

# 1. ОСНОВНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ГАЗОРАЗРЯДНЫХ КАМЕРАХ ПЛАЗМЕННЫХ ЭМИССИОННЫХ СИСТЕМ

Как уже указывалось во введении, одним из важнейших узлов плазменной эмиссионной системы любого типа выступает газоразрядная камера или область, в которой при возбуждении газового разряда того или иного типа осуществляется генерация заряженных частиц, используемых в дальнейшем для реализации конкретной научной, прикладной или производственной задачи. Естественно, что средняя длина свободного пути генерируемых в газоразрядной области частиц должна быть, по крайней мере, порядка характерного размера ГРК, а лучше, если она больше. В этом случае, рекомбинация заряженных частиц в объеме ГРК в большинстве случаев не будет снижать эффективность генерации ионов плазмообразующего вещества.

В большинстве применений современных эмиссионных систем в качестве важного требования выступает минимально возможное давление в области применения потока заряженных частиц или плазмы, так как при этом минимальны загрязнения, вносимые в приповерхностные слои обрабатываемой поверхности, что позволяет реализовывать различные технологические процессы лучевых и плазменных технологий с наиболее высоким качеством. Это обстоятельство приводит к необходимости поддерживать в ГРК давление плазмообразующей среды на минимально возможном уровне. В связи с этим, в настоящем разделе будут рассмотрены некоторые аспекты функционирования ГРК плазменных эмиссионных систем при пониженных давлениях.

ГРК в рассматриваемом нами случае может выступать в качестве генератора потока электронов, ионов, быстрых атомных частиц, химически активных частиц (ХАЧ), плазмы и электромагнитного излучения.

ГРК представляет собой оболочку, выполненную из металла или диэлектрика. Внутри нее располагается электродная структура, в которой при возбуждении разряда, собственно и происходит генерация заряженных частиц. В тех случаях, когда разряд возбуждается на переменном токе в диапазоне высоких (ВЧ) и сверхвысоких (СВЧ) частот наличие электродной структуры не является необходимым. Плазма в ГРК представляет объемное образование, которое находится в контакте со стенками, катодом, анодом и поверхностью, на которой формируется поток заряженных частиц: ионов или электронов.

## 1.1. Общие характеристики ГРК плазменных эмиссионных систем

В настоящем разделе использованы результаты работ [2], [3], [6], [1.1]–[1.4].

Для оценки свойств ГРК как элемента плазменной эмиссионной си-

стемы (СЭП) можно использовать ряд параметров, которые отражают ее физико-технические и эксплуатационные характеристики. Среди них в качестве наиболее важных можно выделить:

– *эффективность по току разряда  $\alpha$* , представляющую собой удельную величину, определяемую как ток (поток) тех или иных частиц, генерируемых в ГРК, в расчете на единицу тока разряда, протекающего через нее;

– *энергетическую эффективность (экономичность)  $H$* , представляющую собой удельный ток (поток) генерируемых в ГРК частиц в расчете на единицу вводимой в ГРК мощности;

– *энергетическую цену  $C$* , определяющую затраты энергии в ГРК данной конструкции, идущие на образование одной частицы, используемой в процессе ионно-вакуумной обработки материала (по своей сути  $H$  и  $C$  являются взаимобратными величинами);

– *газовую экономичность  $\eta_r$* , или расход плазмообразующего газа, показывающую степень использования поступающего в ГРК плазмообразующего вещества, используемого для генерации заряженных частиц;

– *качественный состав потока частиц*, генерируемых в ГРК;

– *зарядовый состав потока ионов*, генерируемых в ГРК;

– *энергетический спектр потока частиц*, генерируемых в ГРК;

– *общий ток (поток) частиц*, генерируемых в ГРК;

– *размеры и форму поперечного сечения потока частиц*, генерируемых в ГРК;

– *распределение плотности тока (потока) по поперечному сечению*;

– *срок службы или срок непрерывной работы ГРК*.

Все газовые разряды, используемые в плазменных эмиссионных системах, можно разделить:

– на самостоятельные, для поддержания которых достаточно наличия одного источника электрического питания;

– несамостоятельные, для возбуждения которых требуется, как минимум, дополнительный источник вносимой в разряд энергии.

В качестве дополнительного источника энергии могут выступать:

– источник накала термокатода;

– поток внешнего ионизирующего излучения;

- внешняя инжекция потоков электронов или ионов;
- вспомогательный газовый разряд.

По типу источников электрического питания различают разряды на постоянном токе, импульсные и на переменном токе (низкочастотные (НЧ), высокочастотные (ВЧ) и сверхвысокочастотные (СВЧ)).

К настоящему времени число обнаруженных и исследованных типов газовых разрядов, используемых в СЭП, исчисляется несколькими десятками, причем их свойства настолько различны, что при их описании невозможно применять единый подход. Остановимся на рассмотрении основных характеристик газовых разрядов низкого и среднего давлений, наиболее широко применяемых для генерации электронов, атомных частиц (ионов, быстрых нейтралов, химически активных частиц (ХАЧ)) в ГРК.

Практически во всех случаях, когда ток разряда превышает несколько миллиампер, в газонаполненной промежутке выделяются характерные области, существование которых обусловлено пространственным распределением потенциала, приложенного к электродам ГРК. В простейшем случае двухэлектродной системы распределение потенциала в промежутке между катодом (К) и анодом (А) выглядит, как показано на рис. 1.1.

Практически во всех случаях отчетливо проявляются:

- область катодного падения напряжения  $1$  протяженностью  $d_k$ , в которой локализуется разность потенциалов  $U_k$ ;
- область  $2$ , занятая равномерным свечением и получившая название положительного столба разряда (ПС) (эта область представляет собой плазму, по которой протекает направленный электрический ток);
- область анодного падения напряжения  $3$  протяженностью  $d_a$ , с разностью потенциалов  $U_a$ .

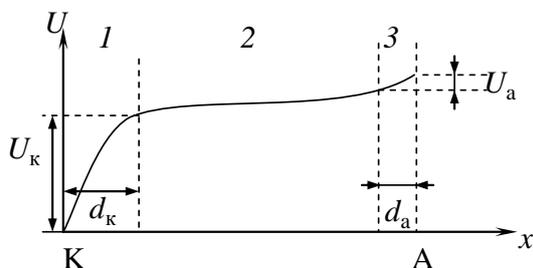


Рис. 1.1. Распределение потенциала в двухэлектродном промежутке

Протяженность областей  $1$  и  $3$  невелика и, как правило, не превышает  $1$  см. Вместе с тем, наибольшая часть напряжения, приложенного к разрядному промежутку, падает в катодной области. Значение катодного падения напряжения в первую очередь определяется характером эмиссионных про-

цессов на катоде.

Если эмиссия первичных электронов из катода обусловлена бомбардировкой его поверхности потоками быстрых ионов, нейтралов и сопутствующим излучением, то катодное падение напряжения может лежать в диапазоне от сотен вольт до десятков киловольт, газовый разряд в этом случае будет называться тлеющим.

В случае, когда в разрядах поток первичных электронов из катода формируется за счет термо- или электростатической эмиссии, катодное падение напряжения, как правило, не превышает 25...35 В. Разряды такого типа получили название дуговых.

Потенциал плазмы на границе области анодного падения напряжения может быть как выше, так и ниже анодного. Однако разность потенциалов, реализуемая в области анодного падения напряжения, как правило, не превышает 10 В. Исключение составляют ГРК, у которых в области анодного падения напряжения имеется поперечное магнитное поле.

Разряды низкого и среднего давлений существуют в условиях левой ветви кривой Пашена. Они всегда являются объемными. Их объединяет то, что в них процессы объемной рекомбинации заряженных частиц, как правило, идут с малой скоростью. Основной же механизм гибели заряженных частиц – их рекомбинация на стенках и электродах ГРК. В разрядах низкого давления длина свободного пути заряженных частиц превышает характерные размеры ГРК, ввиду чего ионы от места рождения в объеме к стенкам движутся в прямопролетном режиме. В разрядах же среднего давления движение заряженных частиц в объеме ГРК происходит в режиме амбиполярной диффузии.

Основной объем в межэлектродном пространстве занимает плазма положительного столба разряда. В качестве важнейших параметров, характеризующих ее, выступают:

- распределение концентрации плазмы по объему ГРК и ее среднее значение;
- электронная температура  $T_e$  или функция распределения электронов по скоростям;
- продольный по отношению к направлению протекающего тока градиент потенциала.

Знание указанных характеристик позволяет рассчитывать остальные характеристики плазмы (частоты возбуждения и ионизации, компонент-

ный состав плазмы, распределение ионов по зарядам и т. п.).

В случае однородного положительного столба с постоянным поперечным сечением продольное распределение потенциала линейно, а градиент потенциала постоянен. Его значение в наибольшей степени зависит от рода и давления плазмообразующего газа, а также от его поперечных размеров, в меньшей степени – от характера катодных процессов и тока разряда. В плазме положительного столба разрядов низкого и среднего давлений продольный градиент потенциала не превышает единиц вольт на сантиметр.

В зависимости от разрядных условий ионный компонент плазмы положительного столба разряда может формироваться из атомов (молекул) плазмообразующего газа или из паров материала электродов (катода, анода или специального электрода).

Основной механизм генерации заряженных частиц в плазме положительного столба разряда – ионизация атомов (молекул) электронным ударом.

В плазме положительного столба разряда также генерируется и электромагнитное излучение в широком спектральном диапазоне. Его мощность может достигать примерно 25 % от мощности, вносимой в положительный столб газового разряда [5].

В случаях когда давление плазмообразующего газа не превышает 100 Па, плазма положительного столба разряда является объемной и стремится занять весь объем, ограниченный электродами и стенками ГРК. В области между стенкой и плазмой формируется пограничный слой, с протяженностью порядка дебаевского радиуса экранирования  $\lambda_D$ . Падение потенциала в нем может достигать нескольких десятков вольт.

Из рассмотренного следует, что в ГРК основной областью генерации потоков частиц и излучений является положительный столб газового разряда, характеристики которого не очень сильно связаны с конкретным типом разряда в ГРК. В связи с этим остановимся на описании основных характеристик положительного столба разрядов низкого и среднего давлений более подробно.

Для описания характеристик плазмы положительного столба в ГРК привлекаются: модель сильноионизованной плазмы в парах материала электрода (металлической плазмы), которая работает в ГРК на базе вакуумных дуговых разрядов, и модель слабоионизованной плазмы в прямопролетном или диффузионном приближении, которая справедлива для разрядов с плотностями токов

до  $10 \text{ А/см}^2$  (тлеющие разряды, дуговые разряды с накалимым катодом, ВЧ- и СВЧ-разряды).

## 1.2. Элементарные процессы в объеме ГРК

В плазме положительного столба разряда могут присутствовать электроны, фотоны и атомные частицы (атомы, молекулы, радикалы) в основном в возбужденном и ионизированном состоянии. Причем ионы могут быть как положительными, так и отрицательными, а также многозарядными. Взаимодействие указанных частиц между собой и определяет конкретный вид элементарных процессов.

Для анализа элементарных процессов в объеме обычно используют принятую в кинетической теории газов модель, основанную на разбиении траекторий движения частиц на область столкновений и участки между ними. При этом в области взаимодействия частиц не учитывается влияние внешних полей, а на участках между столкновениями – силы взаимодействия между частицами. Ввиду того, что радиус области взаимодействия частиц значительно меньше их длины свободного пути, при рассмотрении движения частиц нет необходимости интересоваться их траекториями в процессе столкновений, а достаточно знать лишь их результат: изменение импульса (скоростей) и качественного состояния сталкивающихся частиц.

Указанный подход, строго говоря, применим к столкновениям нейтральных частиц между собой или нейтральных частиц с заряженными. Это объясняется тем, что кулоновские силы, определяющие характер взаимодействия заряженных частиц, имеют далекодействующий коллективный характер. Учитывая, что в плазме длина свободного пути  $\lambda$  удовлетворяет неравенству  $\lambda \gg \lambda_d$ , в случае заряженных частиц процессы взаимодействия можно рассматривать как независимое парное столкновение.

Столкновения можно классифицировать следующим образом.

1. Упругие столкновения – это такие столкновения, при которых происходит обмен только кинетической энергией поступательного движения, а качественная структура сталкивающихся частиц в процессе взаимодействия не изменяется. В газах и плазме газовых разрядов этот вид взаимодействия частиц во многих случаях является доминирующим.

2. Неупругие столкновения наряду с обменом энергией поступательного движения сопровождаются изменением качественного состояния атомных частиц (возбуждение, ионизация, изменение зарядового состояния, диссоциация молекул и т. п.).

Результат столкновения двух частиц наиболее часто описывают в терминах сечения столкновений.

Под сечением столкновения  $\sigma$  понимают число частиц  $N_1$ , испытавших столкновение с частицей-мишенью в единицу времени, отнесенное к плотности потока пробных частиц  $n\nu_{\text{отн}}$  ( $n$  – концентрация пробных частиц,

$v_{\text{отн}}$  – скорость их относительного движения по отношению к частице-мишени)

$$\sigma = \frac{N_1}{nv_{\text{отн}}}. \quad (1.1)$$

Как следует из (1.1),  $\sigma$  имеет размерность площади, поэтому сечение можно трактовать как геометрическую площадь препятствия, которым частица-мишень является для потока пробных частиц.

