ факельный плазмотрон для диагностики низкотемпературной плазмы высокочастотного факельного разряда.

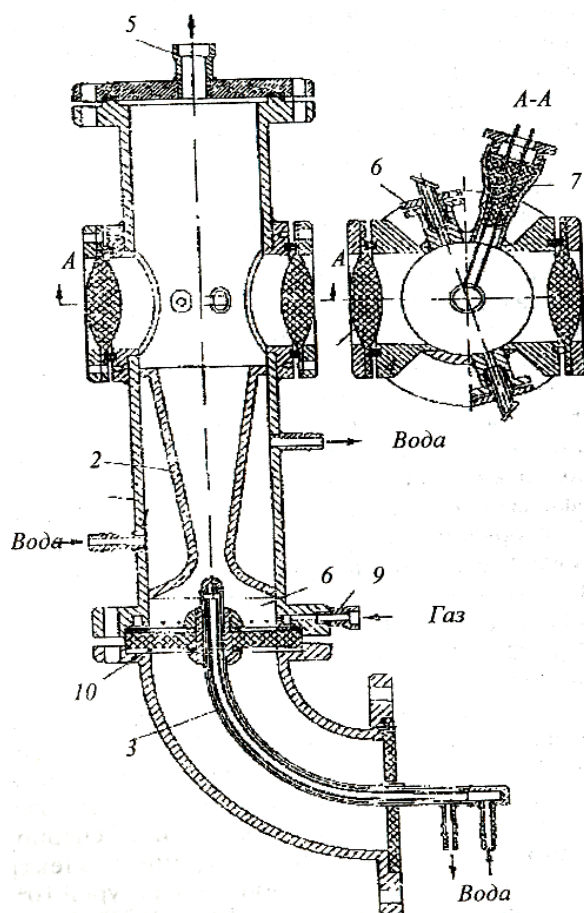
Высокочастотный факельный плазмотрон состоит из металлического корпуса 1 с охлаждаемым водой соплом 2 и охлаждаемого водой электрода 3, электрически изолированного от корпуса изолятором 10 из радиотехнического фарфора. Плазмообразующий газ и газообразные реагенты напускаются через штуцер 9 и газовый распределитель 8, откачка – через штуцер 5. Поток высокочастотной плазмы возбуждается с электрода 3 и формируется в сопле 2. В рабочем режиме мощность, вкладываемая в разряд, и скорость прокачки плазмообразующего газа подбираются таким образом, чтобы в области измерений (сечение А-А) находился стабильный цилиндрический столб плазмы, отделенный от корпуса плазмотрона потоками холодного газа. Для проведения гетерогенных плазмохимических реакций верхняя крышка плазмотрона может быть заменена на устройство подачи мелкодисперсного порошка. Вакуумноплотные диэлектрические окна-линзы 4 предназначены для измерений параметров плазмы микроволновыми методами. На таком же расстоянии от электрода, как и линзы, находятся два штуцера 6 с окнами из LiF, которые используются для проведения спектральных исследований, а в случае получения плазмы с высокой плотностью электронов могут быть применены для лазерной диагностики. Штуцер 7 предназначен для ввода в разрядную зону сменных электрических зондов Ленгмюра.

Технические данные:

- 1) параметры потоков плазмы:
  - газовая температура: 1700...5000 К;
  - электронная температура: 14000...20000 К;
  - концентрация электронов:  $10^8 \dots 15 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ;
  - давление: 0,05...1,2 атм;
- 2) расход плазмообразующего газа: 0,1...100 л/мин;
- 3) КПД: 50...65 %;
- 4) потребляемая мощность: 5...12 кВт при частоте 40 МГц;
- 5) режим работы: непрерывный.

Высокочастотный факельный плазмотрон, предназначенный для исследования и оптимизации плазмохимических процессов посредством спектроскопических и СВЧ – методов диагностики плазмы, представлен на рис. 34. Плазмотрон позволяет также изучать процессы взаимодействия потоков чистой плазмы с поверхностью твердого реагента, при этом в качестве теплоносителя могут использоваться любые газы и газовые

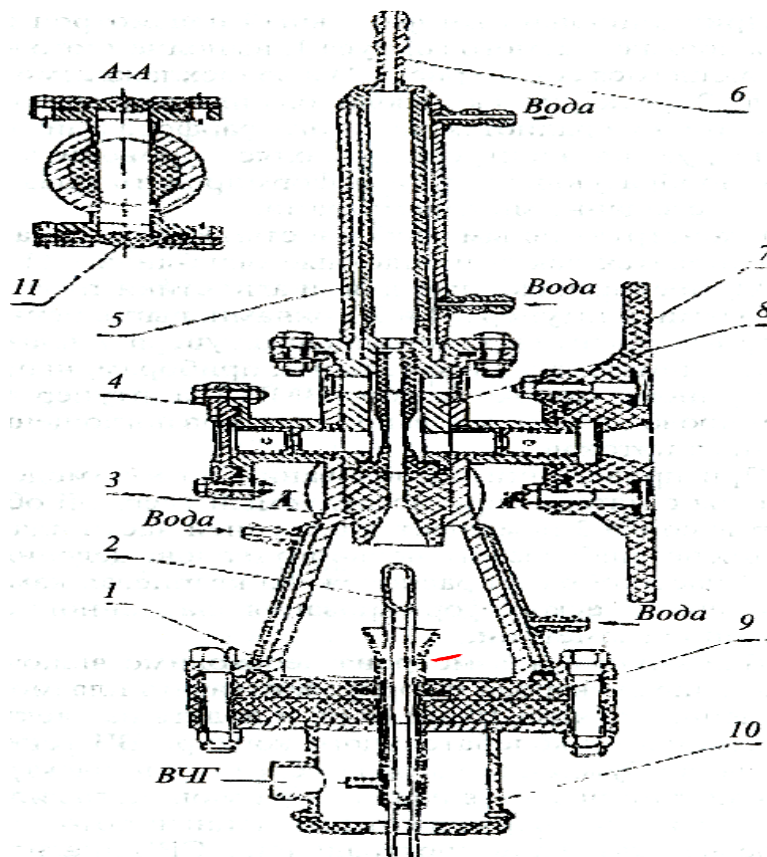
смеси. Принципиально ВЧ – факельный плазмотрон состоит из водоохлаждаемого корпуса 1, выполненного в форме сужающегося сопла. К конструктивным особенностям корпуса плазмотрона относятся вакуумноплотные окна-линзы 11 (разрез А–А), предназначенные для диагностики плазмы СВЧ – методами, и штуцеры 4 и 7 с окнами, выполненными из фтористого лития. С помощью штуцера 7 плазмотрон присоединяется к спектральным приборам, например, к вакуумному монохроматору ВМР-2, а штуцер 4 позволяет проводить исследования спектров поглощения плазменных потоков.



*Рис. 33. Высокочастотный факельный плазмотрон для диагностики низкотемпературной плазмы:*

*1 – металлический корпус; 2 – сопло; 3 – электрод; 4 – окна-линзы; 5, 6, 7, 9 – штуцер; 8 – газовый распределитель*

При проведении исследований по взаимодействию плазмы с материалом исследуемый твердый образец в форме сопла 3 помещается в средней части плазмотрона, в зоне наиболее интенсивного тепловыделения. В верхней части образца расположена кварцевая камера для газодинамического формирования плазменного слоя постоянной геометрии.



*Рис. 34. Высокочастотный факельный плазмотрон для исследований плазменных технологических процессов:  
 1 – водоохлаждаемый корпус плазмотрона; 2 – водоохлаждаемый медный электрод; 3 – исследуемый твердый образец в форме сопла; 4 – смотровое окно;  
 5 – калориметр; 6 – выходной патрубок; 7 – фланец; 8 – уплотнение;  
 9 – изолятор из фторпласта; 10 – узел ввода плазмообразующего газа;  
 11 – вакуумноплотные окна-линзы*

При проведении исследований по взаимодействию плазмы с материалом исследуемый твердый образец в форме сопла 3 помещается в средней части плазмотрона, в зоне наиболее интенсивного тепловыделения. В верхней части образца расположена кварцевая камера для газодинамического формирования плазменного слоя постоянной геометрии. Для запуска плазмотрона необходимо включить охлаждение электрода и корпуса, откачать плазмотрон до давления порядка 10 мм. рт. ст. и подать на электрод ВЧ – потенциал от колебательного контура ВЧ – генератора. После возбуждения разряда через сопло электрода 2 в плазмотрон подается плазмообразующий газ или смесь газов, которые формируют плазменный поток. Совместное использование спектральной и СВЧ-диагностической аппаратуры позволяет проводить в лабораторных условиях исследование различных плазмохимических процессов, а также процессов взаимодействия плазменных потоков с различными материалами.

#### Технические данные плазмотрона:

- 1) потребляемая мощность: 2...12 кВт при частоте 40 МГц;
- 2) расход плазмообразующего газа: 0,1...100 л/мин;
- 3) рабочее давление: 0,1...760 мм. рт. ст.;
- 4) средняя газовая температура плазмы воздуха: 1000...5000 К;
- 5) питание от ВЧ-генераторов мощностью 15...20 кВт;
- 6) режим работы: непрерывный;
- 7) КПД плазмотрона: 50...65 %.

Для запуска плазмотрона необходимо включить охлаждение электрода и корпуса, откачать плазмотрон до давления порядка 10 мм.рт.ст. и подать на электрод ВЧ – потенциал от колебательного контура ВЧ – генератора. После возбуждения разряда через сопло электрода 2 в плазмотрон подается плазмообразующий газ или смесь газов, которые формируют плазменный поток. Совместное использование спектральной и СВЧ-диагностической аппаратуры позволяет проводить в лабораторных условиях исследование различных плазмохимических процессов, а также процессов взаимодействия плазменных потоков с различными материалами.

На рис. 35 представлен высокочастотный факельный плазмотрон с плазмохимическим реактором для проведения плазмохимических процессов во взвешенном слое, например, вскрытия рудных концентратов.

Плазмохимический процесс вскрытия циркона ( $ZrSiO_4$ ) протекает в плазмохимическом реакторе в воздушной плазме высокочастотного факельного разряда с получением продуктов как в газообразной, так и в конденсированной фазе по следующей схеме:



Высокочастотный факельный плазмотрон генерирует плазменный поток, который создает взвешенный слой сыпучего материала в реакционной зоне и обеспечивает эффективный нагрев твердых частиц.

Высокочастотный разряд формируется в кварцевой трубе 5 с водоохлаждаемого электрода 2. Охлаждение электрода осуществляется через штуцеры 14. С целью обеспечения механической прочности корпус 4 плазмотрона изготавливается из металла. Кварцевая труба 5 играет роль тугоплавкой изолирующей насадки для формирования плазменного потока газового теплоносителя, который вводится в разрядное пространство через штуцер 3. Электрод изолирован от заземляемого корпуса тефлоновыми пластинами 12, которые выполняют и роль уплотнителей. Передача энергии от ВЧ-генератора осуществляется по фидеру 13. При формировании взвешенного слоя в реакторе часть сыпучего материала попадает в плазмотрон. Для приема твердых отходов служит сборник 1. Плазмохимические процессы переработки сыпучих материалов проте-

кают в реакционной зоне в условиях взвешенного слоя, сформированного плазменным потоком. Корпус реактора 8 защищен от перегрева кварцевой трубой 9. Подача и разгрузка твердой фазы в реакторе производится через питатель 10 или 7, отвод газов от реактора осуществляется через штуцер 11. Сменная графитовая насадка 6 позволяет изменять угол раскрытия конуса реактора и отношение диаметров его цилиндрической части и входного отверстия.

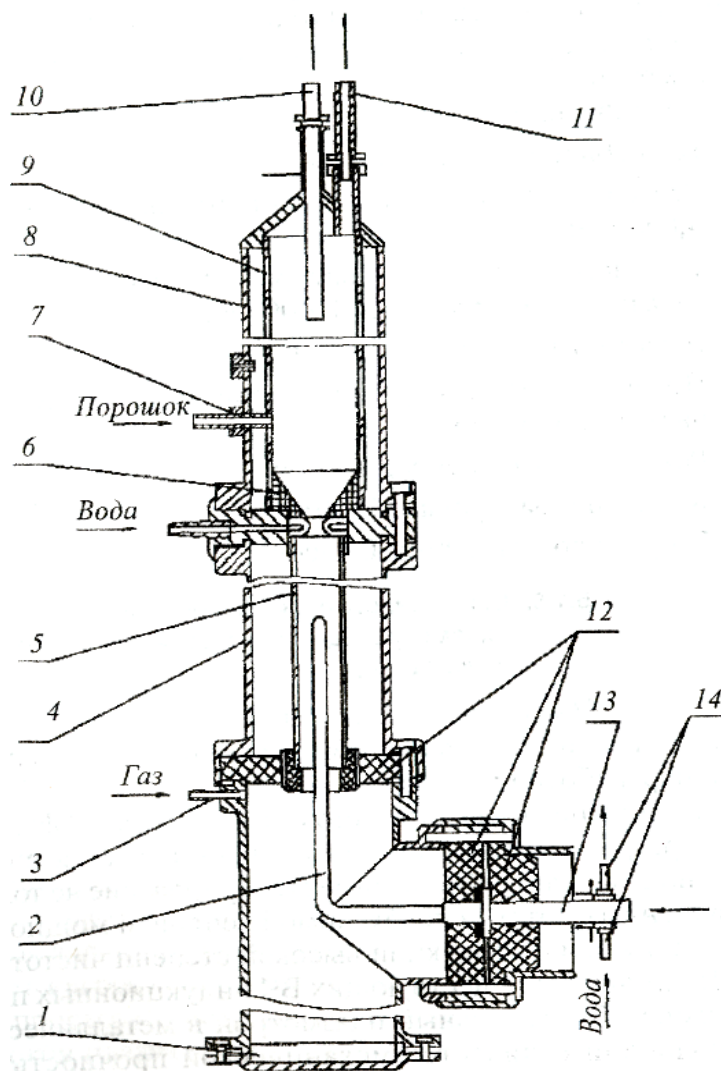


Рис. 35. Плазмохимический реактор на базе высокочастотного факельного плазмотрона для проведения плазмохимических процессов во взвешенном слое:

- 1 – сборник твердых отходов; 2 – водоохлаждаемый медный электрод;
- 3 – ввод плазмообразующего газа; 4 – корпус плазмотрона; 5 – кварцевая разрядная камера; 6 – сопло; 7 – ввод исходного сырья; 8 – водоохлаждаемый корпус реактора с теплозащитной кварцевой трубой 9; 10 – питатель;
- 11 – отвод газов из реактора; 12 – электроизолирующие фторпластовые уплотнители; 13 – токоподводящий фидер

Преимущества высокочастотного факельного плазмотрона для проведения плазмохимических процессов во взвешенном слое состоят в том, что формирование взвешенного слоя сыпучего материала в нем производится плазменной струей, являющейся одновременно высокоинтенсивным источником тепла. Высокочастотный способ получения плазмы обеспечивает исходную чистоту продуктам реакции и делает аппарат пригодным для переработки различных сыпучих материалов, не загрязняя получаемый продукт конструкционными материалами плазмотрона.