Полное сечение взаимодействия  $\sigma$  складывается из сечений отдельных процессов, в качестве наиболее вероятных из которых следует выделить упругие соударения, возбуждения, ионизацию, перезарядку.

Понятие сечения характеризует процесс взаимодействия частиц на атомном уровне. Для описания процессов столкновения в реальной среде иногда удобнее пользоваться понятием эффективного сечения  $Q$ , которое определяется как число столкновений данного вида, испытываемое пробной частицей при прохождении единицы пути. Величины  $Q$  и  $\sigma$  связаны соотношением

$$Q = n\sigma,$$

где  $n$  – концентрация частиц среды, в которой рассматриваются столкновения. В литературе обычно приводятся данные, касающиеся процессов взаимодействия частиц при единичном давлении, сечение которых обозначают через  $Q_0$ , тогда

$$Q = Q_0 p,$$

где  $p$  – давление газа в рассматриваемой области.

Величина обратная  $Q$  будет представлять собой не что иное, как среднюю длину свободного пути частицы  $\lambda$ :

$$\lambda = \frac{1}{Q} = \frac{\lambda_0}{p},$$

где  $\lambda_0$  – средняя длина свободного пути при единичном давлении.

Частота столкновений частиц между собой  $\nu$  может быть оценена из соотношения

$$\nu = \frac{v_{\text{отн}}}{\lambda}. \quad (1.2)$$

Число актов какого-либо процесса, происходящих в единице объема в единицу времени, называют выходом или скоростью процесса  $z$  и вычисляют как

$$z = n_{\text{пр}} \nu, \quad (1.3)$$

где  $n_{\text{пр}}$  – концентрация пробных частиц.

Ввиду того, что сечения процессов зависят от энергии сталкивающихся частиц, при вычислении  $\nu$  и  $z$  необходимо выполнять усреднение по функции распределения пробных частиц по энергиям  $f_{\text{пр}}(W)$ , тогда выражения (1.2) и (1.3) запишутся как

$$\nu = \frac{\int_0^{\infty} Q(\nu)n_{\text{пр}}(\nu) d\nu}{\int_0^{\infty} n_{\text{пр}}(\nu) d\nu} = \int_0^{\infty} Q(W)\nu(W)f_{\text{пр}}(W) dW ;$$

$$z = n_{\text{пр}} \int_0^{\infty} Q(W)\nu(W)f_{\text{пр}}(W) dW .$$

Так как энергия в плазму положительного столба вносится электрическим полем или быстрыми электронами, она в первую очередь воспринимается электронной компонентой плазмы. Поэтому при низких и средних давлениях электроны в плазме имеют более высокую среднюю энергию, чем ионы и атомы. Данное обстоятельство приводит к тому, что среди элементарных процессов в плазме положительного столба наиболее существенны процессы с участием электронов.

Упругое рассеяние электронов на атомных частицах определяет кинетику движения электрона в слабоионизованной плазме. Некоторые экспериментальные данные по сечениям упругого рассеяния электронов на атомах приведены на рис. 1.2 [31].

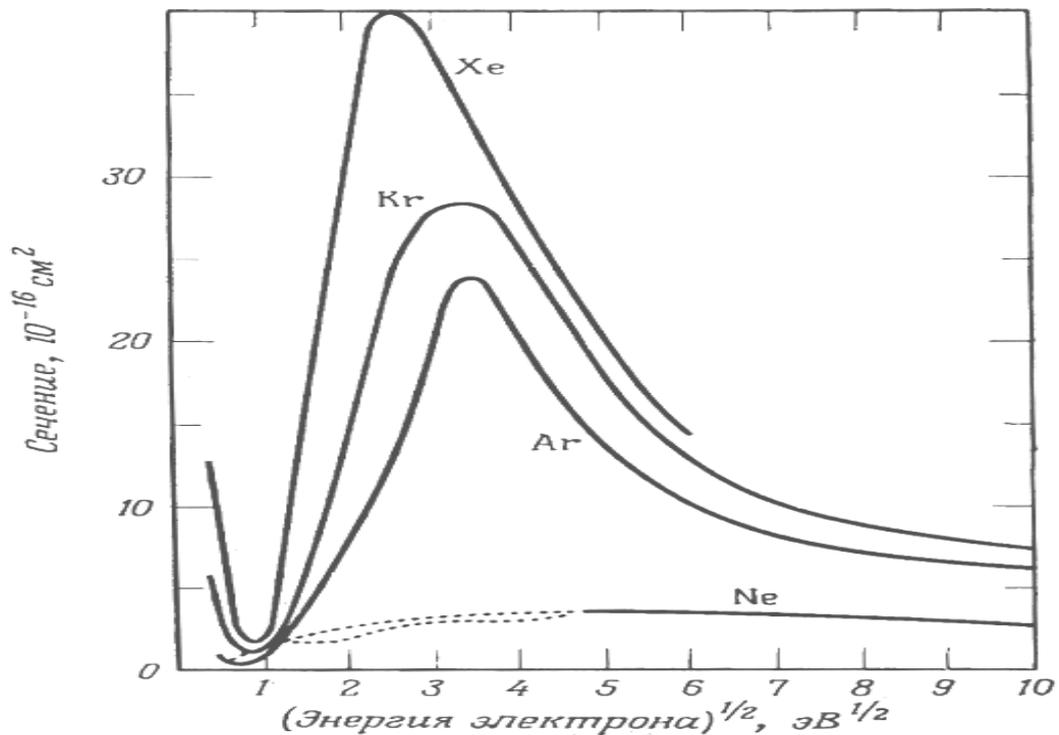


Рис. 1.2. Полное сечение упругого столкновения электронов с атомами инертных газов

В максимуме эффективное сечение упругого рассеяния электрона на атомах при 1 Па может достигать 500–1000. При рассеянии электронов малых энергий в некоторых газах (Ar, Kr и Xe) наблюдается эффект Рамзауэра, проявляющийся в резком снижении сечения упругого рассеяния, обусловленном квантовыми эффектами.

Упругое рассеяние заряженных частиц обусловлено кулоновским взаимодействием. Дифференциальное сечение упругого рассеяния на угол  $\chi$  дается формулой Резерфорда

$$\sigma(\chi, v_{\text{отн}}) = \frac{(b_0/2)^2}{\sin^4(\chi/2)},$$

где  $v_{\text{отн}}$  – скорость относительного движения частиц,  $b_0$  – прицельный параметр,

$$b_0 = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m^* v_{\text{отн}}},$$

где  $e$  – заряд электрона,  $Z$  – заряд иона,  $m^*$  – приведенная масса.

Сечение упругого рассеяния электронов не зависит от массы сталкивающихся частиц, поэтому  $\sigma_{ei} = \sigma_{ee}$  ( $\sigma_{ei}$  и  $\sigma_{ee}$  – сечения упругого рассеяния электрона на ионах и электронах соответственно). Усреднение сечения упругого рассеяния электрона при максвелловской функции распределения электронов по скоростям приводит к выражению [31]

$$\sigma_{ei}(T_e) = 6\pi(b_0^*)^2 \ln(1 + \eta^2 \Lambda^2)^{1/2}, \quad (1.4)$$

где  $b_0^* = \frac{Ze^2}{12\pi\epsilon k T_e}$ ,  $\Lambda = \frac{\lambda_D}{b_0^*}$ ,  $\eta$  – множитель порядка единицы,  $T_e$  – температура электронов в плазме.

Если принять  $\eta = 1$  и учесть, что обычно  $\ln(\Lambda) \gg 1$  ( $\ln(\Lambda)$  – кулоновский логарифм), из (1.4) для  $\sigma_{ei}(T_e)$  получим

$$\sigma_{ei}(T_e) = 6\pi(b_0^*)^2 \ln(\Lambda).$$

Соответствующая средняя частота электрон-ионных столкновений с передачей импульса (при  $Z = 1$ ) может быть оценена по соотношению:

$$\nu_{ei} = n_i \frac{4\sqrt{2}\pi}{3} \left(\frac{m_e}{kT}\right)^{3/2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e}\right)^2 \ln(\Lambda),$$

где  $n_i$  – концентрация ионов.

Для практических расчетов будут полезны формулы (при  $Z = 1$ ) с численными коэффициентами. В системе СИ они будут иметь вид:

$$\lambda_D = 69,0 \left( \frac{T}{n_e} \right)^{1/2},$$

$$b_0^* = \frac{5,56 \cdot 10^{-6}}{T},$$

$$\Lambda = 1,24 \cdot 10^7 \left( \frac{T^3}{n_e} \right)^{1/2},$$

$$\sigma_{ei} = 5,85 \cdot 10^{-10} \frac{\ln(\Lambda)}{T^2},$$

$$v_{ei} = 3,64 \cdot 10^{-6} n_e \frac{\ln(\Lambda)}{T^{3/2}}.$$

Для оценочных расчетов в приведенном случае кулоновский логарифм можно принять равным 8.

Знание величин сечений упругого рассеяния электронов на атомах и ионах позволяет найти степень ионизации газа  $n_e/n_a$  ( $n_e$  – концентрация электронов плазмы,  $n_a$  – концентрация нейтральных частиц), определяющую границу между слабо- и сильноионизованной плазмой:

$$\left. \frac{n_e}{n_a} \right|_{\Gamma_P} (v_{ea} = v_{ei}) = \frac{\sigma_{ea}}{\sigma_{ei}},$$

где  $v_{ea}$  и  $v_{ei}$  – частоты соударений электронов с атомами и ионами соответственно, а  $\sigma_{ea}$  и  $\sigma_{ei}$  – соответствующие сечения упругого рассеяния. Численные оценки показывают, что ввиду большого значения  $\sigma_{ei}$  (до  $10^{-19}$  м<sup>2</sup>) граница между слабо- и сильно-ионизованной плазмой лежит при степенях ионизации газа не превышающих 1–10%.

Среди неупругих процессов с участием электронов следует выделить возбуждение и ионизацию. Значения энергии возбуждения и ионизации некоторых атомов и молекул приведены в табл. 1.3.

Для вычисления сечений возбуждения электронным ударом  $\sigma_D$  Дрэвин предложил формулу [35]:

$$\sigma_D = 4\pi a_0^2 \left[ 13,6(E_j - E_k) \right] f_{jk} g \left( \frac{E}{E_j - E_k} \right),$$

где  $a_0 = 5,29 \cdot 10^{-11}$  м – боровский радиус,  $E_j$  и  $E_k$  – энергии уровней  $i$  и  $k$  соответственно,  $f_{jk}$  – сила осциллятора при поглощении для перехода  $j-k$  ( $j < k$ );  $g(x) = (x-1) \ln \left( \frac{2,5x}{x^2} \right)$ .

В случае нейтральных атомов

$$g(x) = \begin{cases} 0,302 & \text{при } 1 \leq x \leq 3,85 \\ \frac{x-1}{x^2}(1,25x) & \text{при } x \geq 3,85 \end{cases},$$

где  $E$  – энергия налетающих электронов.

Таблица 1.3

Энергии возбуждения  $eU_D$  и ионизации  $eU_i$

| Элемент | Энергия возбуждения, эВ | Потенциал ионизации, эВ | Элемент | Энергия возбуждения, эВ | Потенциал ионизации, эВ |
|---------|-------------------------|-------------------------|---------|-------------------------|-------------------------|
| H       | 10,2                    | 13,6                    | Ar      | 11,5                    | 15,8                    |
| He      | 19,8                    | 24,6                    | K       | 1,61                    | 4,34                    |
| Li      | 1,85                    | 5,39                    | Fe      | 0,859                   | 7,9                     |
| Be      | 2,73                    | 9,32                    | Cu      | 1,39                    | 7,72                    |
| C       | 12,01                   | 1,26                    | Rb      | 1,56                    | 4,18                    |
| O       | 1,97                    | 13,6                    | Xe      | 8,32                    | 12,1                    |
| Ne      | 16,6                    | 21,6                    | Cs      | 1,39                    | 3,89                    |
| Na      | 2,10                    | 5,14                    | Hg      | 1,67                    | 10,4                    |
| Cl      | 8,94                    | 13,0                    | Kr      | 9,92                    | 14,0                    |
|         |                         |                         | B       | 3,58                    | 8,3                     |

Для оценочных расчетов можно рекомендовать формулу Гризинского

**35]**

$$\sigma_B = \frac{2,2 \cdot 10^{-18}}{(E_j - E_k)^2} \left[ \frac{2 E_j}{3 E} + \frac{(E_j - E_k)}{E} \left( 1 - \frac{E_j}{E} \right) - \left( \frac{E_j - E_k}{E} \right)^2 \right].$$

Предельным случаем возбуждения является ионизация, при которой первоначально связанный электрон переходит в континуум. Для расчета сечения ионизации наиболее часто пользуются формулой Гризинского

$$\sigma_i = \frac{5,8 \cdot 10^{-18}}{U_i^2} \frac{1}{x} \left( \frac{x-1}{x+1} \right)^{3/2} \left[ 1 + \frac{2}{3} \left( 1 - \frac{1}{2x} \right) \right] \ln(e + \sqrt{x-1}),$$

где  $x = E/U_i$ .

Для оценочных расчетов возможно также использование более простой формулы Лотца

$$\sigma_i = 4,4 \cdot 10^{-18} l \frac{\ln(E/U_i)}{EU_i},$$

где  $l$  – число электронов в незамкнутой оболочке.

Приведенные выше формулы имеют точность около 50%.

При определенных условиях (большие концентрации плазмы, низкое давление, высокие энергии электронов) в плазме могут образовываться многозарядные ионы. Наиболее вероятным обычно является механизм последовательного отрыва электронов. В этом случае сечение ионизации с повышением зарядности от  $Z$  до  $Z+1$  можно оценить по выражению:

$$\sigma_i(Z \rightarrow Z+1) = \frac{0,25\pi e^4}{EU_i} \ln \frac{E}{U_i},$$

где  $E$  – энергия налетающего электрона,  $U_i$  – потенциал однократной ионизации  $l$ -кратно заряженного иона. Время, необходимое для достижения ионом заряда  $Z$ , при последовательной ионизации можно оценить из соотношения

$$\tau_z = \frac{e}{j_e} \sum_{Z=0}^{Z-1} \frac{1}{\sigma(Z \rightarrow Z+1)}.$$

Среди процессов взаимодействия атомных частиц в газоразрядной плазме низкого и среднего давления важную роль иногда играет перезарядка, которая представляет собой обмен электроном быстрого иона и медленного атома. Сечение этого процесса достаточно велико и может достигать  $10^{-19} \text{ м}^2$  [31]. Особенно велики сечения так называемой резонансной перезарядки, когда ион и атом имеют одну природу.

Для оценки сечения резонансной перезарядки  $\sigma_n(v_i)$  теория дает следующее выражение:

$$\sigma_{\Pi}(v_i) = \pi a_0^2 \frac{R_d}{U_i} \left[ \ln \left( \frac{v_0}{v_i} \sqrt{\frac{U_i}{R_d}} \right) \right]^2, \quad (1.5)$$

где  $v_i$  – скорость быстрого иона,  $R_d$  – постоянная Ридберга (потенциал ионизации атома водорода  $R_d = 13,6 \text{ В}$ ),  $v_0$  – скорость электрона на первой бортовой орбите атома водорода ( $v_0 = 2,19 \cdot 10^6 \text{ м/с}$ ).

При дрейфе ионов в плазмообразующей среде с концентрацией  $n_a$  в электрическом поле с напряженностью  $E$  ион между двумя столкновениями набирает скорость  $v_{im}$ , определяемую выражением

$$v_{im} = \sqrt{\frac{2ZeE}{m_i n_a \sigma_{\Pi}}}. \quad (1.6)$$

Эта скорость и определяет сечение перезарядки в момент столкновения с нейтральной частицей в соответствии с выражением (1.8). Подставляя значение  $v_{im}$  из (1.6) в формулу (1.5), можно найти  $\sigma_{\Pi}$  как функцию  $E/p$  ( $p$  – давление плазмообразующего газа). Для этого необходимо решить трансцендентное уравнение:

$$\sigma_{\Pi}(E/p) = \pi a_0^2 \left[ \ln \left( \frac{v_0}{\sqrt{\frac{2ZeE}{m_i n_a \sigma_{\Pi}}}} \sqrt{\frac{U_i}{R_d}} \right) \right]^2.$$

Основными величинами, определяющими характер движения частиц в плазме ПС, являются: заряд частицы и ее масса, концентрация частиц, градиенты концентрации и температуры частиц, наличие электрического и магнитных полей и их распределение в объеме положительного столба разряда.

Характер движения нейтральных частиц определяется значением критерия Кнудсена ( $Kn$ ):

$$Kn = \frac{\lambda}{R},$$

где  $\lambda$  – средняя длина свободного пути частицы,  $R$  – характерный размер ГРК.

При  $Kn < 1$  число столкновений частиц в объеме ГРК больше, чем число столкновений со стенками. В этом случае говорят о столкновительном характере движения частиц.

При  $Kn > 3$  частицы испытывают столкновения в основном со стенками, а расстояние между ними преодолевают практически без столкновений. Такой режим движения частиц называют прямопролетным или бесстолкновительным.

В обоих случаях движение частиц носит хаотический характер (изотропно), а распределение скоростей атомов (молекул) подчиняется статистике Максвелла–Больцмана:

$$f_{12} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2kT}} v^2.$$

### 1.3. Особенности плазмы, возбуждаемой в ГРК

Модели положительного столба разряда (ПС) при средних и низких давлениях строятся на базе анализа физических процессов, происходящих в нем. Характер физических процессов, происходящих в объеме ГРК, зависит от многих факторов. Среди определяющих обычно выступают: плотность разрядного тока, соотношение между длиной свободного пути частиц в объеме ГРК и ее характерным размером, тип газового разряда, характеристики и степень ионизации плазмообразующей среды, геометрия ГРК, характер электромагнитных полей и т.п.

Наибольшее распространение для описания свойств ГРК получили модели слабоионизованной плазмы при средних и низких давлениях,

позволяющие описать объемные процессы в ГРК на базе тлеющих разрядов, а также модели сильноионизованной плазмы, описывающие металлическую плазму вакуумных дуговых разрядов.

### ***1.3.1. Плазма ПС в ГРК при малых плотностях разрядных токов в отсутствие магнитного поля***

Условием существования стационарного во времени ПС является поддержание в нем постоянной во времени концентрации заряженных частиц. Баланс числа заряженных частиц и возбужденных атомов в ПС связан с балансом энергии, которая может поступать в ПС за счет продольного электрического поля, и вносится быстрыми катодными электронами или потоками заряженных частиц, инжектируемыми в ПС из внешних областей.

Баланс числа заряженных частиц поддерживается ионизацией нейтральных атомов (молекул) газа быстрыми катодными электронами и плазменными электронами с высокоэнергетичного «хвоста» функции распределения электронов по скоростям. Эта ионизация компенсирует исчезновение заряженных частиц вследствие ухода их из объема ГРК и последующей рекомбинации на электродах и стенках ГРК. Объемная рекомбинация при этом в большинстве случаев незначительна. Энергия, вносимая в ПС, в первую очередь передается электронам, которые расходуют ее на упругие соударения (нагрев газа), возбуждение, ионизацию. Эта энергия вносится из ГРК потоками нейтральных, заряженных частиц и излучением.

Моделирование процессов в ПС позволяет связать его внутренние параметры с заданными внешними параметрами, в роли которых обычно выступают: форма и размеры ГРК, род и давление плазмообразующего газа, температура газа, величины приэлектродных падений напряжения, характеристики внешней цепи или ток через ПС.

Основными внутренними параметрами ПС являются электронная температура  $T_e$  или функция распределения электронов по скоростям, напряженность электрического поля в направлении протекания тока, распределение концентраций заряженных частиц в ПС. Зная эти параметры, можно найти остальные: частоту ионизации  $\nu_i$ , плотность тока на стенках ГРК, температуру ионов, концентрацию возбужденных атомов, мощность, уносимую излучением и т. п.

При моделировании характеристик ПС низкого и среднего давления обычно считают, что электронная температура постоянна во всем объеме ГРК и существенно превышает температуру ионов и нейтралов.

Основными уравнениями модели выступают уравнения баланса числа заряженных частиц, энергии и подвижности, а также выражения для частоты ионизации  $\nu_i$  плазменным электроном, которая при максвелловской

функции распределения и линейной аппроксимации сечения ионизации принимает вид

$$v_{i\text{ПЛ}} = \alpha_i \left( U_i + \frac{2kT_e}{e} \right) \exp \left( -\frac{eU_i}{kT_e} \right) n_a \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi n_e}},$$

где  $\alpha_i$  – константа в аппроксимации сечения ионизации.

При использовании для  $\sigma_i$  аппроксимации Моргулиса в виде

$$\sigma_i(W) = \alpha_m (W - U_i) \exp \left( -\frac{W - U_i}{\beta_m} \right),$$

где  $\alpha_m$  и  $\beta_m$  – постоянные, зависящие от рода газа; для  $v_{i\text{ПЛ}}$  можно получить выражение

$$v_{i\text{ПЛ}} = \alpha_m e^2 \beta_m n_a \sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}} \frac{U_i + \frac{2\beta_m kT_e}{kT_e + e\beta_m}}{(kT_e + e\beta_m)^2} \exp \left( -\frac{eU_i}{kT_e} \right).$$

Электронная температура при известной геометрии ГРК, роде и давлении плазмообразующего газа может быть найдена из решения уравнения баланса числа заряженных частиц, которое для диффузионного режима движения заряженных частиц в объеме ГРК имеет вид:

$$v_i = \frac{D_a}{\Lambda_D^2}, \quad (1.7)$$

где  $D_a$  – коэффициент амбиполярной диффузии, а  $\Lambda_D$  – диффузионная длина.

В прямопролетном режиме ухода заряженных частиц из объема ГРК уравнение баланса их числа принимает вид:

$$v_i = 0,4 \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}} \frac{V_{\text{ГРК}}}{S_{\text{ПОТ}}}, \quad (1.8)$$

где  $m_i$  – масса иона,  $V_{\text{ГРК}}$  – объем ГРК,  $S_{\text{ПОТ}}$  – площадь потерь заряженных частиц.

Выражение для диффузионной длины  $\Lambda_D$  зависит от геометрии и размеров ГРК:

– для параллельных бесконечных пластин

$$\frac{1}{\Lambda_D^2} = \left( \frac{\pi}{L} \right)^2;$$

– для цилиндрической полости

$$\frac{1}{\Lambda_D^2} = \left( \frac{\pi}{l_{\text{П}}} \right)^2 + \left( \frac{2,405}{R_{\text{П}}} \right)^2;$$

– для параллелепипеда

$$\frac{1}{\Lambda_D^2} = \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{c}\right)^2.$$

Здесь  $L$  – расстояние между пластинами;  $l_{\Pi}$  и  $R_{\Pi}$  – глубина и радиус полости;  $a, b, c$  – стороны параллелепипеда.

Полная частота ионизации  $\nu_i$  в (1.10) и (1.11) складывается из частоты ионизации плазменными электронами, быстрыми катодными и внешними электронами.

Подстановка выражений для  $\nu_i$  в (1.7) и (1.8) позволяет найти  $T_e$  путем решения соответствующих трансцендентных уравнений.

Усредненное значение концентрации плазмы в объеме ГРК можно найти из решения уравнения баланса энергии в ГРК. Примеры записи уравнений баланса энергии в ГРК будут рассмотрены ниже. Однако, даже не решая уравнения баланса энергии, можно сказать, что  $n_e$  будет функцией тока разряда в ГРК.

Знание электронной температуры и концентрации плазмы в ГРК дает возможность оценить плотности потоков электронов, которые определяют характеристики ГРК как плазменной эмиссионной системы. Как известно, из плазмы при низких и средних давлениях можно получить плотность электронного тока  $j_{e0}$  и ионного тока  $j_{i0}$ , которые определяются выражениями [16, 34]:

$$j_{e0} = en_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi n_e}} \quad \text{и} \quad j_{i0} \cong 0,4en_e \sqrt{\frac{kT_e}{m_i}}. \quad (1.9)$$

Плотности тока (1.9) являются плотностями токов насыщения, ввиду того, что на границе плазмы отсутствует потенциальный барьер, аналогичный потенциальному барьеру на поверхности твердотельного эмиттера.

Если отбор ионного тока происходит из сверхзвукового потока плазмы, имеющего скорость  $v_{пл}$ , то плотность эмиссионного тока будет определяться как

$$j_i = en_e v_{пл}.$$

### **1.3.2. Основные свойства сильноионизованной плазмы в ГРК**

В случае сильноионизованной плазмы упругие столкновения электроны совершают в основном с ионами. Частота этих столкновений  $\nu_{ei}$  пропорциональна концентрации заряженных частиц в плазме.

При описании столкновений заряженных частиц необходимо учитывать дальнодействующий характер кулоновского потенциала и коллективный характер их взаимодействия. Для получения количественных данных о столкновениях можно использовать теорию рассеяния Резерфорда.

Рассмотрим ситуацию в плазме со сто процентной ионизацией. В этом случае концентрация заряженных частиц в плазме будет оставаться посто-

янной величиной, не зависящей от плотности тока, если она не очень высока. При больших плотностях тока концентрация электронов плазме может начать повышаться как за счет возрастания концентрации многозарядных ионов, так и за счет повышения их зарядности.

Наиболее ярко особенности сильноионизованной плазмы будут проявляться в атомарной водородной плазме, в которой появление многозарядных ионов принципиально невозможно. Возрастание плотности тока в сильноионизованной плазме в первую очередь связано с ростом напряженности электрического поля. Рост напряженности электрического поля приводит к возрастанию средней энергии (температуры) заряженных частиц, что приводит к изменению значений величин, входящих в выражение для проводимости плазмы.