Технические данные:

- 1) потребляемая мощность: 10...15 кВт;
- 2) расход газа (инертного, реагента или их смеси): 0,24...4,0 м<sup>3</sup>/ч;
- 3) среднemasсовая температура плазменной струи: 1500...4000 К;
- 4) высота взвешенного слоя: 0,2...0,3 м;
- 5) режим работы: непрерывный;
- 6) КПД плазмотрона: 55...70 %.
- 7) источник питания ( $P_{\text{кол}}=25$  кВт,  $f_{\text{раб}}=13,56$  МГц): ВЧГЗ-25/13.

### 3.5. Сверхвысокочастотные плазмотроны

Наложение внешнего переменного поля существенно меняет характер движения заряженных частиц. Последние совершают колебания, накладывающиеся на беспорядочное тепловое движение. Амплитуда колебаний уменьшается с ростом частоты поля. Диапазон СВЧ-частот характеризуется тем, что амплитуда колебаний самых легких заряженных частиц – электронов – меньше разрядного объема. При этом основная масса электронов не достигает стенок. Смещение ионов и энергия, которую они получают в электромагнитном поле, значительно меньше соответствующих величин для электронов. Можно сделать вывод, что в механизме СВЧ-разряда основную и определяющую роль играют электроны. Тяжелые ионы в процессе практически не участвуют. Малая амплитуда смещения электронов приводит к тому, что процессы на электродах и стенках не влияют на режим разряда.

СВЧ-разряды, служащие для получения низкотемпературной плазмы, получили название СВЧ-плазмотронов. Физика безэлектродного СВЧ-разряда близка к физике ВЧ-разряда. Однако переход на более высокие частоты приводит к резкому увеличению потерь электромагнитной энергии в плазме, что позволяет эффективно передавать энергию в плазму уже при температуре газа 3500–4000 К [6].

СВЧ-плазмотрон представляет собой волноводно-резонаторное устройство в виде полой металлической камеры, геометрические размеры которой определяются электродинамическими условиями. В отличие от ВЧ-установок, СВЧ-плазмотроны не содержат диэлектрических трубок. Рас-

пространение СВЧ-электромагнитных колебаний по металлическим волноводам позволяет сформировать плазменное образование, которое изолируется от стенок либо с помощью газовой стабилизации, либо с помощью создания определенного распределения электрического поля по объему.

Техника СВЧ-диапазона позволяет создавать разрядные устройства, обеспечивающие независимость мощности и частоты генерируемых источников колебаний от параметров плазмы. Выбирая определенный тип электромагнитной волны, характеризуемой определенным распределением полей по объему, можно создать плазмотрон, КПД которого мало зависит от изменения температуры и объема плазмы.

Важно, что при использовании больших импульсных СВЧ-мощностей можно получить неравновесную плазму. То обстоятельство, что длительность импульса (0,1...1 мкс) меньше времени деионизации и распада плазменного образования, позволяет получить при выборе паузы между импульсами, равной времени распада плазмы, неравновесную плазму при малой температуре газа.

Температура газа может меняться в широких пределах и зависит от диаметра шнура, расхода газа, мощности и конструкции плазмотрона. Возможность регулировки температуры газа позволяет выбирать оптимальную для данного технологического процесса температуру и избежать лишних энергозатрат. СВЧ-плазмотрон может быть условно разделен на четыре узла:

- металлическую разрядную камеру, обеспечивающую ввод энергии в плазму;
- устройство возбуждения электромагнитной волны;
- устройство формирования газового потока;
- технологическую часть.

Конструкцию СВЧ-плазмотрона выбирают из условия полного согласования его с генератором, причем согласование должно быть обеспечено как до зажигания разряда, так и после него. Это условие совместно с условием получения высокой удельной мощности в плазме определяет тип возбужденной волны [6].

Если разрядная камера представляет собой цилиндрический волновод, то указанным условиям удовлетворяют волны типа  $H_{11}$ ,  $E_{01}$ ,  $H_{01}$  (символы  $H$  и  $E$  указывают на наличие в волне магнитной или электрической продольной составляющей, индексы при них характеризуют периодичность поперечных составляющих поля по азимутальному углу и радиусу).

Рассмотрим схемы СВЧ-плазмотронов. На рис. 38 представлена типичная схема коаксиального плазмотрона, в котором разряд возбуждается на волне, близкой к ТЕМ (ТЕМ – поперечная электромагнитная волна).



Плазмотрон состоит из прямоугольного волновода 4, по которому подводится энергия, охлаждаемого центрального 2 и наружного 1 проводников коаксиальной передающей линии, диэлектрического окна ввода энергии 3 и элемента подстройки – поршня 5. Газ вводится через отверстие 6 и образует поток, параллельный оси. Описанный плазмотрон может быть использован для спектральных исследований и для проведения технологических процессов, требующих высокой чистоты.

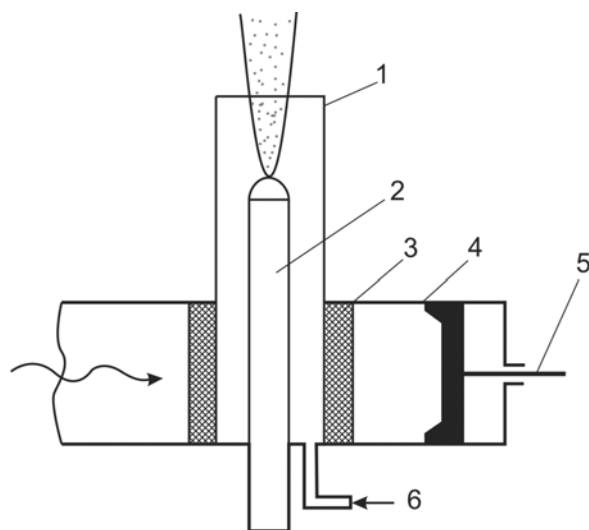


Рис. 38. Схема коаксиального СВЧ-плазмотрона:

- 1 – наружный проводник коаксиальной передающей линии;  
 2 – центральный проводник; 3 – диэлектрическое окно ввода энергии;  
 4 – прямоугольный волновод; 5 – поршень; 6 – отверстие для ввода газа

Простейшая схема СВЧ-плазмотрона волноводной конструкции представлена на рис. 39, а.

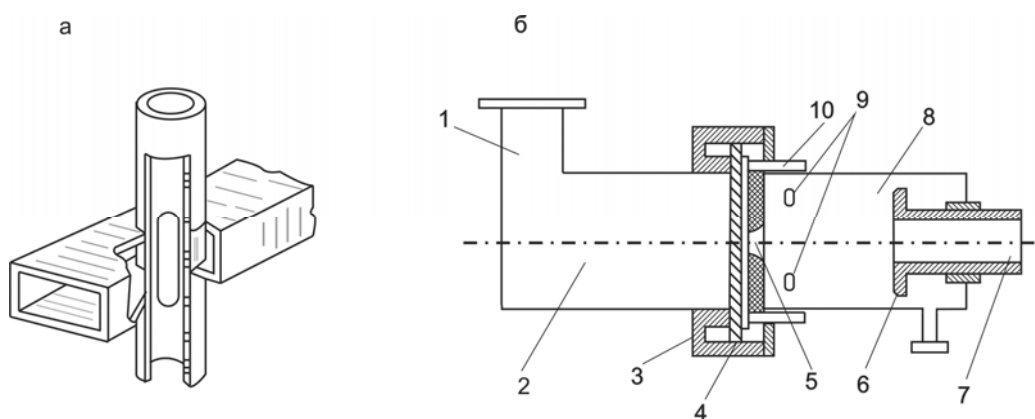


Рис. 39. Схемы СВЧ-плазмотронов на волнах типа  $H_{10}$  (а) и  $E_{10}$  (б):  
 1 – волновод прямоугольного сечения; 2 – круглый волновод; 3 – дрессельный фланец; 4 – тefлоновое окно; 5 – отверстие; 6 – поршень; 7 – сопло; 8 – разрядная камера; 9 – патрубок для ввода рабочего газа; 10 – патрубок для поддува

Разряд возбуждается внутри диэлектрической (кварцевой) трубки, расположенной в центре сечения волновода вдоль силовых линий электрического поля волны  $H_{10}$ . Такая конструкция СВЧ-плазмотрона нашла наибольшее распространение. Например, при вихревой стабилизации минимальная мощность, необходимая для поддержания разряда на воздухе, составляет 400 Вт. Энергия подводится по волноводу сечением  $72 \times 34$  мм при частоте возбуждающего поля 2375 МГц. Разряд зажигается в кварцевой трубке внутренним диаметром 50 мм, выходное отверстие в сопле составляет 8 мм. Диаметр плазменного стержня равен  $\sim 15$  мм и слабо зависит от изменения мощности в пределах от 400 Вт до 5 кВт. При этом КПД плазмотрона близок к 95 %.

Следует отметить, что изменение мощности в плазме в 2 раза приводит к изменению температуры газа на  $\sim 4$  %, так как последняя зависит только от диаметра плазменного образования. Исследования показали, что генератор низкотемпературной плазмы на волне  $H_{10}$  не может быть использован для нагрева газа выше 5000...6000 К. Для получения более высоких температур газа может быть использована конструкция СВЧ-плазмотрона, работающего на волне  $E_{01}$ .

Принципиальная схема разрядного устройства на волне типа  $E_{10}$  показана на рис. 39, б. Конструкция удобна для работы и при высоком, и при низком давлении газа. Расчеты показывают, что при возбуждении плазмотрона волной  $E_{01}$  удельная вкладываемая мощность быстро падает с ростом температуры. Высокий коэффициент передачи энергии сохраняется до очень высоких температур [6].

Данная конструкция обеспечивает получение безэлектродного разряда в металлической трубке без диэлектрической трубки. Через стандартный волновод прямоугольного сечения 1, сочлененный с круглым волноводом 2 так, что широкая стенка перпендикулярна оси круглого волновода, в трубе 2 возбуждается волна  $E_{01}$ . Разрядная камера 8 соединяется с трубой 2 при помощи дроссельного фланца 3. Тефлоновое или керамическое окно 4 отделяет трубу 2 от разрядной камеры 8. Коротко замыкающий поршень 6 служит для регулировки положения зоны разряда. Рабочий газ вводится в разрядную камеру через патрубки 9, обеспечивающие тангенциальный ввод газа. Для изоляции плазменного образования от тефлонового окна его конструкция обеспечивает осевой поддув через отверстие 5 в тефлоне, к которому газ подводится через патрубки 10. Нагретый газ выходит через сопло 7. Сопло охлаждается водой. При вкладывании в разряд СВЧ-мощности 10 кВт получена температура газа 8000 К.

## Вопросы для самоконтроля

1. Назовите требования к генераторам низкотемпературной плазмы, используемым в технологическом процессе.
2. Для каких целей используют плазмотроны с электрической дугой, стабилизированной неохлаждаемыми стенками? Перечислите их достоинства и недостатки.
3. Для каких целей используют однокамерные плазмотроны с вихревой стабилизацией электрической дуги? Перечислите их достоинства и недостатки.
4. Для каких целей используют двухкамерные плазмотроны с вихревой стабилизацией электрической дуги? Назовите их достоинства и недостатки.
5. Какой схемы и мощности плазмотрон был использован для нагрева воздуха в аэродинамической трубе?
6. Плазмотрон какой схемы и какой мощности был использован для промышленного получения ацетилена?
7. Какой существенный недостаток имеется у плазмотронов с вихревой стабилизацией электрической дуги?
8. За счет чего может быть уменьшена эрозия электродов у плазмотронов с вихревой стабилизацией электрической дуги?
9. Для каких целей используют плазмотроны с фиксированной длиной электрической дуги? Назовите их достоинства и недостатки.
10. Для каких целей используют плазмотроны с жидкостной вихревой стабилизацией электрической дуги? Перечислите их достоинства и недостатки.
11. Для каких целей используют высокочастотные индукционные плазмотроны? Перечислите их достоинства и недостатки.
12. Какой тип электрического разряда используют в высокочастотных индукционных плазмотронах?
13. Назовите достоинства и недостатки высокочастотных индукционных плазмотронов с осевой и вихревой газовой теплозащитой кварцевой разрядной камеры.
14. Для каких целей используют высокочастотные емкостные плазмотроны? Назовите их достоинства и недостатки.
15. Какой тип электрического разряда используют в высокочастотных емкостных и факельных плазмотронах?
16. Какие преимущества у плазмотронов, использующих электрический разряд E-типа, при осуществлении плазмохимических процессов?
17. Для каких целей используют сверхвысокочастотные плазмотроны? Назовите их достоинства и недостатки.