В сильноионизованной плазме проводимость плазмы запишется в виде:

$$\sigma = n_e e^2 / m_e \nu = (n_e e^2 \tau / m_e),$$

где  $\nu_{ei}$  – частота столкновений электрона с ионом,  $\tau_{ei}$  – время между двумя последовательными столкновениями электрона с ионом.

Время между столкновениями частиц  $\tau_{ei}$  в плазме можно определить, зная длину свободного пути электрона  $\lambda_{ei}$ , которая для частиц со средней тепловой энергией  $m_e \bar{v}^2 / 2 = 3kT_e / 2$  определяется как

$$\lambda_{ei} = \frac{4\pi\epsilon_0^2}{e^4} \frac{9}{\ln \Lambda} \frac{(kT_e)^2}{n}, \quad (11.11)$$

где  $\ln \Lambda = \ln[3(kT)^{3/2} / 2(\pi n)^{1/2} e^3] = 7,47 + 1,5 \lg(T[K]) - 0,5 \lg n_e$  — кулоновский логарифм, медленно изменяющийся при изменении аргумента.

При изменении температуры и плотности плазмы в самых широких пределах, значения кулоновского логарифма остаются практически неизменными и находятся в пределах от 10 до 20.

Длина свободного пути частиц пропорциональна квадрату температуры и обратно пропорциональна плотности плазмы. Появление кулоновского логарифма есть проявление кулоновского дальнего действия. Время между столкновениями зависит от массы частиц и может быть описано соотношением:

$$\tau_{ei} = \frac{4\pi\epsilon_0^2}{e^4} \frac{9(kT_e)^{3/2}}{n \ln \Lambda} \sqrt{m_e}. \quad (11.12)$$

В плазме, у которой температура и концентрации разноименных зарядов одинаковы, все три длины пробега равны (если ионы однозарядные), а частоты столкновений соотносятся следующим образом:

$$v_{ee} : v_{ei} : v_{ii} = \sqrt{2} : 1 : \sqrt{m_e / m_i} .$$

Удельная проводимость плазмы быстро возрастает с температурой, и при  $10^8$  К она равна  $10^7$  Ом<sup>-1</sup> см<sup>-1</sup> (для меди, как известно, при комнатной температуре  $\sigma = 6 \cdot 10^5$  Ом<sup>-1</sup> см<sup>-1</sup>).

#### 1.4. Влияние магнитного поля на процессы в ГРК

По отношению к магнитному полю, плазма проявляет диамагнитные свойства. Поэтому, будучи помещенной в неоднородное магнитное поле она смещается в область пространства, где индукция магнитного поля минимальна. Эта особенность плазмы используется для создания так называемых магнитных ловушек – областей, в которых реализуются условия для изоляции плазменных образований.

Для оценки степени влияния магнитного поля на плазму на количественном уровне используется безразмерный параметр Холла  $\beta$ , который можно представить следующим образом:

$$\beta = \omega\tau = eB / mv .$$

Здесь  $\omega$  – циклотронная частота, описывающая вращение заряженной частицы по ларморовской окружности в плоскости, перпендикулярной вектору индукции магнитного поля ( $\omega = eB/m$ );  $\tau$  - время между двумя последовательными столкновениями;  $v$  – частота соударений заряженной частицы в плазме;  $e$  и  $m$  – заряд и масса частицы;  $B$  - индукция магнитного поля. Ввиду того, что  $\tau = v^{-1}$ , для параметра Холла имеем  $\beta = \omega/v$ . Из анализа этого соотношения следует, что степень влияния магнитного поля на плазму тем сильнее, чем больше витков ларморовской спирали частица пройдет без соударений.

Ввиду того, что частота соударений прямо пропорциональна давлению, степень воздействия магнитного поля на плазму возрастает при уменьшении давления плазмообразующей среды.

В силу того, что массы электрона и иона сильно разнятся, степень воздействия на них магнитного поля различна, поэтому для оценки влияния магнитного поля на электроны и ионы плазмы вводят, соответственно, параметр Холла для электронов  $\beta_e$  и ионов  $\beta_i$ , отношение которых при-

мерно равно отношению масс электрона и иона. В связи с этим магнитное поле значительно раньше начинает воздействовать на электроны плазмы.

При рассмотрении лабораторной плазмы вводят также понятие замагниченности. Плазма считается замагниченной по тому или иному компоненту, если соответствующий ларморовский радиус  $R_{B\alpha}$  ( $\alpha$  – сорт заряженной частицы) значительно меньше характерного размера ГРК, в которой находится плазма. Обычно, в магнитных полях с индукцией, не превышающей 1 Тл, плазма замагничена по электронному компоненту, а ионы же магнитное поле «чувствуют» слабо.

В наиболее общем виде уравнение движения заряженной частицы сорта  $\alpha$  имеет вид

$$m_e (d\vec{v}_e / dt) = e(\vec{E} + [\vec{v}_e \times \vec{B}]) + \vec{F}_s, \quad (1.11)$$

где  $\vec{F}_s$  – сила неэлектромагнитного происхождения (гравитационная, центробежная и т. п.). Из решения уравнения (1.11) следует, что компонента скорости, направленная по магнитному полю, остается неизменной. Полная кинетическая энергия частицы не изменяется, поскольку вектор силы Лоренца  $\vec{F} = e[\vec{v} \times \vec{B}]$  перпендикулярен вектору скорости частицы и работа этой силы всегда равна нулю.

В плоскости, перпендикулярной  $\vec{B}$ , частица вращается по ларморовской окружности с циклотронной частотой. Направление вращения зависит от знака заряда частицы. Внутри ларморовского круга внешнее магнитное поле и поле, создаваемое движущимся зарядом, вычитаются, а вне его – складываются, что свидетельствует о диамагнетизме, проявляемым заряженной частицей, который проявляется и для плазмы в целом.

Заряженные частицы при наличии в пространстве электрических и магнитных полей движутся по сложным трехмерным траекториям. Однако, когда относительные изменения полей в пределах ларморовского круга малы, можно использовать так называемое адиабатическое приближение, при котором полную скорость частицы можно представлять в виде суммы скорости дрейфа ведущего центра и скорости вращения по ларморовской окружности вокруг ведущего центра.

Если силы электрического поля  $e\vec{E}$  и неэлектромагнитного происхождения  $\vec{F}_s$  отличны от нуля, но не зависят от координат, скорость движения частицы в плоскости, перпендикулярной  $\vec{B}$ , можно представить в

виде  $\vec{v}_\alpha = \vec{v}_{\omega_B} + \vec{v}_d$ , где  $\vec{v}_{\omega_B}$  – скорость ларморовского вращения;  $\vec{v}_d$  – скорость дрейфа в направлении, перпендикулярном действующей силе:

$$\vec{v}_d = [(e\vec{E} + \vec{F}_s) \times \vec{B}] / (eB^2). \quad (1.12)$$

Анализ выражения (1.12) показывает, что при  $\vec{F}_s = 0$  скорость электрического дрейфа  $\vec{v}_d = [\vec{E} \times \vec{B}] / B^2$  не зависит от заряда частицы и электроны, и ионы движутся как единое целое, а в плазме отсутствует поляризация.

Если электрическое поле и сила неэлектромагнитного происхождения изменяются медленно (справедливо адиабатическое приближение), к скорости, определенной по выражению (1.12), добавляется член, обусловленный изменением силы вдоль траектории:

$$\vec{v}_d = \frac{m_\alpha}{eB^2} \left[ \frac{(e\vec{E} + \vec{F}_s)}{dt} \times \vec{B} \right], \quad (1.13)$$

получивший название инерциального дрейфа. Анализ выражений (1.12) и (1.13) показывает, что скорости электронов и ионов различаются как по значению, так и по направлению.

При движении частицы в неоднородном магнитном поле ларморовский радиус ее орбиты изменяется, а магнитный момент вращающейся частицы  $\mu = (m_\alpha v_\alpha^2)_\perp / 2B = \text{const}$  остается инвариантным. *Если в системе происходят медленные изменения, а движение остается неизменным, то его называют адиабатическим инвариантом.*

Решение уравнения (1.13) для электронного компонента, в случае когда электрическое и магнитное поля взаимно перпендикулярны, а сила неэлектромагнитного происхождения представляет собой силу трения электронов об ионы, показывает следующее:

– магнитное поле не влияет на движение электронов в направлении вектора индукции магнитного поля;

– в наибольшей степени магнитное поле ограничивает движение электронов в направлении по электрическому полю и перпендикулярном магнитному полю. Ограничение подвижности электрона в этом случае описывается выражением

$$b_{e\perp} = b_{e0} / (1 + \beta_e^2),$$

где  $b_{e\perp}$  – проводимость поперек магнитного поля;  $b_{e0}$  – подвижность в отсутствие магнитного поля;  $\beta_e$  – параметр Холла для электронного компонента;

– в направлении, перпендикулярном как индукции магнитного поля, так и напряженности электрического поля,  $b_{e\perp}$  подвижность в  $\beta_e$  раз больше, чем подвижность  $b_{e\parallel}$ ;

– если для векторов электрического и магнитного полей выполняется соотношение  $E \perp B$ , а давление плазмообразующей среды мало, то скорость дрейфа плазмы, как целого, перпендикулярна векторам электрического и магнитного полей и равна по модулю  $E/B$ .

### 1.5. Пограничные области в ГРК

Объем ГРК ограничивается поверхностями, которые могут выполнять различные функции и изготавливаются как из металлов, так и из диэлектриков. По функциональному назначению эти поверхности можно разделить на: катоды, аноды и изолированные стенки. Объемная плазма в ГРК от пограничных поверхностей отделяется слоями пространственного заряда, в которых локализуется некоторая разность потенциалов.

Характер процессов в области катодного падения напряжения определяется в основном типом разряда, используемого в ГРК. В связи с этим описание его характеристик будет приведено ниже в [главах 2 и 3](#) при рассмотрении свойств дуговых и несамостоятельных тлеющих разрядов. Свойства же пристеночных и прианодных слоев слабо зависят от типа разряда, ввиду чего их можно рассматривать в общем виде.

#### 1.5.1. Пристеночное падение напряжения

Основным граничным условием, определяющим параметры слоя возникающего на границе плазма – диэлектрическая стенка, будет выступать равенство плотностей токов (поточков) положительно и отрицательно заряженных частиц ( $j_{eCT}$  и  $j_{iCT}$ ), что означает постоянство во времени заряда на стенке, а, следовательно, и постоянство потенциала ее поверхности. В простейшем случае, когда отсутствуют вторичные процессы, граничное условие принимает вид:

$$j_{eCT} = j_{iCT}.$$

Если принять, что размеры слоя  $d_{\text{СЛ}}$  существенно превышают длины свободного пути электронов  $\lambda_e$  и ионов  $\lambda_i$  (т. е. слой считаем бесстолкновительным), то в слое не будет размножения частиц и плотность тока ионов на стенке будет соответствовать эмиссионным плотностям токов ионов, получаемых из плазмы. Ввиду того, что электроны более подвижны, чем ионы, а их ток из плазмы существенно превышает ток ионов в слое, должно существовать поле, которое будет тормозить электроны, чтобы выровнять потоки ионов и электронов на стенке. В рассматриваемом случае потенциал стенки по отношению к потенциалу плазмы будет отрицательным.

С учетом бесстолкновительного характера движения электронов в тормозящем поле граничное условие для диэлектрической стенки можно представить в виде

$$j_{i\text{СТ}} = j_{e0} \exp\left(-\frac{eU_{\text{СТ}}}{kT_e}\right) = j_i. \quad (1.13)$$

Из (1.13) можно найти потенциал  $U_{\text{СТ}}$ , до которого заряжается изолированная стенка

$$U_{\text{СТ}} = \frac{kT_e}{e} \ln\left(\frac{j_{e0}}{j_{i\text{СТ}}}\right). \quad (1.14)$$

С учетом выражений (1.12) из (1.14) получим, что

$$U_{\text{СТ}} = \frac{kT_e}{e} \ln \sqrt{\frac{m_i}{4\pi m_e}}. \quad (1.15)$$

Оценки по (1.15) показывают, что  $U_{\text{СТ}}$  может достигать нескольких десятков вольт. В рассматриваемом приближении для оценки протяженности слоя  $d_{\text{СЛ}}$  можно использовать закон «степени 3/2», в котором распределение потенциала будет определяться объемным зарядом ионов в слое, тогда

$$d_{\text{СЛ}}^2 = \frac{5,48 \cdot 10^{-8} U_{\text{СТ}}^{3/2}}{\sqrt{A} j_{i\text{СТ}}},$$

где  $A$  – атомная масса плазмообразующего газа.

В более сложных случаях при расчете значения  $U_{\text{СТ}}$  необходимо решать уравнение баланса потоков заряженных частиц на всей поверхности

стенки, контактирующей с плазмой. При этом параметры слоя (падение напряжения и протяженность) будут зависеть от координаты.

В рассматриваемом случае потенциал стенки по отношению к потенциалу плазмы будет отрицательным, в результате чего на границе плазма – стенка будет отсутствовать барьер, препятствующий уходу ионов, что приведет к снижению эффективности использования ионов, генерируемых в объеме ГРК при формировании потоков ионов или плазмы.

Поменять знак пристеночного падения напряжения можно, если вблизи поверхности стенки организовать магнитное поле, силовые линии которого тангенциальны ее поверхности. При этом напряженность магнитного поля должна быть такой, чтобы плазма была «замагничена» по электронной компоненте. Минимальную величину тангенциальной составляющей индукции магнитного поля, при которой пристеночное падение обращается в нуль, можно оценить из условия равенства подвижностей электронов и ионов, движущихся по вектору электрического поля перпендикулярно магнитному, тогда

### ***1.5.2. Прианодное падение напряжения***

Возникновение слоя анодного падения напряжения обусловлено необходимостью выполнения закона непрерывности тока в ГРК, в соответствии с которым ток заряженных частиц из плазмы должен равняться анодному току, протекающему по внешней цепи.

Если приемная поверхность анода  $S_a$  достаточно велика, так что выполняется неравенство  $j_{e0} S_a > I_p$ , то вблизи анода формируется отрицательное анодное падение, появление которого уменьшает ток плазменных электронов на анод. При этом значение падения напряжения в прианодном слое  $U_a$  можно оценить из выражения:

$$j_{e0} S_a \exp\left(-\frac{eU_a}{kT_e}\right) = I_p,$$

откуда

$$U_a = \frac{kT_e}{e} \ln \frac{j_{e0} S_a}{I_p}. \quad (1.16)$$

Отрицательное анодное падение напряжения будет также увеличиваться в том случае, когда на анод падают быстрые катодные электроны,

не успевшие растратить свою энергию. Выражение (1.16) в этом случае следует записать с учетом появления на аноде потока быстрых электронов

$$U_a = \frac{kT_e}{e} \ln \frac{j_{e0} S_a}{I_p - I_{aБ}}, \quad (1.17)$$

где  $I_{aБ}$  – ток быстрых электронов на аноде.

Выражения (1.16) и (1.17) записаны без учета того обстоятельства, что при  $U_a < 0$  на анод из плазмы пойдут ионы. При учете тока ионов на анод  $I_{i_a}$  выражение (1.17) примет вид

$$U_a = \frac{kT_e}{e} \ln \frac{j_{e0} S_a}{I_{i_a} + I_p S_a - I_{aБ}}.$$

Если соотношение между токами электронов из плазмы на анод и током разряда изменится на противоположное ( $j_{e0} S_a < I_p$ ), то вблизи анода сформируется положительное анодное падение. При его появлении либо увеличивается эффективная площадь анода, либо в слое начинается размножение электронов, поступающих на границу слоя из плазмы.

## 1.6. Катодные узлы с ненакаливаемыми эмиттерами для ГРК

Проблема создания долговечного и экономичного катода является одной из основных при разработке любого газоразрядного или вакуумного прибора или устройства, так как его параметры очень часто определяют характеристики всего устройства в целом. Поэтому в настоящее время как у нас в стране, так и за рубежом широко проводятся работы по усовершенствованию конструкций и характеристик различных катодных материалов и систем, а так же по разработке новых типов конструкций, более полно удовлетворяющих требованиям различных областей электроники [55, 100, 101].

Накаленные катоды, как правило, не терпят аварийных разгерметизаций в накаленном состоянии и имеют ограниченный срок службы при работе в среде реактивных газов. Поэтому в плазменных эмиссионных системах технологического назначения часто отдается предпочтение ненакаливаемым от внешних источников энергии катодам.

В качестве материалов для ненакаливаемых катодов наибольшее распространения получили: W, Ta, Mg, Al, Cu, сталь 1X18H10T, Hg, Ga.

Для получения импульсных электронных токов большой силы (до 100 кА) и энергий (до  $1 \div 10$  МэВ) при длительностях  $10^{-8} \div 10^{-6}$  сек. используются устройства с катодами, работающими в режиме взрывной эмиссии [109, 111]. Механизм взрывной эмиссии широко освещен в работах [112 ÷ 116]. К недостаткам устройств на основе взрывной эмиссии следует отнести возможные нестабильности от импульса к импульсу, так как каждый акт эмиссии сопровождается необратимым изменением поверхности катода и принципиальное ограничение длительности импульса тока временем пролета плазмы от катода к аноду (в последних исследованиях [117] удалось увеличить длительность импульса до  $10^{-6}$  сек при снижении амплитуды тока до  $10 \div 50$  А).

В стационарных плазменных источниках, работающих с дуговыми разрядами, применяются вольфрамовые, медные, магниевые, а также жидкие неметаллические катоды на Hg и Ga [22, 18, 43, 45]. К положительным качествам следует отнести возможность получения больших токов и сравнительно большой срок службы (до 200 часов) для W и Mg катодов и практически бесконечный для жидких регенерируемых катодов. Недостатками их является ограничение снизу по рабочим токам, низкая стабильность разрядного тока во времени, большая эрозия материала катода.

Особо следует отметить широкое применение алюминия в плазменных источниках электронов, работающих с использованием различных типов тлеющего разряда. Алюминий обладает хорошими свойствами в отношении ионно-электронной эмиссии и в тоже время малым распылением, что связано с наличием на его поверхности диэлектрической пленки из  $Al_2O_3$ . Эти особенности обеспечивают срок службы в десятки часов алюминиевых эмиттеров при работе в пушках с прианодной плазмой, где энергия бомбардирующих поверхность катода ионов может достигать  $30 \div 60$  КэВ и более.

В технологических системах наибольшее распространение получили катодные узлы, в которых эмиссия электронов осуществляется за счет вторичной ионно-электронной эмиссии (используются в ГРК на базе тлеющих разрядов) и катодные узлы ГРК на базе самостоятельных вакуумно-дуговых разрядов.

Ниже остановимся на описании характеристик катодных узлов ГРК на базе тлеющих разрядов, а катодные процессы в ГРК на базе вакуумных дуговых разрядов будут рассмотрены в главе 3.

### ***Особенности тлеющих разрядов в ГРК при низких давлениях***

Разряды низкого давления возбуждаются в условиях левой ветви кривой Пашена, когда длины свободного пути заряженных частиц  $\lambda_{e, i}$  могут быть сравнимы или даже превышать характерный размер ГРК. В этих условиях процессы в области катодного падения напряжения и в плазме положительного столба разряда нельзя рассматривать независимо, ввиду того, что ионы, образованные в плазме, могут достигать катода, а быстрые катодные электроны будут расходовать в объеме плазмы положительного столба разряда приобретенную в области катодного падения напряжения энергию [1.6].

Газоразрядные камеры плазменных эмиссионных систем могут иметь больше двух электродов и несколько источников электрического питания, подключаемых к различным электродам.

В этом случае плазменные устройства на базе разрядов низкого давления можно рассматривать как системы из нескольких взаимодействующих между собой разрядных промежутков, один из которых выбирается в качестве основного, а остальные считаются вспомогательными. При таком подходе разряд в основном промежутке можно представлять как самостоятельный тлеющий, а различные факторы, определяющие поступление быстрых электронов в разрядный объем, учитывать чисто формально путем корректировки значения коэффициента вторичной ионно-электронной эмиссии материала катода, вводя его эффективное значение  $\gamma_{\text{эф}}$ . Тогда ток в цепи катода основного разрядного промежутка  $I_{\text{к}}$  можно будет записать следующим образом:

$$I_{\text{к}} = (1 + \gamma_{\text{эф}})I_{\text{и к}}, \quad (2.1)$$

где  $I_{\text{и к}}$  – полный ток ионов на катод. Этот ток может быть обусловлен ионизацией газа в разрядном промежутке собственно вторичными электронами или электронами, эмитированными из катода, ионизацией газа электронами из вспомогательных разрядов или образовавшимися на катоде за счет других факторов, а также потоком ионов на катод, обусловленным внешней инъекцией ионов в основной разрядный промежуток из вспомогательных источников.

Условие самостоятельности тлеющего разряда в основном промежутке в принятой модели запишется следующим образом:

$$N_i(1 + \delta_i)\xi_2 = \gamma_{\text{эф}}^{-1}, \quad (2.2)$$

где  $N_i$  – число ионов, образующихся в разряде в расчете на один электрон, выходящий из катода;  $\delta_i$  – отношение числа ионов, инжектируемых в разрядный промежуток из вспомогательных источников, к числу генерируемых в нем;  $\xi_2$  – доля ионов, попадающих на катод из разрядного промежутка. Из (2.2)  $N_i$  будет определяться как

$$N_i = \xi_1 \left[ \frac{eU_p}{W_0} + \delta_e \frac{e(U_p + U_{e\Pi})}{W_0'} \right], \quad (2.3)$$

где  $e$  – заряд электрона;  $U_p$  – падение напряжения в основном разрядном промежутке;  $W_0$  – средние затраты энергии на один акт ионизации электронным ударом при начальной энергии быстрого электрона  $eU_p$ ;  $W_0'$  – то же при начальной энергии быстрого электрона;  $e(U_p + U_{e\Pi})$ ,  $eU_{e\Pi}$  – энергия электронов, входящих из вспомогательного разрядного промежутка в основной;  $\xi_1$  – доля энергии, расходуемая быстрыми катодными электронами при столкновениях до их ухода из основного разрядного промежутка.

Из выражений, определяющих условия самостоятельности разряда, можно найти падение напряжения  $U_p$  в основном разрядном промежутке:

$$U_p = \frac{W_0}{e} \left[ \frac{1}{\gamma_{\text{эф}} \xi_1 \xi_2 (1 + \delta_i)} - \delta_e \frac{eU_{e\Pi}}{W_0'} \right] \left( 1 + \delta_e \frac{W_0}{W_0'} \right)^{-1}. \quad (2.4)$$

Выражения (2.1)–(2.4) можно рассматривать как основные уравнения обобщенной многопараметрической модели газоразрядного промежутка при низких давлениях. Значения параметров в ней могут быть рассчитаны независимо, получены на основании экспертных оценок или из обработки данных экспериментов.

Анализ выражения (2.4) показывает, что предложенный подход позволяет с единых позиций описывать характеристики от полностью самостоятельных тлеющих разрядов, когда  $\gamma_{\text{эф}}$  определяется исключительно  $\gamma$ -процессами на катоде, до полностью несамостоятельных разрядов (например, разрядов с накалимым катодом), когда выход электронов из катода определяется его температурой.

Эффективность применения выражения (2.4) для оценки падения напряжения на разрядном промежутке особенно наглядно видна в случае полностью самостоятельного тлеющего разряда, когда  $\delta_e = \delta_i = 0$ ,  $\gamma_{эф} = \gamma$ . Тогда выражение (2.4) запишется в виде

$$U_p = \frac{W_0}{e\gamma\xi_1\xi_2}. \quad (2.5)$$

Выражение (2.5) правильно описывает известные из практики ситуации. При низких давлениях напряжение горения тлеющего разряда минимально ( $U_{p \min}$ ) в условиях развитого эффекта полого катода, когда быстрые катодные электроны вследствие осцилляций полностью растрчивают приобретаемую в электрических полях энергию на ионизацию и сопутствующие процессы, а почти все ионы, образовавшиеся в катодной полости, бомбардируют ее поверхность и участвуют в генерации потока быстрых первичных электронов. В этом случае из (2.5) имеем  $U_{p \min} = W_0 / e\gamma$ .

В случае открытого катода при отсутствии условий для осцилляций быстрых катодных электронов доля энергии, теряемая ими на ионизацию  $\xi_1$ , мала. Поэтому, даже если  $\xi_2 \approx 1$ , из (2.5) следует, что  $U_p$  на газоразрядном промежутке будет сильно возрастать. Разряд при этих условиях получил название высоковольтного тлеющего разряда низкого давления (ВТРНД).

Несамостоятельность тлеющего разряда может быть обусловлена инжекцией в область ГРК потока электронов или ионов из внешнего генератора заряженных частиц, или поступлением электронов из катода за счет термоэмиссии при его разогреве за счет мощности, подводимой от вспомогательного источника накала.

Для количественной оценки влияния указанных факторов на ток тлеющего разряда можно ввести понятие степени несамостоятельности разряда по току  $S_{нс}$ , которую можно определить как

$$S_{нс} = \frac{I_{p_{вн}}}{I_{p_{вн}} + I_{p_{\gamma}}}. \quad (2.6)$$

Здесь  $I_{p_{вн}}$  – доля тока в общем разрядном токе, обусловленная влиянием внешних факторов;  $I_{p_{\gamma}}$  – доля тока в общем разрядном токе, обусловленная  $\gamma$ -процессами на катоде.

Результаты экспериментального и теоретического исследования процессов в полых катодах подробно описаны в работах Б.И. Москалева и А.С. Метеля [ ], [1.12].

При токах ( $5 \div 7$ ) А разряд при определенных условиях (расход газа и сила магнитного поля) из тлеющей формы может перейти в дуговую с распределенной эмиссией [14], при этом напряжение горения снижается до  $50 \div 70$  В, ток дуги возрастает до величины ограниченной внешним балластом. Поверхность катода в некотором сечении разогревается до высокой температуры и основным механизмом, поставляющим электроны в плазму становится термоэмиссия. При невыполнении указанных условий тлеющий разряд переходит в дуговой разряд с катодным пятном.