## 4. МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

### 4.1. Измерение температуры плазмы

Из существующих немногочисленных методов измерения температуры газа наиболее распространен и хорошо разработан метод, основанный на измерении доплеровского уширения линий [4]. Однако его трудно применять при высокой плотности и температуре плазмы из-за сложности получения достаточного разрешения, так как на доплеровское уширение накладывается уширение, обусловленное эффектом Штарка, а при низких температурах – из-за незначительности эффекта. Другие методы определения температуры тяжелых частиц имеют ограниченное применение. Так, метод, основанный на измерении скорости звука, применим только при очень малой степени ионизации и обладает недостаточным разрешением, а метод, использующий рассеяние монохроматического излучения лазера, требует больших размеров плазмы, и результаты зависят от температуры электронов.

**Измерение температуры плазмы по ее энтальпии.** Наиболее удобен и оперативен метод определения температуры газа по его энтальпии, отличающийся от других простотой и возможностью проводить локальные измерения. Впервые для плазмы этот метод был применен Греем [6]. Определение энтальпии основано на измерении теплового потока, воспринимаемого датчиком при отборе ионизованного газа через внутренний капилляр (рис. 35, а).

Зная расход газа через капилляр  $G_r$  и температуру газа на выходе из датчика  $T_r^0$ , можно определить энтальпию плазмы:

$$H = (Q/G_r) + H_0,$$

где  $Q$  – тепловой поток, полученный датчиком при отборе газа;  $H_0$  – энтальпия газа, соответствующая температуре  $T_0$ .

Конструкция датчика (рис. 35, а) состоит из коаксиальных тонкостенных трубок, позволяющих охлаждать датчик и отбирать газ в передней критической точке продольно обтекаемого цилиндра.

Можно использовать несколько иной энтальпийный датчик с разнесенными входом и выходом охлаждающей воды (рис. 35, б). Такая конструкция требует только двух коаксиальных трубок, что позволяет значительно

уменьшить его диаметр и тем самым увеличить чувствительность, не изменяя способа измерения энтальпии [4]. Минимальный диаметр датчика составляет 1,35 мм, что значительно меньше минимального диаметра (2,3 мм) датчика Грея [4], а максимальный диаметр 5 мм. Датчики изготовлены из меди, никеля и нержавеющей стали. Диаметр отверстия для отбора газа равен 0,4...1 мм. Схема измерения энтальпии плазмы приведена на рис. 36.

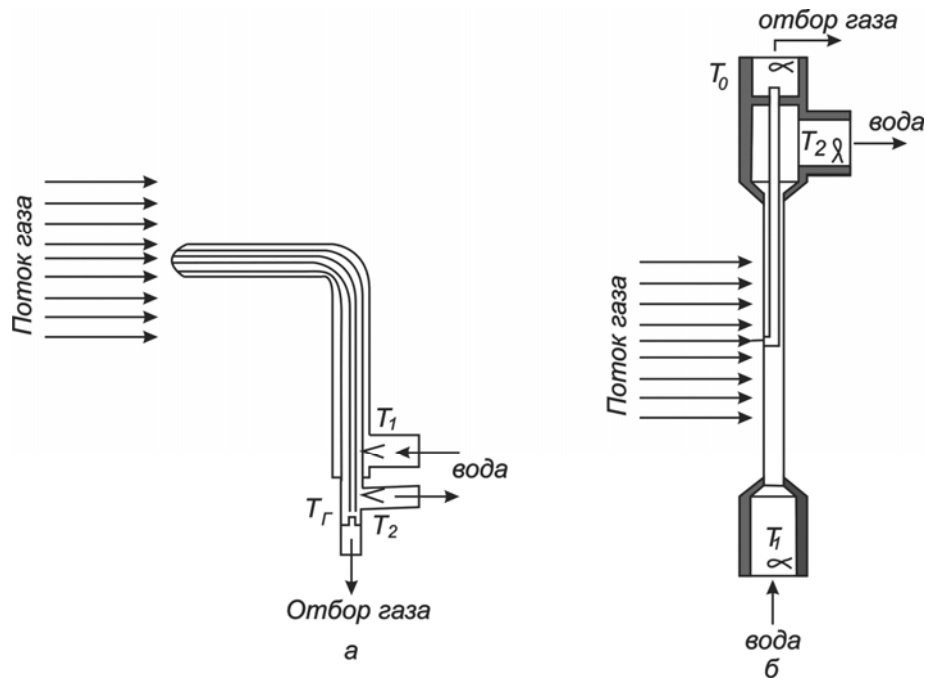


Рис. 35. Схема энтальпийных датчиков:  
а – по данным Грея; б – с повышенной чувствительностью

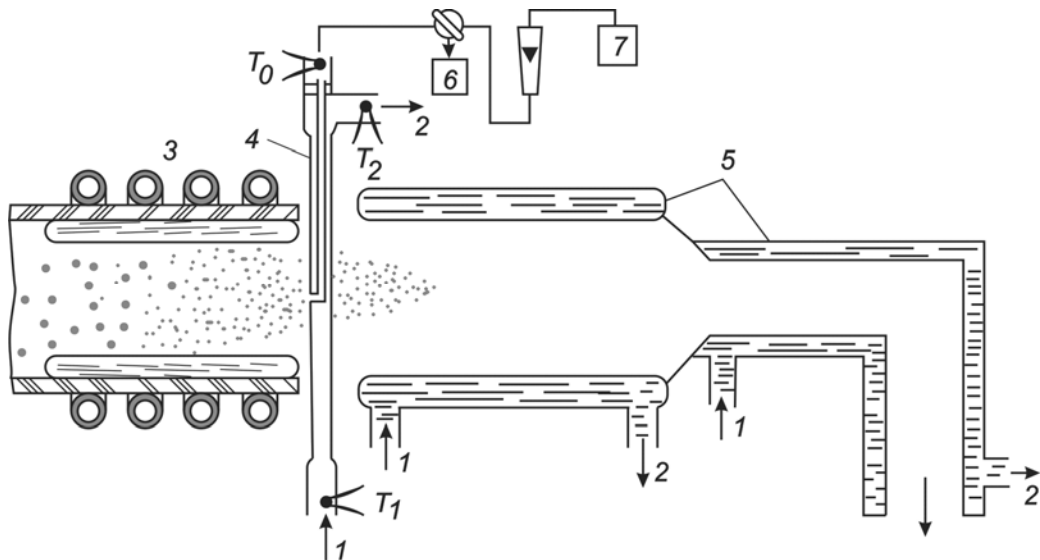


Рис. 36. Схема измерения энтальпии плазмы:  
1 и 2 – соответственно вход и выход охлаждающей воды в калориметре;  
3 – высокочастотная горелка; 4 – энтальпийный датчик;  
5 – калориметр; 6 – датчик; 7 – откачивающая система

Энтальпийный датчик устанавливался перпендикулярно потоку так, чтобы отверстие датчика, через которое отбирается газ, было направлено навстречу движению газа и находилось на передней критической линии цилиндра. Датчик центрировался относительно оси струи по темному пространству вблизи отверстия, образующегося при пропускании через внутренний капилляр холодного воздуха. Газ отбирался через датчик форвакуумным насосом, который соединялся с регистрирующим ротаметром через предварительно откачиваемую колбу. Данный датчик позволял также определять динамический напор струи плазмы.

При измерении температуры газа в плазме с помощью энтальпийного датчика очень важна его чувствительность. В соответствии с методом измерения энтальпии за чувствительность датчика принимается отношение теплового потока, полученного за счет протекания горячего газа через капилляр, к полному тепловому потоку, полученному датчиком в плазменном потоке:  $\sigma = (\Delta T_f - \Delta T_n) / \Delta T_f$ , где  $\Delta T_f$  и  $\Delta T_n$  – увеличение температуры охлаждающей воды с отбором и без отбора газа соответственно. При рассмотрении чувствительности, исходя из условий теплоотдачи между плазмой и стенкой датчика, Грей [4] предположил наличие ламинарного течения снаружи датчика и внутри капилляра. Так как параметры плазмы вдоль датчика изменяются, уравнения, описывающие теплообмен, нелинейны. Грей, вводя эффективную температуру и усредняя параметры плазмы по длине датчика, получил среднее значение чувствительности, которое затем сравнивал с экспериментальными значениями. Полного совпадения не наблюдалось.

Однако точное значение чувствительности не всегда требуется, более важна максимальная чувствительность, которая позволяет определить пределы применимости энтальпийного датчика. Максимальная чувствительность достигается, когда отбираемый газ полностью отдает свое тепло, охлаждаясь в капилляре до температуры стенки. Массовая скорость газа, проходящего через датчик, не должна превышать массовой скорости течения плазмы, иначе структура потока будет нарушена. Формулу для вычисления максимальной чувствительности энтальпийного датчика можно представить в виде:

$$\sigma_{\max} = H\rho v S_K / Q_f,$$

где  $\rho v$  – массовый расход отбираемого газа ( $\rho$  – плотность газа;  $v$  – скорость его в трубке);  $S_K$  – площадь поперечного сечения входного отверстия для отбора газа;  $Q_f$  – полный тепловой поток, получаемый датчиком.

На рис. 37 представлены расчетные зависимости максимальной чувствительности датчика от температуры при разных фиксированных скоростях течения аргонной плазмы.

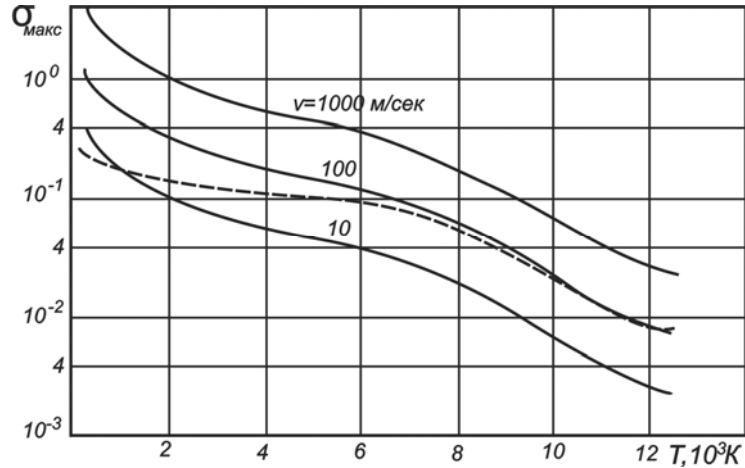


Рис. 37. Зависимость максимальной чувствительности энтальпийного датчика от температуры плазмы аргона ( $d=5$  мм,  $l=10$  мм): -----  $v=v_0T/T_a$  (при  $\Gamma_0=10^3$  К,  $v=10$  м/сек)

Полный тепловой поток  $Q_f$  вычислялся из условий теплообмена датчика с потоком плазмы по критериальной зависимости:

$$Q_f = Q_n + H\rho v S_k,$$

где

$$Q_n = 0,5 \frac{\lambda}{d} \text{Re}^{0,5} \text{Pr}^{0,4} \left[ \frac{(\rho\mu)_{пл}}{(\rho\mu)_{ст}} \right]^{0,2} \cdot \left\{ 1 + \text{Le}_{амб}^{0,52} \frac{H_i}{H} \right\} \frac{\Delta H}{c_p} \pi dl -$$

тепловой поток на датчик без отсоса газа;  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности;  $\rho$  – плотность;  $\mu$  – вязкость;  $c_p$  – теплоемкость;  $H_i$  – энтальпия ионизации;  $\Delta H$  – энтальпийный напор;  $\text{Le}_{амб}$  – критерий Льюиса – Семенова, учитывающий только амбиполярную диффузию.

Индексы «пл» и «ст» относят свойства газа к температуре плазмы и стенки соответственно:  $d$  и  $l$  – диаметр и длина поверхности датчика, находящегося в плазме. Расчет производился на единицу длины  $l=1,0$  см для  $d=0,5$  см. Диаметр капилляра считается равным 1,0 мм. В соответствии с рис. 37 чувствительность датчика с увеличением температуры падает, а с увеличением скорости течения плазмы растет. Пунктирная кривая вычислена для условий, когда скорость течения прямо пропорциональна температуре плазмы. Измерения более точны в области низких температур и высоких скоростей плазмы. В соответствии с работой [4], при переходе к молекулярному газу, например, к кислороду, чувствительность датчика возрастает. Учитывая рассмотренную чувствительность энтальпийного датчика и погрешности определения теплового потока при отборе газа через капилляр  $\pm 5\%$ , градуировки расходомера  $\pm 3\%$ , расчета энтальпии в зависимости от температуры  $\pm 2\%$ , можно считать, что погрешность определения температуры составляет  $\pm 10\%$ . При отсутствии в плазме тер-

динамического равновесия точность определения температуры уменьшается, но погрешность при этом не превышает  $\pm 20\%$ .

**Измерение температуры тяжелых частиц плазмы по теплоотдаче к поперечно обтекаемому цилиндру.** В последнее время развивается метод, основанный на измерении теплоотдачи от плазмы к вносимым телам [4]. Критериальная зависимость позволяет установить связь между плотностью теплового потока  $q$ , скоростью течения плазмы или динамическим напором и температурой. Обычно тепловой поток измеряют с помощью цилиндрического калориметрического датчика, а скорость течения плазмы – по измерениям динамического напора. Критериальная зависимость используется в следующем виде:

$$\frac{q}{\sqrt[4]{p}} = 0,6 \text{Pr}^{0,4} \frac{\lambda \rho^{0,25}}{\sqrt{d\mu}} \left[ \frac{(\rho\mu)_{nl}}{(\rho\mu)_{cm}} \right]^{0,2} \left[ 1 + (Le^{0,52} - 1) \frac{H_d}{H} \right] \frac{\Delta H}{c_p},$$

где  $p$  – динамический напор,  $H_d$  – энтальпия диссоциации.