### **1.7. Способы повышения эффективности генерации заряженных частиц в ГРК**

Эффективность работы ГРК будет связана с удельными энергетическими затратами на формирование потока электронов или ионов, используемого для дальнейшего применения. Эта эффективность будет определяться, с одной стороны, необходимыми затратами энергии на генерацию потока заряженных частиц, а с другой стороны, степенью использования заряженных частиц, рожденных в объеме ГРК [2], [5], [13].

Газоразрядные камеры плазменных эмиссионных систем работают, как правило, в диапазоне давлений  $10^{-2} \dots 10$  Па. При этих давлениях процессы объемной рекомбинации в большинстве случаев не оказывают существенного влияния на функционирование ГРК. Унос заряженных частиц из объема ГРК будет происходить на электроды, стенки и через эмиссионные поверхности, на которых формируются полезно используемые потоки заряженных частиц или плазмы. Уменьшить потоки заряженных частиц на стенки и электроды ГРК можно следующими путями:

- увеличением отношения площади эмиссионной поверхности к площади потерь (суммарная площадь поверхности электродов и стенок);
- созданием в ГРК плазмы с неоднородной концентрацией, в которой максимум концентрации будет наблюдаться на эмиссионной поверхности, а вблизи электродов и стенок она будет минимальной;
- воздействием на характеристики пристеночного или приэлектродного слоев с целью снижения скорости ухода заряженных частиц из объема ГРК.

При типичных разрядных условиях в ГРК длина свободного пути электронов  $\lambda_e$ , как правило, превышает размеры приэлектродных и пристеночных областей, а часто и характерные размеры ГРК  $L$ . Это приводит к тому, что электроны, вышедшие из катода, проходят область катодного падения напряжения практически без соударений, и на выходе из нее будут иметь энергию, определяемую падением напряжения в катодном падении напряжения. Если не принимать специальных мер, электроны, покидающие объем ГРК, не успеют растратить энергию на столкновения и унесут ее из разряда, что крайне нежелательно. Таким образом, для утилизации в разрядном объеме энергии, запасаемой электроном в катодном падении, необходимо, чтобы длина траектории быстрого катодного электрона в объеме ГРК, по крайней мере, на порядок превышала его среднюю длину свободного пути. Реализовать это требование можно, создав условия для осцилляции электронов в объеме ГРК, которые могут создаваться:

- в электрических полях (электростатическое удержание электронов, разряд с полым катодом [1.12]);
- в скрещенных электрическом и магнитном полях (замкнутый дрейф электронов, магнетронный разряд [26], [30], [1.13]);
- при совмещении первых двух условий (разряды Пеннинга [1], [3], [8], [1.3]).

Если не применять специальных мер, потенциал плазмы в объеме ГРК, как правило, превышает потенциал анода на величину потенциала порядка электронной температуры  $kT_e$ , потенциал изолированных стенок – на величину порядка  $7 kT_e$  и, естественно, потенциал катода – на величину катодного падения напряжения. Плотность ионного тока, идущего на указанные поверхности, будет определяться ионным током насыщения  $j_{i0}$ . Естественно, что эти ионы будут уносить энергию из ГРК и увеличивать энергетические затраты на получение потока заряженных частиц, эмитируемого с эмиссионной поверхности.

Уменьшить поток энергии, уносимой из ГРК ионами, можно, создав условия, при которых потенциал плазмы относительно анода и стенок станет отрицательным, а скорость ухода из плазмы электронов будет существенно уменьшена. Рассмотренная ситуация может быть реализована путем создания у поверхности анода и стенок тангенциального магнитного поля с индукцией, удовлетворяющей определенным требованиям.

В поперечном магнитном поле коэффициенты подвижности и диффузии электронов и ионов уменьшаются в  $(1 + \beta^2)$  раз. Здесь  $\beta = \omega\tau$  – параметр Холла, где  $\omega$  – циклотронная частота;  $\tau$  – время между двумя последовательными столкновениями. Циклотронная частота определяется соотношением  $\omega = (e/m)V$ , в котором  $e$  – заряд частицы;  $m$  – ее масса;  $V$  – индукция магнитного поля.

Потенциал изолированной стенки по отношению к плазме будет менять знак при выполнении условия  $b_{e0}/(1 + \beta_e^2) = b_{i0}/(1 + \beta_i^2)$ , и становится положительным, если левый член приведенного выражения будет меньше правого члена.

Для повышения эффективности генерации заряженных частиц в ГРК можно также предложить использование эффекта усиления тока в плазме (УПТ) [1.14]. В стационарном режиме поток ионов на изолированную стенку уравнивается потоком электронов. При этом на стенке устанавливается так называемый плавающий потенциал. Если же на стенку подать более отрицательный потенциал, чем плавающий, от источника напряжения, подключенного положительным полюсом к аноду ГРК, то в цепи анода разрядный ток увеличится на величину ионного тока на стенку. Использование эффекта УПТ особенно перспективно в ГРК на базе тлеющего разряда, в которых значение катодного падения напряжения лежит в диапазоне 300...600 В, а развитый эффект УПТ будет наблюдаться уже при подаче на стенку потенциала порядка 50 В.

### **1.7. Особенности формирования потоков заряженных частиц в системах с плазменными эмиттерами**

Процессы, имеющие место при формировании потоков заряженных частиц в плазменных эмиссионных системах, определяются следующими особенностями [1]–[7]:

– на границе «плазма–слой» практически отсутствует потенциальный барьер, поэтому плотность эмиссионного тока извлекаемых из плазмы заряженных частиц есть плотность тока насыщения;

– согласование эмиссионной способности плазменного эмиттера и первеанса ускоряющего промежутка обеспечивается соответствующим перемещением границы плазмы по отношению к экстрактору (коллектору);

– в области первичного формирования пучка заряженных частиц всегда имеется достаточно большая концентрация нейтралов, которые могут оказывать существенное влияние на процессы в ускоряющем промежутке (искажают распределение потенциала в промежутке, влияют на его электрическую прочность и т. п.);

– в случае применения одноапертурной системы формирования ионного пучка максимальный ток в пучке будет зависеть от напряжения экстракции и массы извлекаемых ионов [2].

Рассмотрим некоторые из указанных особенностей, которые в первую очередь будут определяться возможностью перемещения плазменной эмиссионной поверхности.

### ***1.7.1. Эмиссионная характеристика***

Вид эмиссионной характеристики промежутка с подвижной плазменной границей будет определяться зависимостью эмиссионных параметров плазмы на эмиссионной поверхности, положение которой зависит в первую очередь от разности потенциалов между эмиссионной поверхностью и экстрактором или коллектором извлекаемых из плазмы заряженных частиц.

Так, при формировании потока заряженных частиц из плазмы, проникающей в вакуум через эмиссионное отверстие, возрастание ускоряющего потенциала на экстракторе (коллекторе) будет приводить к росту эмиссионного тока в промежутке до тех пор, пока граница проникающей плазмы не достигнет плоскости эмиссионного отверстия. При дальнейшем увеличении потенциала на экстракторе рост эмиссионного тока существенно замедляется или вообще прекращается, так как электрическое поле в эмиссионное отверстие проникает на расстояние порядка его диаметра.

### ***1.7.2. Неустойчивость эмитирующей плазменной границы***

При отборе из плазмы электронов в ускоряющем промежутке между плазмой и извлекающим электродом образуется слой отрицательного объемного заряда, на котором падает ускоряющее напряжение. В условиях превышения эмиссионной способности плазмы над пропускной способностью ускоряющего промежутка вблизи плазменной поверхности образуется область минимума потенциала и непосредственно у поверхности электрическое поле оказывается ускоряющим для положительно заряженных ионов. Это вызовет перемещение плазменной поверхности к извлекающе-

му электроду. Когда ток эмиссии сравнивается с током, ограниченным объемным зарядом, движение плазменной поверхности прекратится. При этом электрическое поле у поверхности будет равно нулю, потенциал монотонно растет по направлению к электроду, ток в ускоряющей промежутке является током насыщения и удовлетворяет закону «степени  $3/2$ » [1]. При отборе положительных ионов у плазменной поверхности нет экстремума потенциала, который мог бы возвращать в плазму медленные ионы; возникновению такого экстремума противодействовала бы компенсация положительного объемного заряда быстрыми электронами плазмы [2].

В настоящее время аналитически не решена задача о распределении ускоряющего поля и плотности частиц в переходном заряженном слое на движущейся границе плазмы, описание которого возможно только в кинетическом приближении. В работе [1.15] с помощью уравнений Власова–Пуассона проведено численное моделирование самосогласованного истечения электронно-ионной плазмы через отверстие в ускоряющий зазор диода, когда с поверхности плазмы отбираются электроны. Потенциал на ускоряющем электроде полагался равным десяти потенциалам плазмы. Детальное численное моделирование позволило проследить за движением искривленной границы положительных ионов. При этом мгновенные профили электронной плотности имели изрезанный вид и пульсировали с электронной плазменной частотой. Истечение электронов в вакуумную область носило прерывисто-струйный характер. Указание на то, что плазменный катод с резкой границей плотности имеет тенденцию к дроблению на тонкие струи, содержится и в более ранней работе [1.16]. Изрезанность и дробление на струи плазменного эмиттера, по-видимому, связаны с нарастанием во времени возмущений, распространяющихся вдоль заряженной поверхности плазменной жидкости и затухающих по обе стороны от нее. На рис. 1.2 изображена искривленная под действием нарастающих возмущений поверхность эмиттера, выпуклые участки которой находятся ближе к извлекаемому электроду. На этих участках прекращается отбор электронов, поскольку ток в диоде, ограниченный объемным зарядом, с уменьшением ускоряющих промежутков становится больше тока эмиссии.

Решение задачи о неустойчивости плоской заряженной поверхности жидкого проводника относительно мелкомасштабных возмущений приведено в [1.17] для статического предела, когда через поверхность нет потока вещества. Инкремент поверхностных возмущений имеет вид

$$\text{Im } \omega = \left[ \frac{k}{\rho} \left( \frac{E^2}{4\pi} - \beta k^2 - \rho g \right) \right]^{1/2}, \quad (1.9)$$

где  $E = 4\pi\sigma$  – электрическое поле вблизи поверхности;  $\sigma$  – поверхностная плотность зарядов;  $\rho$  – плотность жидкости;  $\beta$  – коэффициент поверхностного натяжения;  $g$  – ускорение силы тяжести;  $k$  – волновой вектор возмущений.

В [1.18] авторами на основе одножидкостной гидродинамической модели бесстолкновительной неизотермической плазмы аналитически рассмотрена неустойчивость эмитирующей плоской плазменной поверхности. Показано, что в условиях вытекания плазменных частиц через заряженную поверхность плазмы инкремент поверхностных возмущений определяется не только величиной ускоряющего электрического поля, но и величиной разрыва плотности среды на границе эмиттера.

Если потенциал извлекающего электрода  $\phi_3 > T_e/e \gg T_i/e$ , где  $T_e$  и  $T_i$  – температура электронов и ионов соответственно, можно пренебречь толщиной разрыва плотности среды на границе эмиттера, на которой плотность ионного компонента падает в  $e$  раз [1].

В ускоряющем промежутке справедливы следующие уравнения одножидкостной гидродинамики, включающие объемную плотность сторонней электрической силы, а также уравнение Пуассона, описывающее падение напряжения на слое объемного заряда в диоде:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{v}) = 0; \quad (1.10)$$

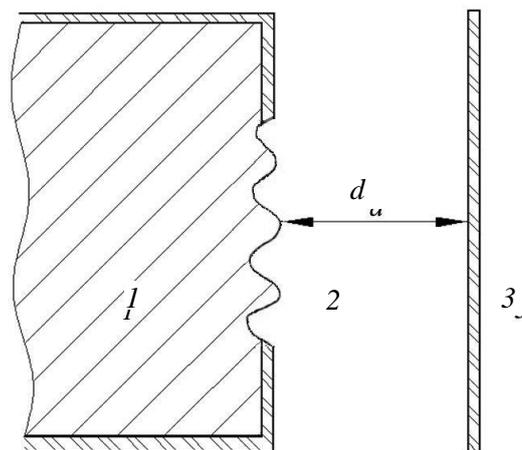


Рис. 1.2. Искривление поверхности эмиттера на расстоянии  $d$  от ускоряющего электрода:  
1 – плазма; 2 – ускоряющий зазор;  
3 – электрод

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \frac{\rho_q}{\rho} \vec{E}; \quad (1.11)$$

$$\nabla \vec{E} = 4\pi \rho_q; \quad \vec{E} = -\nabla \phi, \quad (1.12)$$

где  $\vec{v} = \sum_{\alpha} m_{\alpha} n_{\alpha} \vec{v}_{\alpha} / \sum_{\alpha} m_{\alpha} n_{\alpha}$  и  $\rho = \sum_{\alpha} m_{\alpha} n_{\alpha}$  – массовые скорость и плотность плазменной жидкости;  $\vec{v}_{\alpha}$  и  $n_{\alpha}$  – направленная скорость и плотность компонентов плазмы;  $\rho_q = \sum_{\alpha} e_{\alpha} n_{\alpha}$  – плотность объемного заряда;  $\alpha = i, e$ ;  $p$  – давление в среде.

На движущейся поверхности разрыва плотности среды, совпадающей с границей плазменного эмиттера, как и во всем объеме диода, должны быть непрерывны потоки вещества и импульса:

$$\{\rho \vec{v} \vec{n}\}_{z=z_0} = 0; \quad (1.13)$$

$$\{P_{ik} n_k\}_{z=z_0} = 0, \quad (1.14)$$

где  $P_{ik} = p \delta_{ik} + \rho v_i v_k + (1/4)(E^2 \delta_{ik} / 2 - E_i E_k)$  – тензор плотности потока импульса, учитывающий стороннюю электрическую силу;  $z$  и  $x$  – координатные оси, направленные перпендикулярно и вдоль эмитирующей поверхности соответственно;  $\vec{n}$  – нормаль к этой поверхности;  $z_0$  – координата границы плазмы.

В квазинейтральной плазме используем уравнения одножидкостной гидродинамики (1.10) и (1.11) без учета сторонней электрической силы, так как ускоряющее поле диода скинируется в переходном слое на границе эмиттера. Давление неизотермической плазмы определяется температурой электронов:  $p = v_s^2 \rho = n_e T_e = n_i T_e$ . Давлением же плазменной жидкости в заряженной области за границей разрыва плотности среды можно пренебречь по сравнению с давлением в плотной квазинейтральной плазме и давлением стороннего электрического поля.

Положение движущейся плазменной поверхности в общем виде описывается уравнением

$$\rho(z_0) v_z(z_0) = \frac{1}{v_z(z) - v_z(z_0)} \left[ \frac{1}{8\pi} \left( \frac{\partial \phi}{\partial z} \right)^2 + p(z_0) \right], \quad (1.15)$$

следующим из (1.13) и (1.14). Известно решение этого уравнения для установившегося равновесного положения эмитирующей плазменной поверхности при нулевых граничных условиях на потенциал и напряженность поля в ускоряющем зазоре. Если положить, что ионы полностью отражаются на границе плазмы и не вытекают в диод (большой положительный потенциал на электроде), т. е.  $\rho(z > z_0) \approx n_e m_e$ , то при использовании выражений для скорости электронов  $v_z(z_0) = v_{Te} = (T_e/m_e)^{1/2}$  и  $v_z(z > z_0) = [2e\phi(z)/m_e]^{1/2}$  из решения уравнения (1.15) следует известный закон «степени 3/2» [2], [1.3]

$$j_e = 0.4en_e(z_0)v_{Te} = \left(\frac{2e}{m_e}\right)^{1/2} \frac{\phi_{\text{э}}}{9\pi d^2}, \quad (1.16)$$

где  $j_e$  – электронная плотность тока насыщения, извлекаемого из плазмы;  $d = z_3 - z_0$  ( $z_3$  – координата электрода).

В указанных условиях выражение (1.16) устанавливает достаточно простую связь между расстоянием от плазменной поверхности до электрода и ускоряющим напряжением, плотностью и температурой отбираемых из плазмы электронов. В обратном пределе большого отрицательного потенциала на вытягивающем электроде можно получить аналогичное (1.16) выражение для отбираемой плотности ионного тока.

Поскольку нет аналитического решения для распределения ускоряющего поля и плотности частиц в переходном заряженном слое на границе движущейся плазмы, квазиравновесные значения параметров плазмы и диода считаются заданными, определяются численными или экспериментальными методами и удовлетворяют уравнению (1.15). Изменениями этих параметров во времени можно пренебречь на фоне быстрых процессов, когда фазовая скорость возмущений значительно больше скорости движения плазмы, по порядку величины, совпадающей со скоростью ионного звука [1.15].

В общем виде дисперсионное уравнение, описывающее колебания на поверхности плазмы, довольно громоздкое, однако при определенных предположениях оно упрощается. Будем считать, что малые возмущения параметров плазмы распространяются в виде бегущих плоских волн вдоль эмитирующей поверхности, затухая по обе стороны от нее, и пропорцио-

нальны  $\exp(-i\omega t + ik_x - k_z z)$ . Величина  $k_x$  соответствует продольной по отношению к плазменной поверхности составляющей волнового вектора, а  $k_z$  играет роль показателя спада возмущений в поперечном направлении.

В случае слабой неоднородности параметров плазмы и диода, когда  $k_z^{-1} \partial \ln(\rho, E, v_z) / \partial t \ll 1$ , из линеаризованных уравнений (1.10) – (1.14) при  $\Omega^2 \gg k_x^2 v_s^2$  следует дисперсионное уравнение

$$D_0(\omega, k_x, k_{z0}) + \frac{k_{z1} k_{z0}^2 - k_x^2}{k_{z0} k_{z1}^2 - k_x^2} D_1(\omega, k_x, k_{z1}) = 0, \quad (1.17)$$

где  $D_{1,0} = \Omega_{1,0}^2 \pm 2i\Omega_{1,0} v_{z1,0} (k_{z1,0}^2 - k_x^2) / k_{z1,0} + (k_{z1,0}^2 - k_x^2) v_{z1,0}^2$ ;  $\Omega_{1,0} = \omega - ik_{z1,0} v_{z1,0}$ , индекс ноль относится к параметрам плазмы, а индекс 1 – к параметрам диода вблизи эмитирующей поверхности.

Как показывает анализ дисперсионного уравнения (1.17), если  $(1 + k_{z1}/k_{z0})^{-1} (k_x^2/k_{z0}^2)(\rho_0/\rho_1 - 1)^2 \gg 1 + k_{z1}\rho_0^2/k_{z0}\rho_1^2$ , эмитирующая плазменная поверхность аperiodически неустойчива ( $\text{Re } \omega = 0$ ) относительно мелкомасштабных возмущений с максимальным инкрементом:

$$\text{Im } \omega = \frac{2k_x^2}{k_{z0} + k_{z1}} \left[ \left( \rho_0 + \frac{E_{z1}^2}{8\pi} \right) \frac{1}{\rho_0} \left( \frac{\rho_0}{\rho_1} - 1 \right) \right]^{1/2}. \quad (1.18)$$

При нарушении указанного условия неустойчивость становится периодической ( $\text{Im } \omega \geq \text{Re } \omega$ ). Сравнение выражений (1.9) и (1.18) показывает, что в условиях протока вещества через движущуюся плазменную поверхность инкремент поверхностных возмущений выше соответствующей величины в статическом пределе заряженной поверхности жидкого проводника. При отборе электронов с плазменной поверхности и малой плотности ионов в объеме диода, когда  $\rho_1 \ll \rho_0$  и  $k_x > k_{z1}$ , величина инкремента (1.18) более чем в  $(\rho_0/\rho_1)^{1/2}$  раз превышает соответствующий инкремент в гидростатике, где  $k_x \approx k_z = k$ . С уменьшением положительного потенциала на электроде по отношению к плазме уменьшается разрыв плотности среды на границе эмиттера вследствие вытекания положительных ионов все

далее в ускоряющий промежуток и отражения вблизи электрода, что приводит к уменьшению инкремента поверхностных возмущений. В условиях установившегося равновесного положения плазменного эмиттера, когда электрическое поле у поверхности равно нулю, инкремент поверхностных возмущений обусловлен давлением плазмы, определяемым температурой электронов.

Предельный переход в инкременте от гидродинамики к гидростатике недопустим, так как возмущения в этих случаях развиваются на фоне совершенно разных состояний заряженных поверхностей. Проток вещества через плазменную поверхность ( $v_{z1} > v_{z0} > 0$ ) является необходимым условием для перемещения этой поверхности ( $v \approx v_s$ ) и установления ее равновесного положения. В гидростатике жидкого проводника ( $v_{z1} = 0$ ) равновесие достигается за счет компенсации силы давления электрического поля силами поверхностного натяжения и тяжести.

Отметим, что в рамках простой модели плоской эмитирующей поверхности не учитывалось возмущение нормали к поверхности, которое вносит в инкремент неустойчивости поправки второго порядка малости. Однако в условиях искривленной границы плазмы (вогнутой или выпуклой) возмущение нормали к поверхности будет уже линейным относительно малого искривления поверхности и может, так же как и учет неоднородности параметров диода, внести стабилизирующий эффект в развитие поверхностных возмущений вплоть до их подавления.

Если в плазменном источнике заряженных частиц созданы условия для эффективной генерации отрицательных ионов, то при подаче положительного потенциала на извлекающий электрод с плазменной поверхности помимо электронов происходит эмиссия отрицательных ионов. Поскольку плотность отрицательных ионов всегда существенно меньше плотности положительных ионов в квазинейтральной плазме, неустойчивость плазменной поверхности описывается инкрементом (1.18), в котором по-прежнему  $\rho_0 > \rho_1$ .

При подаче на вытягивающий электрод отрицательного потенциала происходит устойчивый отбор положительных ионов, плотность которых монотонно падает к электроду ( $\rho_0 \approx \rho_1$ ;  $\text{Im } \omega = 0$ ). В этом случае из-за отсутствия границы плотности среды понятие «возмущение границы эмиттера» лишено физического смысла.

### ***1.7.3. Электрическая прочность ускоряющего промежутка в плазменном источнике заряженных частиц***

Электронные и ионные пучки, получаемые из плазменных источников, транспортируются в остаточной газовой среде. Натекание газа в ускоряющий зазор и дрейфовое пространство пучка происходят из самого источника. При формировании сильноточных пучков заряженных частиц в фокусирующих устройствах с магнитооптикой и при транспортировке на большое расстояние применяют принудительный напуск газа с целью уменьшения влияния объемного заряда на динамику быстрых частиц. В этих условиях за ускоряющим электродом в результате ионизации пучком атомов газа образуется плазма, которая и компенсирует объемный заряд ускоренных частиц. Плотность плазмы может значительно превышать плотность частиц пучка. Из пучковой плазмы в ускоряющий промежуток отбираются заряженные частицы противоположного знака по отношению к пучку, вытягиваемому из плазменного источника.

Электрический пробой ускоряющего промежутка ограничивает предельные режимы работы плазменных источников. Условия пробоя определяются свойствами плазмы в источнике и за ускоряющим электродом, а также характеристиками самого промежутка. Длина ускоряющего промежутка, в свою очередь, зависит от свойств пучковой плазмы и плазмы источника.

Основное отличие плазменных эмиттеров от термоэлектронных пушек заключается в том, что при отборе электронов или ионов из плазмы ограничения тока объемным зарядом быть не может. Ток, протекающий в ускоряющем промежутке, является током насыщения и определяется плотностью и температурой плазмы источника. Изменение этих параметров при постоянном ускоряющем напряжении приводит к перемещению эмиттирующей плазменной поверхности, при котором на этой поверхности восстанавливается нулевая напряженность электрического поля.

Обратный электронный ток, поступающий из пучковой плазмы, может значительно превышать ток из ионного источника и приводить к повышенному выделению мощности на плазменном электроде. Поэтому для формирования ионного пучка используют сначала ускоряющий, а потом замедляющий электрод, при этом электроны из пучковой плазмы не могут попасть в источник. Уменьшить обратный электронный ток из пучковой плазмы в источник можно с помощью поперечного магнитного поля в

ускоряющем промежутке. В ионном источнике с замкнутым дрейфом электронов, когда электронный ларморовский радиус равен длине промежутка, обеспечивается компенсация объемного заряда и значительное увеличение тока ионного пучка. Однако поперечное магнитное поле искажает траектории ускоренных ионов. При формировании прецизионных ионных пучков возникает необходимость скомпенсировать их объемный заряд с помощью обратного электронного тока в отсутствие внешнего магнитного поля. Это позволяет снизить влияние объемного заряда на динамику ионного пучка и свести к минимуму нелинейные искажения его фазовых характеристик.

Рассмотрим электрическую прочность ускоряющего промежутка плазменных источников электронов и ионов с высокой эмиссионной способностью при наличии пучковой плазмы за ускоряющим электродом и при пониженном давлении газа, когда движение заряженных частиц в промежутке происходит в режиме свободного пролета. Покажем, что в таких условиях определяющим критерием прочности ускоряющего промежутка является не ионизационный процесс, а протяженность слоя объемного заряда между плазмой источника и пучковой плазмой.

Представим плазменный источник электронов в виде плоского плазменного диода, который состоит из эмитирующей электроны плазменной поверхности, ускоряющего промежутка длиной  $x_a$  между эмитирующей поверхностью и электродом под потенциалом  $\phi_a$ ; поверхности пучковой плазмы, совпадающей или несовпадающей с поверхностью электрода. В слое объемного заряда между двумя поверхностями плазмы протекают электронный ток с плотностью  $j_e$  и обратный ионный ток с плотностью  $j_i$ . Распределение электрического поля в слое, следующее из уравнения Пуассона с учетом нулевого граничного условия на плазменном эмиттере  $(dy/dz)_{z=0} = 0$ , имеет вид

$$\frac{dy}{dz} = \frac{4}{3} \left( \frac{j_e}{j_{e0}} \right)^{1/2} \{ y^{1/2} + \alpha_e [(1-y)^{1/2} - 1] \}^{1/2}, \quad (1.19)$$

где  $y = \phi / \phi_a$  ( $\phi$  – потенциал электрического поля);  $z = x / x_a$  ( $x$  – координата вдоль направления эмиссии электронов);  $j_{e0} = en_{e0} (T_{es} / m_e)^{1/2}$  – плотность теплового тока электронов из плазмы источника;  $\alpha_e = (j_i / j_e) (m_i / m_e)^{1/2}$ .