В правой части все параметры зависят только от температуры и, следовательно, величину  $q/\sqrt[4]{p}$  можно вычислить и сопоставить с экспериментальными значениями. Из этого сопоставления и определяется температура плазмы. Точность определения температуры плазмы зависит от правильности выбора критериальной зависимости, точности определения условий теплообмена, погрешности определения теплофизических характеристик плазмы и погрешности измерения теплового потока и скоростного напора плазменной струи. Приведенная критериальная зависимость подтверждена экспериментально с погрешностью  $\pm 25\%$ . Погрешность вычисления температуры по тепловому потоку и скорости течения плазмы составляет  $\pm 10\%$  в области температур, где имеет место ионизация или диссоциация газа.

## 4.2. Измерение тепловых потоков

Существующие методы измерения тепловых потоков плазмы по способам регистрации делятся на стационарные и нестационарные [4, 6].

**Стационарные методы** основаны на измерении разности температуры охлаждающей воды, протекающей через исследуемую модель, помещенную в поток плазмы; нестационарные – на измерении зависимости температуры датчика во времени.

**Нестационарные методы.** Из нестационарных методов наиболее распространен метод измерения теплового потока с помощью датчика, представляющего собой металлическую пластину, покрытую с одной стороны слоем теплоизоляции бесконечной толщины. Нестационарные методы определения тепловых потоков классифицируются по толщине металлической пластины и способу измерения ее температуры во времени.



**Определение теплового потока по изменению температуры поверхности датчика (метод тонкопленочного термометра сопротивления).** При постоянном одномерном тепловом потоке через металлическую пластину конечной толщины, находящуюся в идеальном контакте с полубесконечным слоем изоляции, изменение температуры на поверхности контакта металла и изоляции описывается выражением:

$$T_m(l, t) = \frac{2\sqrt{am}}{\lambda_m} \cdot \frac{q}{1+A} \sum_{n=0}^{\infty} \left( \frac{1-A}{1+A} \right)^n \times \left[ 2\sqrt{\frac{t}{\pi}} \exp\left[ -\frac{(2n+1)^2 l^2}{4a_m t} \right] - \frac{2n+1}{\sqrt{a_m}} \operatorname{erfc} \frac{(2n+1)l}{2\sqrt{a_m t}} \right],$$

где  $T_m$  – температура металла;  $l$  – линейный размер;  $t$  – время;  $\lambda_m$  – коэффициент теплопроводности металла;  $A$  – отношение коэффициентов теплопроводности и температуропроводности металла и изоляции;  $a_m$  – коэффициент температуропроводности металла:

$$A = \frac{\lambda_i}{\lambda_m} \sqrt{\frac{a_m}{a_i}}.$$

Если толщина металла значительно меньше характеристической толщины изолятора  $l_i$ , которая, в свою очередь, меньше характеристической толщины металла  $l_m$ , приближенно означающей глубину проникновения теплового потока за время  $t$ , то средняя температура металлической пластины равна температуре контакта металла с изолятором:

$$T_m(l, t) = \left( 2\sqrt{a_i} / \sqrt{\pi\lambda_i} \right) q t, \quad (61)$$

где  $q$  – плотность теплового потока к пластине.

Температура тонкой металлической пленки обычно измеряется по изменению ее электрического сопротивления:

$$R = R_o(1 + a_R T_m),$$

где  $R_o$  – электрическое сопротивление пленки при комнатной температуре;  $a_R$  – температурный коэффициент сопротивления.

Плотность теплового потока к пластине вычисляется по формуле, получаемой из выражения (61).

**Экспоненциальный (калориметрический) метод (метод массивного термометра сопротивления).** В отличие от тонкопленочного термометра сопротивления, в данном методе толщина металлической пластины  $l$  выбирается больше характеристической толщины металла  $l > \sqrt{a_m t}$ . В этом случае датчик поглощает практически все подводимое к нему тепло и тем самым является калориметром. Тепловой поток  $Q$ , поступающий в такое тело за время  $dt$ , равен изменению теплосодержания элемента:

$$q = l\rho_m c_p dT / dt, \quad (62)$$

где  $c_p$  – теплоемкость;  $l$  – толщина и  $p_m$  – плотность материала датчика.

Так как датчик имеет конечные размеры, потери тепла от металлической пластины к изолятору искривляют линейные характеристики нагрева такого калориметра. В работе [4] приведены результаты расчета потерь тепла к изолятору при идеальном контакте металлической пластины с изолятором из пирекса. На рис. 38 приведена зависимость отношения тепловых потоков, определяемая выражением:

$$Q_i / Q_o = \int_0^t q_i dt / q_o t,$$

где  $Q_i$  – тепловой поток от датчика к изолятору;  $q_o$  – плотность теплового потока к датчику.

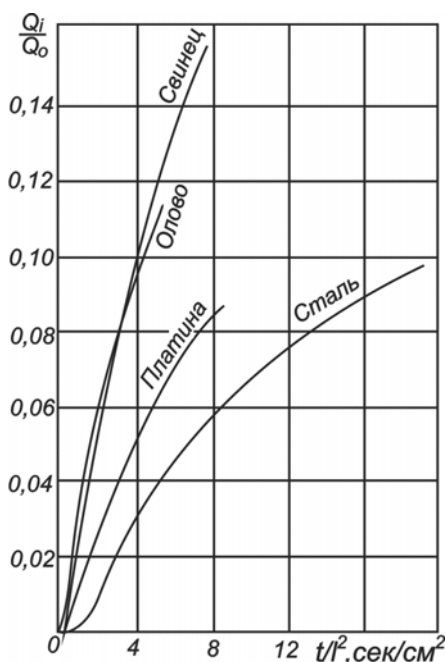


Рис. 38. Утечки тепла от калориметра к изолятору для различных материалов датчика

Наличие небольших воздушных прослоек между датчиком и изолятором значительно снижает потери тепла. Изменение температуры пластины во времени, как и в случае тонкопленочного термометра сопротивления [4], определяется через изменение электрических величин. Интегрируя выражение для распределения температуры по толщине металлической пластины и в соответствии с формулой  $dU / dt = \alpha_R R_0 I \cdot dT / dt$ , характеризующей изменение напряжения  $U$  с изменением температуры датчика во времени, можно записать выражение для плотности теплового потока через среднюю температуру пластины:

$$q = \frac{1}{IR_0} \cdot \frac{\rho c_p l}{\alpha_R} \cdot \frac{dU}{dt}, \quad (63)$$

где  $I$  – сила тока, текущего через датчик при напряжении  $U$ .

Выражение (63) справедливо только для одномерного теплового потока, когда каждый слой пластины имеет везде одинаковую температуру. В случае слишком объемного датчика тепло не успевает проникнуть на всю его толщину за время эксперимента, и распределение температуры становится нелинейным. Для компенсации нелинейности распределения температуры вводится поправка [4].

Температуру датчика можно регистрировать разными способами в зависимости от того, какое из выражений – (62) или (63) – используется. Для определения плотности теплового потока в соответствии с выражением (62) датчик заделывается в исследуемую модель, и при известных размерах и физических параметрах датчика изменение температуры во времени регистрируется дифференциальной термопарой. В работе [19] для измерения  $q$  использовались полые цилиндры с плоскими, сферическими и эллипсоидальными торцами с небольшой толщиной стенки. В работе [4] в качестве датчика применялись алюминиевые пробки большой толщины с заделанными внутрь термопарами. Для уменьшения погрешности, связанной с наличием радиальной составляющей теплового потока, которая обуславливает утечку тепла вдоль образующей модели, в работе [4] использовались модели в виде полусферы, состоящие из отдельных сегментов. В процессе измерения температура сегментов изменялась с различной скоростью и изотермические условия имели место лишь в начальный момент времени. Поэтому для расчета  $q$  использовалась экстраполяция зависимостей  $T(t)$  к моменту  $t = 0$ , при котором справедливо уравнение (62).

Если для определения  $q$  используется выражение (63), то методика проведения эксперимента аналогична методике тонкопленочного термометра сопротивления. Так, в работе [24] использовалась платиновая пластина в контакте с моделью из пирекса с полусферической головкой. Датчик покрывал  $30^\circ$  головки модели.

При измерении тепловых потоков в сильно ионизованных газах возникало электрическое замыкание датчика по поверхности пленки, что было устранено покрытием датчика моноокисью или двуокисью кремния. В процессе отжига моноокись кремния переходит в двуокись. Толщина покрытий составляла приблизительно  $0,01$  мкм для тонкопленочного термометра сопротивления, а для массивного термометра сопротивления  $1$  мкм и  $6$  мкм [4].

Погрешности определения тепловых потоков данным методом связаны с неопределенностями, вносимыми самим датчиком. Трудно уста-

новить точную величину сопротивления, соответствующего эффективной поверхности датчика, а также контактное сопротивление соединений чувствительного элемента. Измеренные величины сопротивлений отличаются на  $\pm 15\%$  от величины, вычисленной в соответствии с размерами датчика и данными по сопротивлению материала [4].

**Определение теплового потока до начала плавления материала.** Этот метод аналогичен описанному выше методу определения теплового потока по изменению температуры поверхности. В основе метода лежит решение одномерного уравнения теплопроводности для полуограниченного тела при постоянной плотности теплового потока  $q$  на поверхности [4]. Основной определяющей величиной является  $t_{пл}$  – время от начала нагревания тела до достижения температуры плавления  $T_{пл}$ . В соответствии с формулой (61),

$$q = \left( \sqrt{\pi} / 2 \right) \sqrt{\rho c_p \lambda} / (t_{пл} T_{пл}).$$

В качестве датчиков для определения плотностей тепловых потоков от воздуха, нагретого в электродуговом подогревателе, использовались медные и алюминиевые цилиндры, защищенные с боковой поверхности стекловолокном [4]. Время до начала плавления измерялось с помощью кино съемки или секундомером.

**Метод калориметра с линейной характеристикой.** Определение плотности теплового потока с помощью калориметра с линейной характеристикой основано на измерении температуры обратной поверхности датчика, в отличие от экспоненциального калориметрического метода, в котором  $q$  определяется по изменению средней температуры пластины (датчика), перпендикулярной к потоку. Схема датчика и его одномерная модель приведены на рис. 39.

Датчик представляет собой пластину определенных размеров, через переднюю поверхность которой поступает равномерный тепловой поток, причем боковые и обратная поверхности пластины теплоизолированы.

Вследствие такой конструкции датчика задача определения температуры обратной поверхности и связи ее с  $q$  сводится к решению одномерного уравнения теплопроводности  $\partial^2 T / \partial x^2 = 1/a \cdot \partial T / \partial t$  с граничными условиями: при  $x = 0$ ;  $q = \text{const}$ ; при  $x = l$   $\partial T / \partial x = 0$ ; при  $t = 0$ ;  $T = 0$ . Решение уравнения имеет следующий вид [4]:

$$T = q \frac{2\sqrt{at}}{\lambda} \sum_{n=0}^{\infty} \left[ \text{ierfc} \frac{(2n+1)l - x}{2\sqrt{at}} + \text{ierfc} \frac{(2n+1)l + x}{2\sqrt{at}} \right], \quad (64)$$

где  $a$ ,  $\lambda$ , – коэффициенты температуропроводности и теплопроводности;  $x$  – положение термопары.

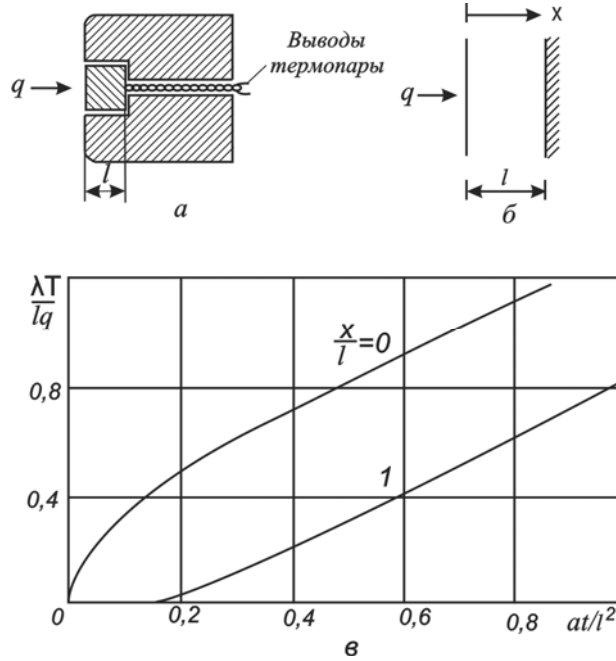


Рис. 39. Схема (а) калориметрического датчика с линейной характеристикой (в) его одномерной модели (б)

Значения суммы в зависимости от  $x/l$  и  $at/l^2$  протабулированы в работе [4]. Время  $t_1$ , по прошествии которого температура на обратной стороне датчика начинает возрастать линейно:

$$t_1 = 0,35l^2 / a, \quad (65)$$

где  $l$  – в см;  $a$  – в см<sup>2</sup>/сек.

Из решения уравнения (64) следует, что температура передней поверхности по истечении переходного режима является также линейной функцией времени:

$$T = \frac{lq}{\lambda} \left( \frac{at}{l^2} + \frac{1}{3} \right)$$

и достигает максимально допустимой температуры  $T_{\text{макс}}$  за время

$$t_2 = \frac{l^2}{a} \left( \frac{\lambda T_{\text{макс}}}{lq} - \frac{1}{3} \right). \quad (66)$$

Исходя из выражений (65) и (66), может быть определена линейная часть температурно-временной характеристики:

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \left( (\lambda T_{\text{макс}} / aq)l - 0,683l^2 / a \right).$$

Для измерения высоких тепловых потоков желательно иметь максимальный временной интервал:

$$\Delta t_{\text{макс}} = 0,366\lambda^2 T_{\text{макс}}^2 / aq^2$$

при оптимальной толщине датчика:

$$l_{opt} = lT_{max} / 1,366q .$$

На рис. 40 приведены значения  $l_{opt}$  и  $\Delta t_{max}$  для датчика из меди.

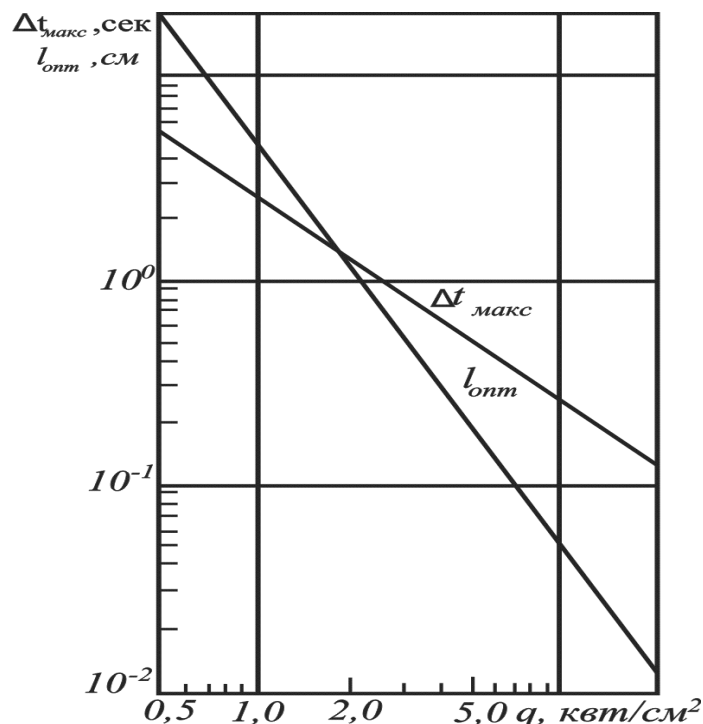


Рис. 40. Зависимость  $l_{opt}$  и  $\Delta t_{max}$  от плотности теплового потока

Для  $q=10$  кВт/см<sup>2</sup> оптимальной толщиной калориметрического датчика, обеспечивающей максимальную величину временного интервала, является значение  $l_{opt}=0,5$  мм. При меньших плотностях тепловых потоков величина  $l_{opt}$  увеличивается и при  $q=1$  кВт/см<sup>2</sup> достигает 5 см. Следует отметить, что для снижения градиента температур в датчике диаметр рабочей поверхности должен быть меньше или сравним с величиной  $l_{opt}$ . В работе [4] плотность теплового потока измерялась датчиком, где в качестве калориметра использовался медный цилиндр диаметром 3,2 и длиной 6,4 мм, помещенный в теплоизоляционный материал.

**Метод поверхностных точек.** Плотность теплового потока определяется по температурам лицевой и обратной поверхностей датчика. В соответствии с законом Фурье, плотность потока тепла к плоской пластине определяется:

$$q = -\lambda(\partial T / \partial z)_{z=0} , \tag{67}$$

где  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности материала датчика;  $z$  – координата по нормали к поверхности датчика.

Таким образом, необходимо знать градиент температур в материале датчика. Для бесконечной пластины толщиной  $\delta$  градиент температур можно определить из решения уравнения теплопроводности с начальным  $T(z)|_{t=0} = f(z)$  и граничными условиями:  $T(0, t) = \varphi_1(t)$  и  $T(l, t) = \varphi_2(t)$  [4], которые могут быть определены экспериментально.

Вычисленная зависимость  $T(z, t)$  подставляется в уравнение (67). Зная температуры передней и обратной поверхностей датчика, можно определить тепловой поток.

В качестве датчика можно использовать модель, позволяющую приблизить условия опыта к нагреванию бесконечной пластины, в виде стального цилиндра, окруженного двумя кольцами из теплоизоляционного материала.

**Метод цилиндрического термометра сопротивления.** В работе [4] для измерения тепловых потоков использовался калориметрический метод цилиндрического (проволочного) термометра сопротивления. Тепловой поток на единицу цилиндрического датчика (проволоки) определяется выражением:

$$Q_l = c_p m_l dT / dt,$$

где  $c_p$  – теплоемкость материала датчика;  $m_l$  – масса проволоки на единицу длины.

Изменение температуры проволоки обычно регистрируется путем измерения ее электрического сопротивления:

$$R_t = R_0 (1 + \alpha_R T),$$

где  $\alpha_R$  – температурный коэффициент электрического сопротивления;  $R_0$  – электрическое сопротивление проволоки при температуре окружающей среды – атмосферы.

Измерение  $R_t$  обычно производится с помощью мостовой схемы. Для упрощения вычислений теплового потока следует поддерживать постоянными напряжение  $U_0$ , подаваемое на мост, и силу тока  $I$ , протекающего через  $R_t$ . В этом случае напряжение  $U_t$ , измеряемое осциллографом, определяется выражением:

$$U_t(x) = (R_t - R_0) I.$$

Учитывая, что  $R_0 = 4\rho_R l / \pi d^2$ , где  $\rho_R$  – удельное электрическое сопротивление проволоки;  $l$  – ее длина, плотность потока, имеем:

$$q(x) = \frac{\pi^2 \rho c_p d^4}{16 \alpha_R \rho_R I} \cdot \frac{dU_t(x)}{dt},$$

где  $q(x)$  – плотность теплового потока в зависимости от положения датчика в потоке плазмы;  $\rho$  – плотность материала датчика;  $d$  – его диаметр;  $U_i(x)$  – падение напряжения на проволоке.

Данный метод для определения локальной плотности теплового потока требует применения пересчета измеренных значений  $q(x)$  в радиальное распределение.

**Метод динамической термопары.** Как и большинство нестационарных калориметрических методов, он основан на измерении поглощенного в датчике тепла, то есть на измерении скорости нагрева спая термопары. Спай термопары изготовлялся в виде сферы или цилиндра. В последнем случае термопара сваривалась встык (бескорольковая термопара) и образовывала сплошной цилиндр.

В работе [4] термопара вводилась в плазму с помощью электромагнита. На рис. 41 приведена схема устройства, позволяющего быстро вводить спай термопары в определенную точку плазмы.

В схеме предусмотрена плавная регулировка времени выдержки термопары в плазме с помощью сопротивлений  $R7$  и  $R8$  в пределах 0,05 – 10 сек, что позволяет предохранить термопары от перегрева.

Характерная осциллограмма кривой нагрева спая термопары приведена на рис. 42. Плотность теплового потока вычислялась с помощью выражений для цилиндра и сферы таким образом:

$$q = \rho c_p \frac{d}{4} \cdot \frac{dT}{dt} \text{ и } q = \rho c_p \frac{d}{6} \cdot \frac{dT}{dt},$$

где  $d$  – диаметр;  $\rho$  – плотность;  $c_p$  – теплоемкость термопары. Данный метод позволяет измерять непосредственно локальную плотность теплового потока.

**Стационарные методы измерения тепловых потоков (методы охлаждаемого калориметра).** Имеется три стационарных метода измерения тепловых потоков, различающихся типами охлаждаемых калориметров: метод точечного калориметра, измеряющего локальные значения теплового потока, усредненные по площади датчика; метод линейного (цилиндрического) калориметра, измеряющего тепловой поток на линии, перпендикулярной оси потока, и метод поверхностного калориметра, измеряющего тепловой поток к плоскости.

**Метод точечного калориметра.** Метод назван так потому, что величина тепловоспринимающей поверхности датчика мала по сравнению с общим сечением плазменного потока, что дает возможность пренебречь градиентом температуры по его сечению и измерять тепловой поток в отдельной точке. Плотность теплового потока, измеряемая с помощью точечного калориметрического датчика, как и в других стационарных



методах, определяется по нагреву и массовому расходу охлаждающей воды в соответствии с выражением  $q = c_p G \Delta T / S$ , где  $c_p$  – теплоемкость воды;  $G$  и  $\Delta T$  – расход и повышение температуры охлаждающей воды.

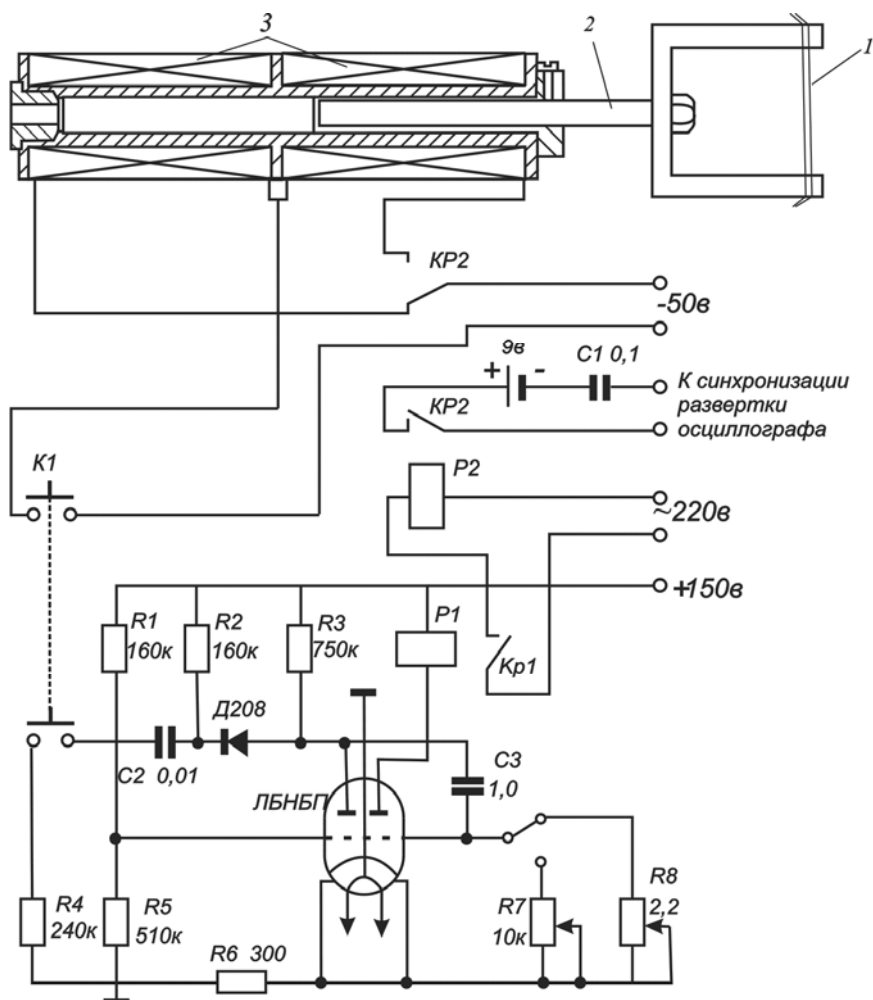


Рис. 41. Схема динамической термопары:  
 1 – бескорольковая термопара; 2 – подвижный шток;  
 3 – электромагнит; K1 – кнопка пуска; P1 – реле управления (PCM-2);  
 P2 – реле переключения обмоток магнита (MKY-48)

**Метод линейного цилиндрического калориметра.** Исследование радиального распределения плотности теплового потока  $q(r)$  можно производить с помощью цилиндрического калориметрического датчика путем перемещения его в плоскости, расположенной нормально к потоку. В работе [4] для измерений использован медный охлаждаемый водой капилляр диаметром 1,35 мм. Измеренное распределение теплового потока  $q(x)$ , где  $x$  – координата, перпендикулярная оси потока, преобразовывается в радиальное распределение  $q(r)$  точно таким же образом, как и радиальное распределение интенсивности излучения по Абелю

[4]. При этом вводилась нормировка  $N = (n/r)(1/2\pi R)$ , где  $n$  – число зон, используемых в пересчете;  $r$  – радиус струи плазмы;  $R$  – радиус датчика.

**Метод поверхностного калориметра.** Экспериментальное исследование процессов теплоотдачи, происходящих при торможении нагретого газа на плоской поверхности, можно производить с помощью поверхностного (плоского) калориметрического датчика. Этот метод, помимо полной тепловой мощности струи, позволяет определять распределение плотности теплового потока по радиусу нагретого газа. В последнем случае используется плоский водоохлаждаемый зонд, разделенный на два участка тепловым барьером. Температура охлаждающей воды измеряется отдельно по обоим участкам. Тепловой поток  $Q(x)$ , полученный датчиком, где  $x$  – координата, определяющая положение датчика, связан с радиальным распределением плотности теплового потока  $q(r)$  выражением:

$$Q(x) = 2 \int_x^R \frac{q(r)rdr}{\cos(x/r)}.$$

В работе [4] предложен способ пересчета данных  $Q(x)$  посредством разделения абсциссы  $r$  на  $2n$  равных участков шириной  $b$  и вычисления  $q(r)$  численным методом на основе выражения:

$$q_k(r) = \frac{1}{\pi b^2} \sum_{i=k-1}^{n-1} C_{k,i} Q_i(x),$$

а также составлены таблицы коэффициентов  $C_{k,i}$  для 30 зон.

### 4.3. Измерение скорости течения плазмы

Измерение скорости течения газов с очень высокой температурой – сложная и трудоемкая задача. Методов измерения мало, и многие из них не обладают достаточной точностью и разрешением, например, методы, основанные на измерении реакции струи плазмы или скорости движения ионизационной метки.

**Измерение скорости течения плазмы по реакции плохо обтекаемого тела.** В качестве такого тела можно использовать графитовый диск диаметром 5 мм. Сила, действующая на диск, находится из выражения  $F = C_d(pv^2/2)S$ , где  $C_d$  – коэффициент лобового сопротивления диска;  $S$  – его площадь;  $p$  – плотность газа в плазме;  $v$  – скорость течения плазмы. Значение  $C_d$  определялось тарировкой на холодном потоке газа и оказалось равным единице. Зная плотность газа в точке измерения силы, действующей на диск, можно вычислить скорость течения плазмы. Однако данный метод не позволял измерять скорость течения плазмы длительное время, так как графитовый наконечник при очень высоких температурах изменял свою форму, что вносило все увеличивающуюся со

временем систематическую погрешность. Конструктивные трудности при создании водоохлаждаемой весовой площадки вряд ли могут быть оправданы, так как относительная величина площади диска не позволит измерить радиальное распределение скорости течения плазмы.

**Метод треков.** Скорость течения плазмы определялась по длине треков угольных частиц, пролетающих через плазму, которые фотографировались с определенным временем экспозиции. По точности измерений метод треков не обладает большими преимуществами, так как скорость движения частиц в большинстве случаев меньше скорости течения газа, а степень отставания трудно поддается оценке.

**Метод измерения скорости течения плазмы трубкой полного напора.** Этот метод наиболее распространен при измерении скорости течения газов при низких температурах [4]. В последнее время его используют для измерения скорости течения плазмы в открытых струях и каналových дугах. Применяют водоохлаждаемые трубки полного напора, стационарно вносимые в определенную область плазменной струи, и неохлаждаемые трубки, быстро проносимые сквозь плазменный сгусток. Давление в передней критической точке тела, внесенного в поток, определяют соотношением:

$$p = p_0 + (\rho v^2 / 2), \quad (68)$$

где  $p$  и  $p_0$  – соответственно полное и статическое давление;  $\rho$  – плотность плазмы;  $v$  – скорость ее течения.

Если плотность плазмы известна, то из измерений скоростного напора можно вычислить скорость течения плазмы. Насадки, используемые для измерений при нестационарном методе регистрации, приведены на рис. 43.

Для измерения полного напора применяют насадки двух конструкций: по типу трубки Пито (рис. 43, а) и цилиндрическую насадку с измерительным отверстием на боковой поверхности цилиндра (рис. 43, б). По точности измерений данные насадки идентичны, но вторая конструкция насадки позволяет измерять давление через узкую щель каналовой дуги. Для измерения статического давления использовалась дисковая насадка (шайба Сера, рис. 43, в), которая устанавливалась в потоке так, чтобы плоскость диска была параллельна направлению скорости.

Для регистрации давления в нестационарном случае использовался конденсаторный микрофон МК-5, включенный в плечо моста, собранного по схеме двухтактного генератора на двойном триоде 6Н1П (рис. 43, г). Колебательный контур генератора, состоящий из последовательно соединенных индуктивностей  $L_1$ ,  $L_2$  и емкостей микрофона  $C_M$ ,  $C_3$  и  $C_4$ , включен между сетками триодов. Внутренние сопротивления трио-

дов и сопротивление  $R1$  в анодной цепи образуют мост, в диагональ которого включен осциллограф. При отсутствии сигнала давления оба контура настроены на одну частоту (настройка производится емкостью  $C_3$ ).

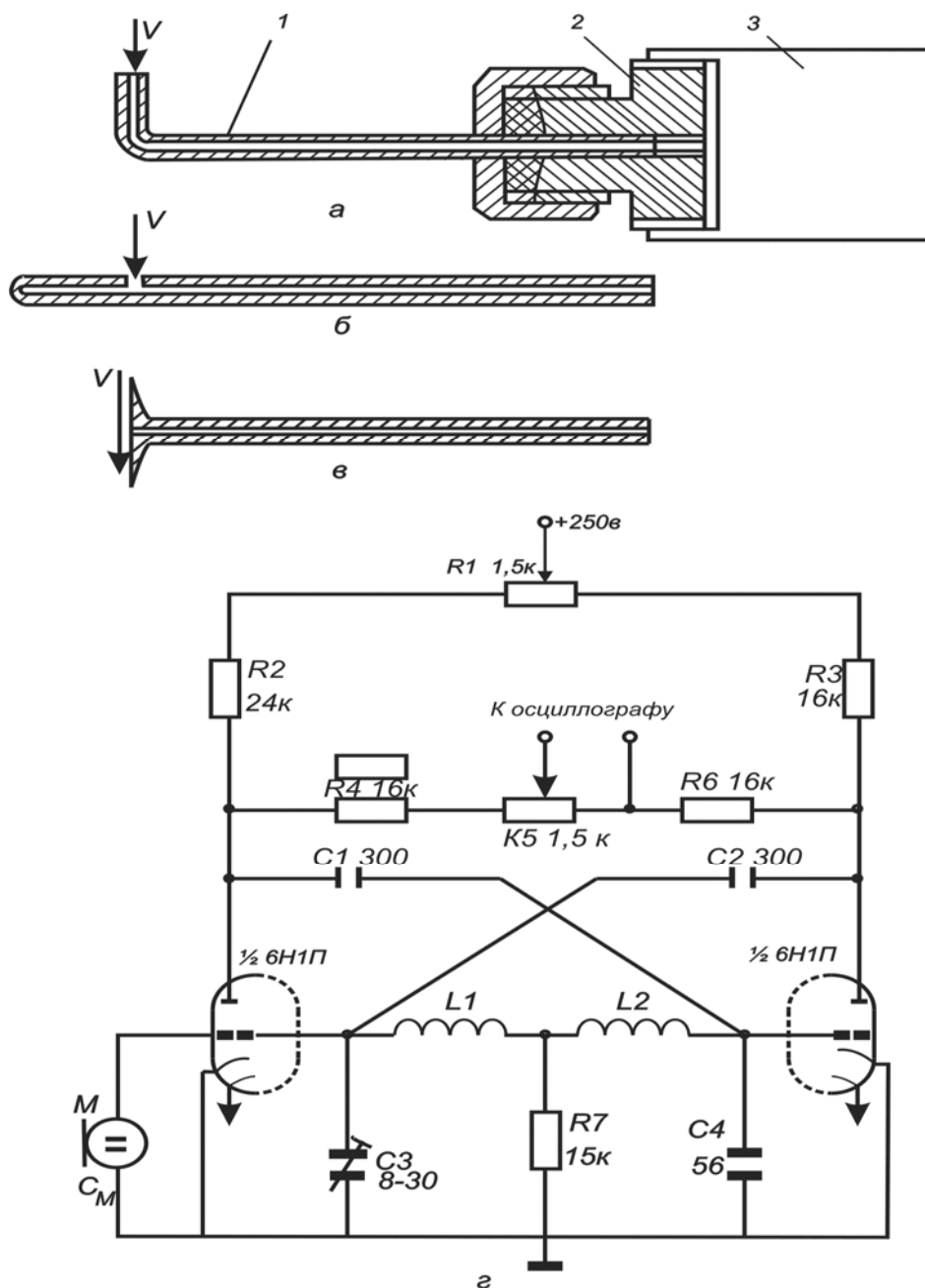


Рис. 43. Измерительные насадки полного (а, б) и статического (в) давлений и схема двухтактного генератора (г):  
1 – насадка; 2 – переходная втулка; 3 – микрофон

Сигнал давления, воспринимаемый насадкой, передается на мембрану микрофона и вызывает изменение  $C_M$ , что приводит к разбалансу моста и появлению сигнала на осциллографе. Для повышения чувстви-

тельности схемы необходимо, чтобы емкость  $C_m$  была больше емкости монтажа, емкости подсоединяющего кабеля и емкостей  $C_3$  и  $C_4$ . Поэтому микрофон необходимо монтировать на панели генератора.

Для измерения скоростного напора в некоторых случаях удобно пользоваться акустическим зондом ЗА-4, особенно там, где невозможно использовать микрофон с измерительной схемой, так как в этом случае трубка полного напора может соединяться с акустическим зондом резиновой трубкой длиной 2,5 м; при этом сохраняется равномерность частотной характеристики до 4000 Гц [4].

Давление у входного отверстия измерительной трубки в общем случае имеет сложную зависимость:

$$p - p_0 = \frac{1}{2} \rho v^2 \cdot f(\text{Re}, \text{grad } p, M, \text{Pr}, \gamma, \bar{v}^2 / v, \lambda / r, tv / r_i, \theta, r_i / r, \dots),$$

где  $\text{grad } p$  – градиент давления в окрестности измерительного отверстия;  $M$  – число Маха;  $\gamma$  – отношение теплоемкостей при постоянных давлении и объеме;  $\bar{v}^2 / v$  – интенсивность турбулентности свободного потока;  $\lambda / r$  – число Кнудсена, характеризующее отношение свободного пути пробега молекул к радиусу датчика и учитывающее эффект скольжения;  $tv / r_i$  – отношение времени релаксации газа к характерному времени движения молекул газа в окрестности измерительного отверстия;  $\theta$  – угол атаки;  $r_i / r$  – отношение радиуса измерительного отверстия к наружному радиусу трубки.

Для нестационарных датчиков следует добавить зависимость давления от скорости прохождения датчиком потока плазмы, от внутреннего радиуса трубки и ее длины, а также от объема, образующегося между вставкой 2 и подвижной мембраной микрофона (рис. 43, а). Данная зависимость частично учитывает (через определяющие критерии) сильную неизотермичность плазмы в пограничном слое у входного отверстия насадки. Однако измерения в струе дугового плазматрона с помощью дисковой насадки (рис. 44) показали, что влияние неизотермичности на измеряемое давление не превышает погрешности, обусловленной измерительной схемой, и составляет не более  $\pm 5\%$ .

Эта величина хорошо согласуется с данными работ [4], что позволяет в дальнейшем оперировать соотношениями для изотермического случая.

Рассмотрим погрешности измерений давления при скорости потока значительно ниже скорости звука, когда  $M \ll 1$  и атмосферном давлении, когда скольжение газа не существенно.

**Влияние инерционности датчика (амплитудное и фазовое искажение сигнала).** При прохождении измерительной трубки через поток плазмы на ее входе возникает переменное давление, которое пере-

дается мембране микрофона. Выходной сигнал будет зависеть от скорости изменения давления и демпфирования, которое определяется в основном размерами измерительной трубки. Время пребывания датчика в плазме должно быть достаточно малым, чтобы обеспечить сохранность измерительной трубки, и достаточно продолжительным, чтобы обеспечить неискаженную регистрацию давления.

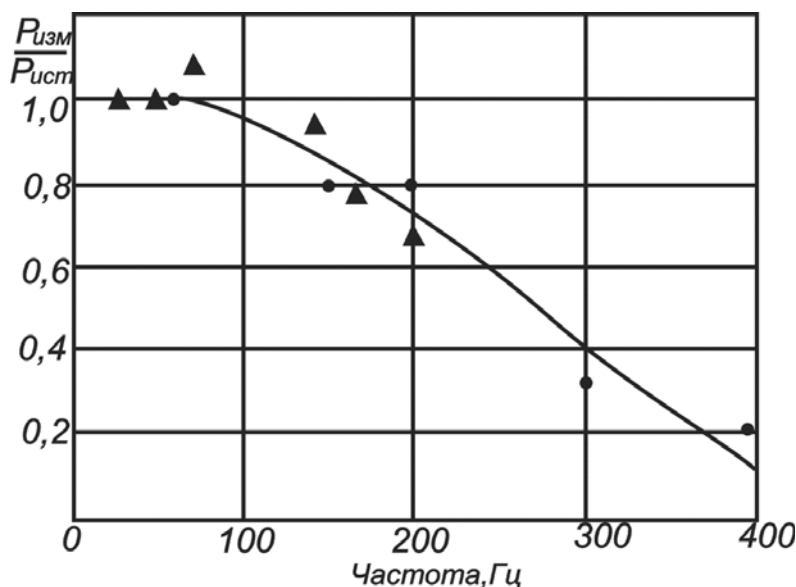


Рис. 44. Частотная характеристика измерительной системы:

$\blacktriangle$  – измерения в пульсирующей струе воздуха;

$\bullet$  – измерения в звуковом поле колеблющегося диффузора

Установлено оптимальное соотношение между внутренним диаметром измерительной трубки и зазором  $h$ , образующимся между вставкой 2 (рис. 43) и мембраной микрофона 3. Оптимальное значение  $h = 0,025$  мм получено теоретически из условий изоэнтропийного сжатия газа [4]. Приведены и частотные зависимости измеряемого давления для различных диаметров измерительной трубки и зазора  $A$ . В работе [4] подробно рассмотрено влияние резонансной частоты датчика на точность измерений. Установлено, что заполнение измерительной трубки гелием сдвигает собственную частоту системы в область больших частот более, чем в 2 раза, что значительно расширяет возможные пределы измерений при импульсном давлении.

Для определения частотной характеристики измерительной системы снималась зависимость отношения измеренного импульса давления к истинному от частоты измерения в струе воздуха, которая прерывалась вращающимся диском со щелью, и в звуковом поле колеблющегося диффузора. В первом случае истинное давление определялось подключением к измерительной трубке микроманометром, а во втором – изме-

рением амплитуды звукового давления микрофоном без трубки. Как видно из рис. 44, экспериментальные точки двух измерений совпадают.

При частоте 50 Гц наблюдается спад измеренного сигнала давления, усиливающийся с увеличением частоты. При измерениях в плазме частота изменения сигнала давления составила не более 30 Гц, что обеспечило неискаженное воспроизведение изменения давления на входе измерительной трубки.

**Влияние вязкости газа при малых Re.** Соотношение (68), связывающее давление и скорость газа в окрестности измерительного отверстия трубки полного напора, получено из решения уравнения Навье–Стокса в пограничном слое без учета вязкости. При некоторых температурах (для аргоновой плазмы при  $T \sim 10^4 \text{K}$ ) вязкость плазмы более, чем на порядок, превышает вязкость холодного неионизованного газа, и при достаточно малой скорости течения силы, обусловленные вязкостью, становятся сравнимыми, а в некоторых случаях и больше инерционных ( $Re < 1$ ), поэтому их необходимо учитывать. Хоманн [4], решая уравнение Навье–Стокса, учел влияние толщины пограничного слоя при  $Re < 100$ , сравнимой с радиусом цилиндра, и получил выражение:

$$\frac{p - p_0}{\frac{1}{2} \rho v^2} = 1 + \frac{4}{Re + 0,457 \sqrt{Re}} = C. \quad (69)$$

Эта зависимость приведена на рис. 45 (кривая 1).

Экспериментальные точки, полученные Хоманном для цилиндров с внешними диаметрами 1; 1,377; 2 см и внутренними 0,1 и 0,2 см, хорошо совпадают с теоретической кривой. Данные других авторов значительно отличаются от теории. Это, по-видимому, связано с тем, что при выводе зависимости (69) не учитывалось влияние размеров измерительного отверстия. С увеличением отношения  $di/d$  кривые смещаются в область малых чисел  $Re$ . Однако определенную зависимость установить не удастся, поэтому необходимы дополнительные тщательные эксперименты, которые позволят уточнить приведенные кривые. Для определения поправочной кривой к давлению, соответствующей условиям в плазме, авторами настоящей книги измерялся динамический напор в факеле высокочастотной индукционной горелки и в каналовой дуге. Коэффициент  $C$  в индукционной плазме определялся сравнением средних значений скоростных напоров, измеренного трубкой Пито, вычисленного по расходу аргона и распределению температуры по сечению факела.

В каналовой дуге величина  $C$  определялась сравнением давлений, измеренных трубками разных диаметров. При вычислении  $Re$  характерным размером считался радиус насадки, а плотность и вязкость брали

по температуре невозмущенного потока плазмы. Ввиду того, что в периферийной части дуга неравновесна, значения  $C$  вычислялись для осевой части дуги. Полученные результаты (рис. 45) согласуются с измерениями, проведенными в факеле индукционной горелки, и с данными Шермана, но несколько сдвинуты в область малых чисел  $Re$  относительно теоретической кривой. Измеренные значения коэффициента  $C$  использовались при вычислении скорости течения плазмы в каналовой дуге [4] и в струе индукционной горелки.

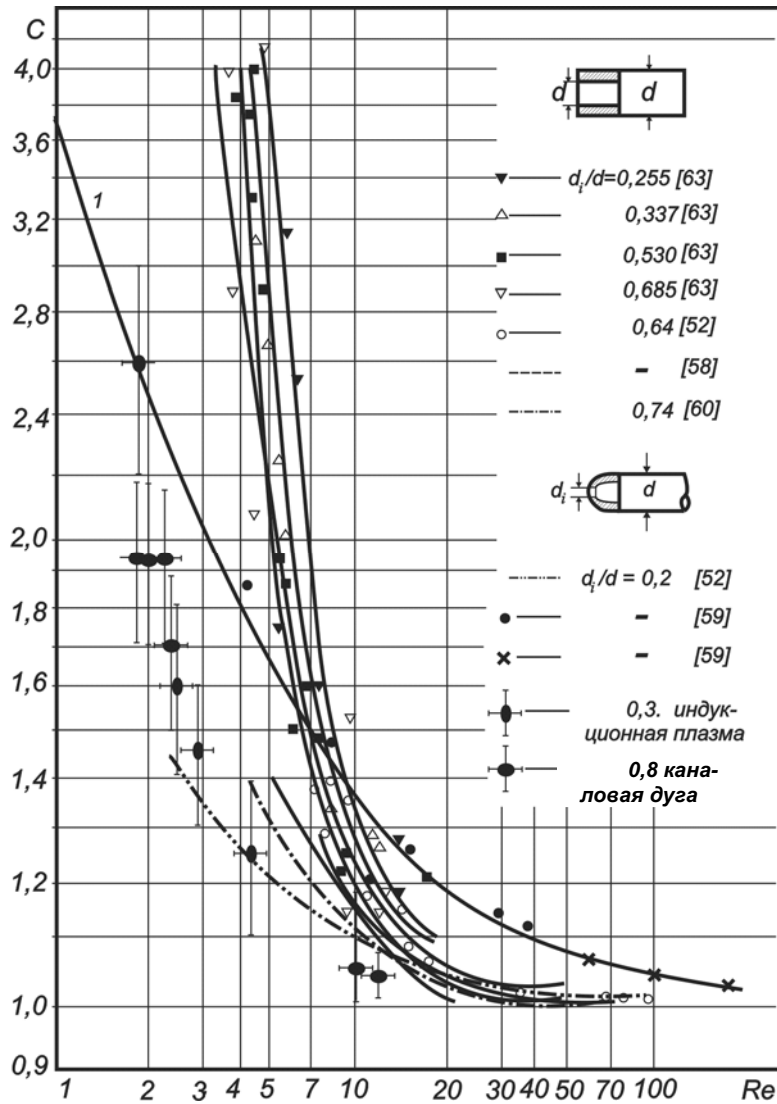


Рис. 45. Зависимость коэффициента  $C$  от  $Re$  для насадок с плоским и полусферическим концами

**Влияние градиента давления.** При измерении в потоке с поперечным градиентом давления происходит смещение эффективного центра трубки полного напора относительно ее геометрической оси в сторону больших давлений. В работе [4] оценено влияние смещения



эффективного центра на измеряемое давление путем анализа уравнения Навье–Стокса. В результате получено выражение:

$$\frac{\delta}{d} = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{d \operatorname{grad} p}{p + \delta \operatorname{grad} p}}, \quad (70)$$

где  $\delta$  – смещение эффективного центра трубки относительно ее геометрической оси;  $\operatorname{grad} p$  – градиент скоростного напора в направлении, перпендикулярном движению газа;  $d$  – диаметр насадки.

Эта зависимость (рис. 46) удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными работы [4], хотя при ее выводе не учитывалось влияние измерительного отверстия в трубке полного напора на давление в точке торможения.

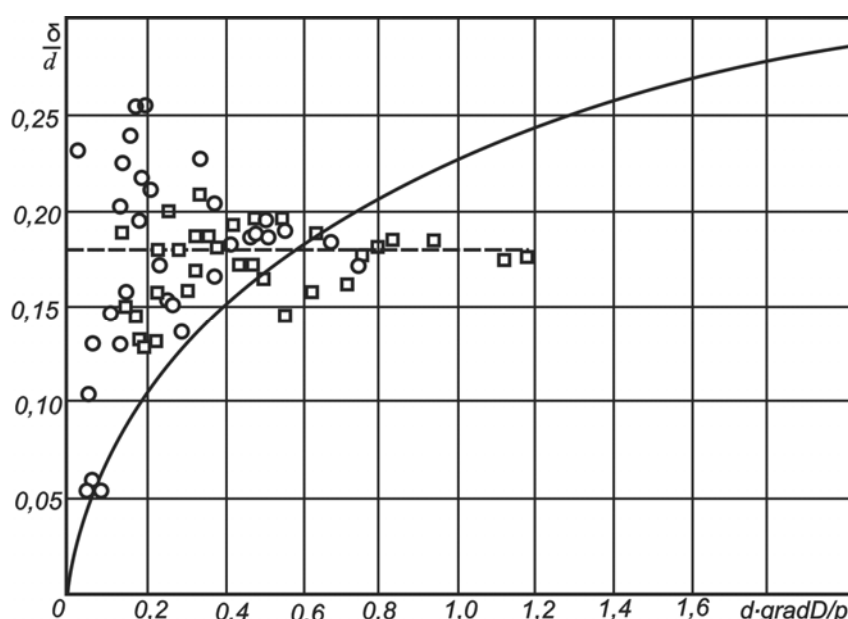


Рис. 46. Смещение эффективного центра трубки полного напора в зависимости от поперечного градиента давления:

♦ и • – измерения при скорости потока плазмы 18,3 и 22,9 м/сек соответственно

Из измерений в пограничном слое установлено, что  $\delta/d = 0,15 \dots 0,18$ . Учитывая влияние измерительного отверстия, экспериментально получено соотношение  $\delta/d = 0,131 \dots 0,082 d_i/d$  при  $d \operatorname{grad} p/p = 0,1 \dots 1,2$ . При малых числах Re смещение эффективного центра трубки полного напора увеличивается.

На смещении эффективного центра сказывается поперечное движение трубки полного напора. Однако это влияние знакопеременное, так как при входе трубки в поток смещение увеличивает измеряемое давление, а при выходе уменьшает. Следовательно, распределение давления по сечению потока окажется несимметричным, что достаточно просто учитывается.

**Влияние турбулентности потока.** Турбулентность в потоке газа может значительно увеличить давление, измеряемое трубкой полного напора. Голдстейн [4] на основе теории изотропной турбулентности получил выражения для измерения полного давления:

$$p = p_0^* + \frac{1}{2} \rho v^2 + \frac{1}{2} \rho \overline{(v')^2}$$

и статических давлений:

$$p_0^* = p_0 + \frac{1}{6} \rho \overline{(v')^2}.$$

Фейдж [4] на основе проведенных измерений также вывел формулу для измерения статического давления:

$$p_0^* = p_0 + \frac{1}{4} \rho \overline{(v')^2}.$$

Турбулентность увеличивает не только полное давление, но и статическое. Поэтому при измерениях в турбулентных потоках, которые наблюдаются в периферийных областях дуг и плазменных струй, где степень турбулентности потока близка к единице, погрешность измерений может достигать  $\pm 100\%$ .

Как указывалось выше, скорость течения плазмы измерялась в струях, получаемых с помощью индукционной горелки и дугового плазмотрона, а также в канальной дуге. На рис. 47 приведено наиболее характерное распределение давления, позволяющее показать систематические ошибки, возникающие при измерении скорости течения плазмы, трубкой полного напора. Данные получены для катодной области канальной дуги (на расстоянии 8 мм от катода расход аргона 1,25 г/сек), характеризующейся большими градиентами давления.

На этом же рисунке приведены систематические погрешности, обусловленные смещением эффективного центра трубки полного напора ( $\Delta p_\delta$ ) и влиянием сил вязкости ( $\Delta p_{Re}$ ). Смещение эффективного центра трубки полного напора в области максимального поперечного градиента давления вызывает увеличение измеренного давления, по сравнению с истинным, на 30%. Погрешность  $\Delta p_{Re}$ , характеризующая влияние сил вязкости при малых числах  $Re$ , обусловлена относительно высокой температурой катодной области дуги и составляет  $\pm 10 \dots 15\%$ . Следовательно, при измерении в потоках плазмы с большими градиентами давления, высокой температурой и малой скоростью течения газа, погрешность измерений становится значительной.

При измерении в потоках с большой скоростью течения, что характерно для плазменных струй дуговых плазмотронов, погрешности, обусловленные проявлением сил вязкости, становятся пренебрежимо малыми.

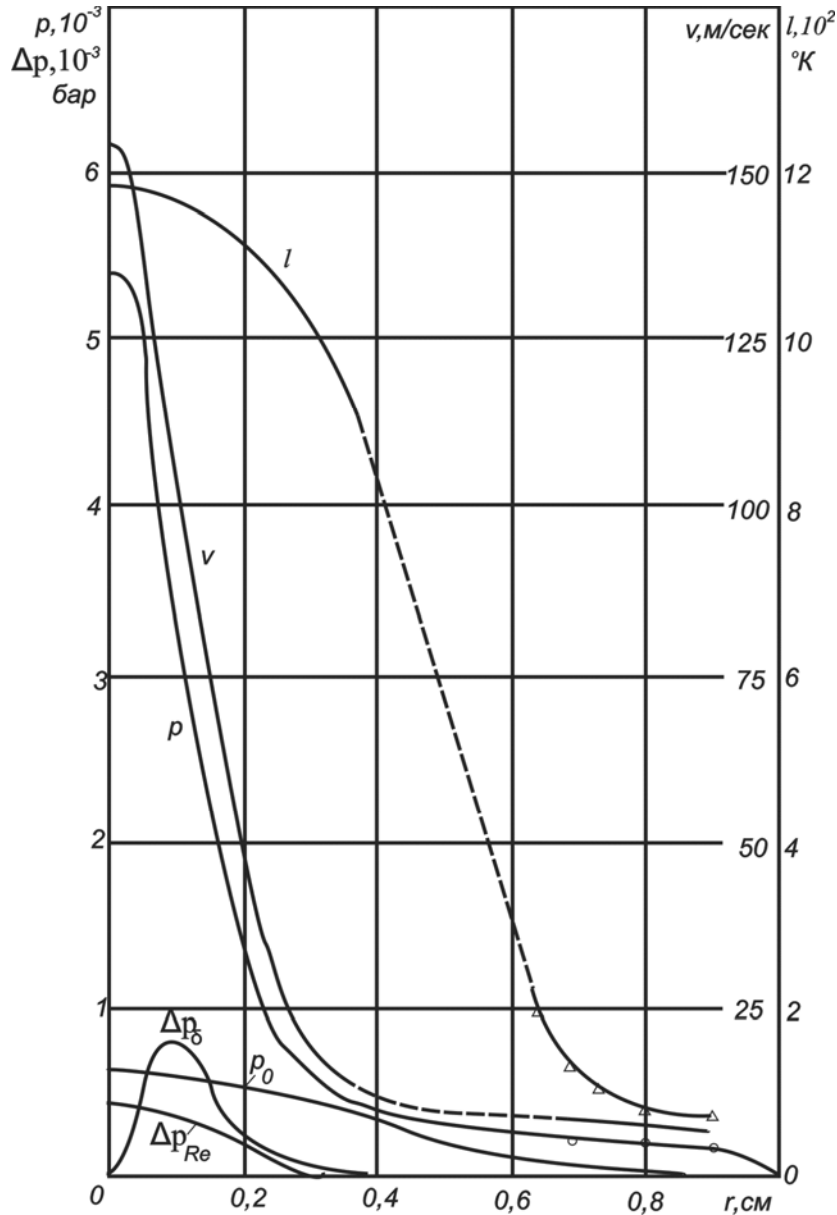


Рис. 47. Радиальное распределение температуры ( $T$ ), полного ( $p$ ) и избыточного статического ( $p_0$ ) давления, скорости ( $v$ ), систематических погрешностей ( $\Delta p_\delta$ ) и ( $\Delta p_{Re}$ ):

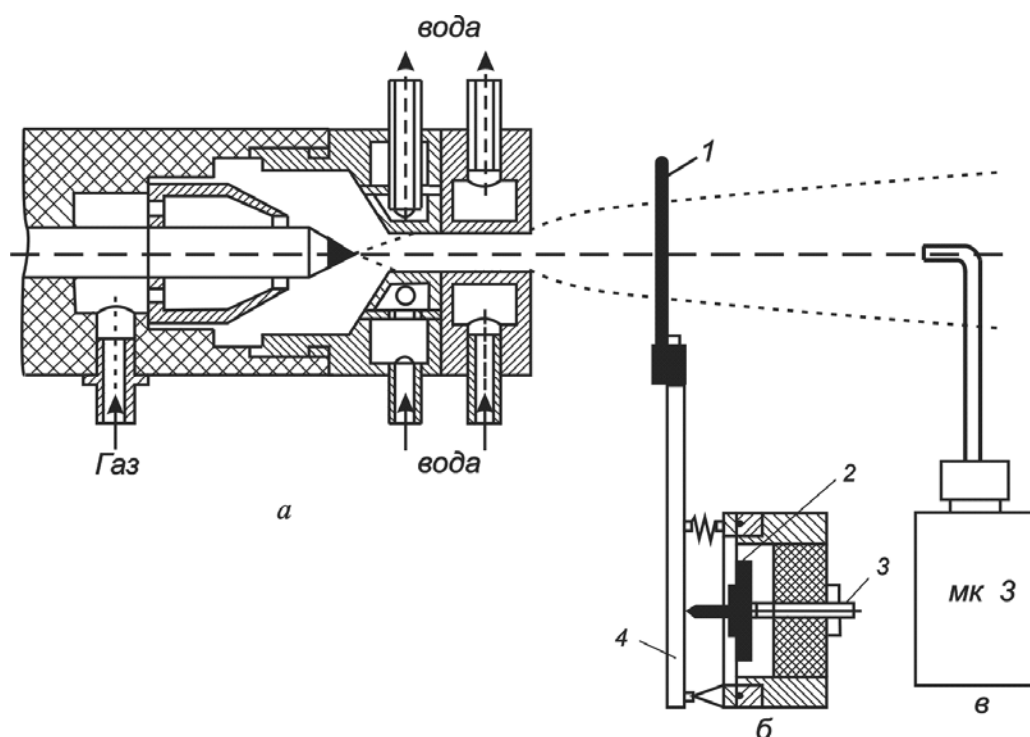
$\Delta$  – температура, измеренная термопарой хромель–алюмель;  
 $o$  – давление, измеренное стационарной трубкой полного напора

Однако погрешности, обусловленные смещением эффективного центра трубки полного напора, остаются, хотя и несколько уменьшаются. Статическое давление в струе плазмы, по измерениям дисковой насадкой, оказалось равным нулю. Следовательно, измеренное давление в струе плазмы в зонах, близких к оси, является динамическим напором и позволяет по формуле (68) вычислить скорость течения газа. В периферийных зонах струи плазмы, где происходит смещение плаз-

мообразующего газа с окружающим воздухом, возникает турбулентность, создающая дополнительное давление, и поэтому точность определения скорости течения плазмы снижается.

**Измерение скорости течения плазмы по реакции поперечно обтекаемого цилиндра.** Этот метод аналогичен методу измерения скорости с использованием плохо обтекаемого тела (диска). Суть метода заключается в следующем: тугоплавкий цилиндр помещают перпендикулярно к потоку плазмы и по реакции цилиндра определяют силу или давление, действующее на него. Зная давление  $p$ , можно вычислить скорость течения плазмы из выражения:  $p = C_d (\rho v^2 / 2)$ . Коэффициент  $C_d$  зависит от условий обтекания цилиндра. Непосредственные измерения  $C_d$  в высокотемпературных потоках отсутствуют. В связи с этим была предпринята попытка провести такие измерения.

Для измерений использовался дуговой плазмотрон с внутренним диаметром сопла 7 мм (подробно исследование характеристик плазменной струи описано в работе [4]). Для регистрации отклонения цилиндра под действием плазменной струи использовался конденсаторный микрофон, аналогичный по конструкции микрофону МК-5 (рис. 48).



*Рис. 48. Схема измерения скорости течения плазмы по реакции поперечно обтекаемого цилиндра:  
 а — плазмотрон; б — датчик с цилиндром; в — трубка полного напора;  
 1 — поперечно обтекаемый цилиндр; 2 — мембрана;  
 3 — неподвижный электрод; 4 — титановый стержень*

Диаметр цилиндра составлял 0,6 мм (вольфрам) или 0,82 мм (кварц). Для придания жесткости и улучшения частотной характеристики цилиндр с микрофоном соединялся с помощью легкого титанового стержня. Конструкция микрофона позволяла регулировать чувствительность датчика путем изменения расстояния между мембраной и неподвижным электродом. Изменение емкости микрофона регистрировалось с помощью схемы (рис. 43) и осциллографа.

Датчик тарировался на известном потоке воздуха путем подвешивания образцовых гирь к цилиндру.

Для измерения давления, действующего на поперечно обтекаемый цилиндр, датчик «простреливался» через плазменную струю с помощью маятникового устройства. Полученное поперечное распределение давления пересчитывалось в радиальное по методу Пирса [4]. Скоростной напор плазменной струи измерялся трубкой полного напора. Сравнивая давление, измеренное обтекаемым цилиндром, и скоростной напор, вычисляли коэффициент лобового сопротивления  $C_d$ . Полученные значения согласуются с вычисленными для изотермических потоков и измеренными в холодных потоках газа [4].

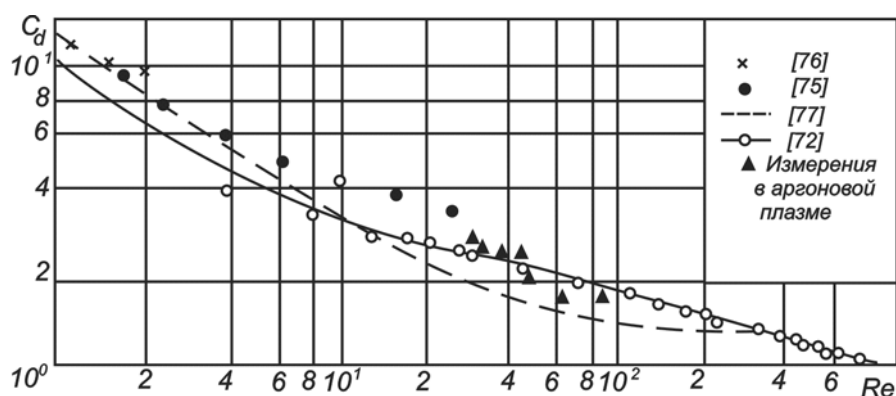


Рис. 49. Зависимость коэффициента лобового сопротивления поперечно обтекаемого цилиндра от числа  $Re$

При этом следует отметить, что число  $Re$  вычисляли по диаметру цилиндра, а за определяющую температуру, по которой выбирали теплофизические свойства аргона, принимали температуру потока (рис. 49).

### Вопросы для самопроверки

1. Перечислите достоинства и недостатки метода измерения температуры плазмы по ее энтальпии.
2. Назовите параметры энтальпийного датчика.
3. При каких условиях работы достигается максимальная чувствительность энтальпийного датчика?

4. В каких областях температуры и скорости плазмы измерения энтальпийным датчиком более точны?
5. Как меняется чувствительность энтальпийного датчика при переходе от одноатомных газов к двухатомным?
6. Какова погрешность измерения температуры изотермической плазмы энтальпийным датчиком?
7. Какова погрешность измерения температуры неизотермической плазмы энтальпийным датчиком?
8. Какова погрешность измерения температуры изотермической плазмы по теплоотдаче к поперечно обтекаемому цилиндру?
9. В чем отличие стационарных методов измерения тепловых потоков от нестационарных?
10. Назовите нестационарные методы измерения тепловых потоков, их достоинства и недостатки.
11. Какова погрешность измерения тепловых потоков стационарными методами?
12. Какова погрешность измерения тепловых потоков нестационарными методами?
13. Как влияет вязкость газа в плазменном потоке при малых числах  $Re$  на давление, измеряемое трубкой полного напора?
14. Как влияет турбулентность плазменного потока на давление, измеряемое трубкой полного напора?
15. Как влияет градиент давления в плазменном потоке на смещение эффективного центра трубки полного напора относительно ее геометрической оси?

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Смирнов Б.М. Введение в физику плазмы. – М.: «Атомиздат», 1982. – 174 с.
2. Чернетский А.В. Введение в физику плазмы. – М.: «Атомиздат», 1982. – 174 с.
3. Голант В.Е. Основы физики плазмы. – М.: Атомиздат, 1977. – 384 с.
4. Дресвин С.В. Физика и техника низкотемпературной плазмы. – М.: «Атомиздат», 1972. – 352 с.
5. Елецкий А.В., Палкина Л.А., Смирнов Б.М. Явления переноса в слабоионизированной плазме. – М.: «Атомиздат», 1975. – 383 с.
6. Крапивина С.А. Плазмохимические технологические процессы – Л.: «Химия», 1981. – 248 с.
7. Полак Л.С. Очерки физики и химии плазмы. – М.: Наука, 1973. – 432 с.
8. Смирнов Б.М. Физика слабоионизованного газа в задачах с решениями. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Наука, 1969. – 416 с.
9. Тихомиров И.А., Власов В.А., Луценко Ю.Ю. Физика и электрофизика высокочастотного факельного разряда и плазмотроны на его основе. – М.: «Энергомаш», 2002. – 196 с.
10. Тихомиров И.А., Власов В.А., Мышкин В.Ф. Диагностика низкотемпературной плазмы высокочастотных разрядов и плазмы горения веществ. – М.: «Энергомаш», 2002. – 300 с.
11. Синкевич О.А., Стахалов И.П. Физика плазмы. – М.: Высшая школа, 1991. – 190 с.
12. Русанов В.Д. Диагностика неравновесной химически активной плазмы. – М.: «Атомиздат», 1985. – 387 с.
13. Словецкий Д.И. Механизмы химических реакций в неравновесной плазме. – М.: «Наука», 1980. – 310 с.
14. Жуков М.Ф. Свойства низкотемпературной плазмы и методы её диагностики. – Новосибирск: «Наука», 1977. – 295 с.

## СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ .....	3
1. ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ .....	5
1.1. Упругие взаимодействия частиц .....	5
1.2. Неупругие взаимодействия частиц .....	13
1.3. Рекомбинационные процессы в плазме. Равновесие ионизации .....	16
1.4. Поверхностные процессы в плазме .....	20
1.5. Особенности движения заряженных частиц в плазме при наличии электрических и магнитных полей .....	26
1.6. Явления переноса в плазме .....	31
Вопросы для самоконтроля .....	33
2. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ РАЗРЯДЫ В ГАЗАХ .....	34
2.1. Самостоятельные и несамостоятельные формы разрядов .....	34
2.2. Тлеющий разряд постоянного тока .....	40
2.3. Электродуговой разряд .....	48
2.4. Высокочастотные разряды .....	61
2.5. Барьерный разряд .....	65
Вопросы для самоконтроля .....	68
3. ГЕНЕРАТОРЫ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ .....	69
3.1. Электродуговые плазмотроны .....	69
3.2. Высокочастотные индукционные плазмотроны .....	81
3.3. Высокочастотные емкостные плазмотроны .....	88
3.4. Высокочастотные факельные плазмотроны .....	89
3.5. Сверхвысокочастотные плазмотроны .....	95
Вопросы для самоконтроля .....	99
4. МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ .....	100
4.1. Измерение температуры плазмы .....	100
4.2. Измерение тепловых потоков .....	104
4.3. Измерение скорости течения плазмы .....	114
Вопросы для самопроверки .....	125
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ .....	127



Учебное издание

КАРЕНГИН Александр Григорьевич

## ФИЗИКА И ТЕХНИКА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

Учебное пособие


Редактор	<i>Л.И. Ярица</i>
Верстка	<i>К.С. Чечельницкая</i>
Дизайн обложки	<i>О.Ю. Аршинова О.А. Дмитриев</i>

Подписано к печати 22.12.2008. Формат 60x84/16. Бумага «Снегурочка».  
Печать XEROX. Усл. печ. л. 7,50. Уч.-изд. л. 6,79.  
Заказ 835. Тираж 200 экз.



Томский политехнический университет  
Система менеджмента качества  
Томского политехнического университета сертифицирована  
NATIONAL QUALITY ASSURANCE по стандарту ISO 9001:2000



ИЗДАТЕЛЬСТВО  ТПУ. 634050, г. Томск, пр. Ленина, 30.