Электронный ток, протекающий в ускоряющем промежутке в отсутствие ионизации газа и ионного тока из пучковой плазмы, является током насыщения:  $j_{e0} = (2e / m_e)^{1/2} (\varphi_a^{3/2} / 9\pi x_a^2)$ , и параметр  $x_a$  определяет протяженность слоя объемного заряда между установившейся плазменной границей  $x=0$  и ускоряющим электродом. Распределение поля (1.19) получено при условии пренебрежения ионизации газа электронным пучком:

$$n_{g a} \ll \frac{4\alpha_e}{3x_a \sigma_0} (m_e / m_i)^{1/2} (\varphi_a / I)^{1/4} (j_e / j_{e0})^{1/2}, \quad (1.20)$$

где  $\sigma_0$  – максимальное сечение ионизации газа электронным ударом;  $\sigma_1^e = \sigma_0 (I / \varphi_a u) \times (1 - I / \varphi_a u)$ ;  $I$  – потенциал ионизации.

Коэффициент  $\alpha_e$  определяется условиями создания плазмы за ускоряющим электродом. Учитывая, что из этой плазмы в слой поступает ионный ток насыщения  $j_i = en_i (T_{e a} / m_i)^{1/2}$ , плотность электронного тока за ускоряющим электродом  $j_e = en_{e a} (2 e \varphi_a / m_e)^{1/2}$ , имеем:  $\alpha_e = \sigma_1^e (\varphi_a) n_{g a} r_b^2 v_{i0} (m_i / m_e)^{1/2} \times \ln (R / r_b) / 4v_s$ , где  $n_{g a}$  – плотность газа за электродом;  $r_b$  – радиус пучка электронов;  $R$  – радиус кожуха,  $v_{i0}$  – частота столкновений ионов плазмы с атомами газа;  $v_s = (T_{e a} / m_i)^{1/2}$  – скорость ионного звука;  $T_{e a}$  – температура электронов пучковой плазмы.

Зависимость (1.19) электрического поля при учете (1.20) от переменной  $u$  представлено на рис. 1.3. При низком давлении газа ( $\alpha_e < 1$ ) поле на границе ускоряющего электрода отлично от нуля и граница пучковой плазмы отодвигается за электрод. С ростом давления газа при  $\alpha_e = 1$  граница плазмы совпадает с поверхностью электрода и при  $\alpha_e > 1$  поле обращается в ноль внутри ускоряющего промежутка в точке

$u_{le} = \frac{4\alpha_e^2}{(1 + \alpha_e^2)}$ . В последнем случае появляется потенциальная яма для

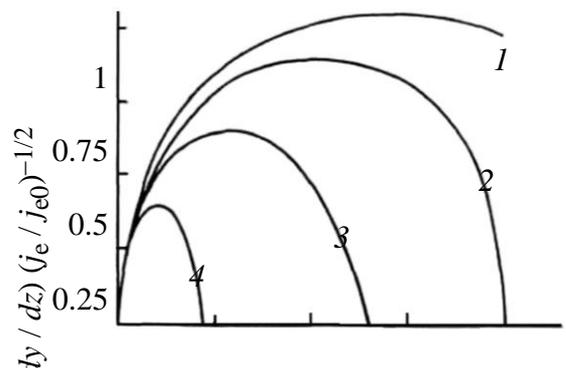


Рис. 0.3. Распределение электрического поля в зависимости от параметра  $u$ :  
1 – 0.5; 2 – 1; 3 – 2; 4 – 4

$(dy/dz) (j_e / j_{e0})^{-1/2}$

4

3

41

ионов, выходящих из пучковой плазмы. Эта яма заполняется до тех пор, пока поле не обратится в ноль с точностью до поля в плазме. В результате область между  $y_{1e}$  и  $y = 1$  заполняется плазмой. Движение границы пучковой плазмы в глубь ускоряющего промежутка с ростом давления газа наблюдалось экспериментально [1.19].

Положение эмитирующей поверхности в источнике связано с эмиссионной способностью самой плазмы. Повышение эмиссионной способности плазмы источника происходит за счет поступающего в нее из ускоряющего промежутка ионного тока. Попадающие в плазму ионы вызывают локальное повышение плотности положительного заряда, что при сохранении квазинейтральности плазмы приводит к соответствующему повышению плотности электронов, а следовательно, и к росту электронного тока эмиссии. Результирующая плотность ионов плазмы определяется из уравнения диффузии с учетом уравнения баланса частиц ионного пучка. В отсутствие обратного ионного тока граница плазмы источника занимает начальное положение ( $z_0 = 0$  при  $y = 0$ ). В условиях повышенного эмиссионного тока граница плазмы источника сдвигается в глубь ускоряющего промежутка.

Экспериментальная проверка этого вывода дана в [7]. Длина заряженного слоя в этом случае, согласно (1.19), определяется выражением

$$z_1 - z_0 = \frac{3}{4} \left( \frac{j_{e0}}{j_e} \right)^{1/2} y_{1e} \int_0^{y_{1e}} \{y^{1/2} + \alpha_e [(1-y)^{1/2} - 1]\}^{-1/2} dy, \quad (1.21)$$

где  $z_1$  – координата границы пучковой плазмы;  $y_{1e}$  – потенциал на этой границе; интеграл  $F(y_{1e})$  заменой переменных сводится к эллиптическому интегралу, т. е. является табулированной функцией.

Электронную плотность тока эмиссии из плазмы источника можно представить в виде  $j_{e0}^* = j_{e0}' + \gamma_e j_i$ , где  $\gamma_e \approx (T_{is} m_i / T_{es} m_e)^{1/2} / 2$  – коэффициент ионно-электронной эмиссии плазмы; температура электронов в источнике значительно больше температуры ионов  $T_{es} \gg T_{is}$ ;  $j_i = \alpha_e j_e (m_e / m_i)^{1/2}$ ;  $j_{e0}'$  – вакуумная составляющая плотности тока в ускоряющем промежутке длиной  $z_1$  до изменения положения границы плазмы источника. Полный ток в заряженном слое складывается из вакуумной составляющей и тока, связанного с компенсацией объемного заряда электронного пучка. Полагая, что характер распределения потенциала в слое в присутствии обратно-

го ионного тока не изменяется, вакуумную составляющую плотности тока можно представить как  $j'_{e0} = j_{e0} / z_1^2$ ;  $j^*_{e0} = j_{e0} / (z_1 - z_0)^2$ , где  $j_{e0}$  – вакуумная плотность тока в зазоре длиной  $z = 1$ . Тогда из (1.21) следует условие [1.20]

$$1 - \alpha_e \gamma_e \left( \frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} F^2(y_{1e}) = \left( 1 - \frac{z_0}{z_1} \right)^2, \quad (1.22)$$

при котором происходят перезамыкание плазменного разряда источника с пучковой плазмой ( $z_1 = z_0$ ) и срыв электронного тока в ускоряющем промежутке.

При замене потенциала  $\phi_a$  на  $-\phi_a$  на ускоряющем электроде плазменный источник электронов становится ионным источником. Условие перезамыкания плазменного разряда в ионном источнике с пучковой плазмой определяется из уравнения (1.22), в котором второе слагаемое в левой части принимает вид  $-\alpha_i \gamma_i (m_i / m_e)^{1/2} F^2(y_{1i})$ . В электронных и ионных плазменных источниках с одинаковым ускоряющим потенциалом  $\alpha_i = (j_e / j_i)(m_e / m_i)^{1/2} \approx \alpha_e$ , поскольку  $\sigma_i^e / \sigma_i^i = (m_e / m_i)^{1/2}$ . Здесь учтено то обстоятельство, что при равенстве скоростей однозарядных ионов и электронов величина сечения ионизации атомов одинаковая. Коэффициент электрон-ионной эмиссии плазмы источника  $\gamma_i = \sigma_i^e(\phi_a) n_{gc} r_b^2 v_{i0} \ln(R/r_b) / 4v_s$ , где  $n_{gc}$  – плотность газа в источнике.

Условие пренебрежения ионизацией газа в ускоряющем зазоре ионного источника имеет вид, аналогичный (1.20):

$$n_{gc} \ll \frac{\alpha_i^{3/2}}{4x_a \sigma_0} (m_i / m_e)^{1/2} (\phi_a / I)^{1/2} F(y_{1i}) / (z_1 - z_0). \quad (1.23)$$

Сравнение выражений (1.20) и (1.23) показывает, что в плазменном источнике ионов условие пренебрежения ионизацией в промежутке менее жесткое, чем в электронном источнике.

Зажигание разряда вследствие ионизации газа в ускоряющем зазоре происходит, если плотность газа превысит критическую величину [1.21]

$$n_{gc} \ll \frac{2}{x_a \sigma_0} (m_e / m_i)^{1/2} (\phi_a / I)^{3/4} F(y = 1).$$

С понижением давления газа электрическая прочность промежутка должна возрастать. Однако и в биполярном режиме, когда ионизацией газа можно пренебречь, электрическая прочность ускоряющего зазора остается низкой из-за возможности перезамыкания плазменного разряда источника с пучковой плазмой за ускоряющим промежутком. С ростом давления в газоразрядной камере (когда  $\gamma_i / \gamma_e > m_e / m_i$ ) такой пробой в ионном источнике наступает при меньшем давлении газа в ускоряющем промежутке, чем пробой в электронном источнике.

Отметим важное обстоятельство, отличающее работу плазменного эмиттера от термоэмиттера. В плазменных источниках заряженных частиц с повышенной эмиссионной способностью при увеличении давления газа в ускоряющем промежутке перезамыкание плазмы источника с пучковой плазмой может наступать раньше, чем зажигание разряда вследствие ионизации газа.

### Список литературы к главе 1

- 1.1. Вольпяс В. А., Козырев А. Б. Физика слабоионизованной плазмы (Прикладные вопросы ионно-плазменного распыления). – СПб.: ТОО «Складень», 1997.
- 1.2. Митчнер М., Кругер Ч. Частично ионизованные газы. – М.: Мир, 1976.
- 1.3. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток / Под ред. Л. А. Сена и В. Е. Голанта. – М.: Наука, 1971.
- 1.4. Велихов В. Е., Ковалев А. С., Трохимов А. Г. Физические явления в газоразрядной плазме. – М.: Наука, 1987.
- 1.5. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. – М.: Наука, 1987.
- 1.6. Ионно-плазменные технологии в электронном производстве / Барченко В. Т., Быстров Ю. А., Колгин Е. А. Под ред. Ю. А. Быстрова. – СПб.: Энергоатомиздат. Санкт-Петербург. отд-ние, 2001.
- 1.7. Майссел Л., Глэнг Р. Технология тонких пленок: Справ. / Пер. с англ.; Под ред. М. И. Елинсон, Г. Г. Смолко. – М.: Сов. радио, 1977. – Т. 1.
- 1.8. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой: Физическое распыление одноэлементных твердых тел / Пер. с англ.; Под ред. Р. Бериша. – М.: Мир, 1984. – Вып. 1.
- 1.9. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой: Распыление сплавов и соединений, распыление под действием электронов и нейтронов, рельеф поверхности / Пер. с англ.; Под ред. Р. Бериша. – М.: Мир, 1986. – Вып. 2.
- 1.10. Плешивцев Н. В. Физические проблемы катодного распыления // Обзор /Ин-т атомной физики им. И. В. Курчатова. – М., 1979.
- 1.11. Sigmund P. Theory of Sputtering. I. Sputtering Yield of Amorphous and Polycrystalline Targets // Phys. Rev. – 1969. – Vol. 184, № 2. – P. 383–416.

- 1.12. Метель А. С., Григорьев С. Н. Тлеющий разряд с электростатическим удержанием электронов. – М.: «Янус К»; ИЦ ГОУ МГТУ «Станкин», 2005.
- 1.13. Морозов А. И. Физические основы космических электрореактивных двигателей. Т. 1: Элементы динамики потоков в ЭРД. – М.: Атомиздат, 1978.
- 1.14. Барченко В. Т., Потсар А. А. Распределение концентрации нейтралов в плазменных источниках заряженных частиц // Вакуумные и газоразрядные приборы. – Л., 1974. – С. 63–71 (Изв. ЛЭТИ. Вып. 140).
- 1.15. Батищев О. В., Сигов Ю. С. Численное моделирование кинетики бесстолкновительной плазмы в открытых системах сложной геометрии // Препринт ИПМ АН СССР. – № 87. – М, 1988. – 27 с.
- 1.16. Беленсов П. Е. Влияние геометрии ограниченной плазмы на ее динамическое равновесие во внешнем электрическом поле // Физика плазмы. – 1986. – Т. 12, № 4. – С. 426.
- 1.17. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. – М.: Наука, 1982.
- 1.18. Сидоров В. П., Удовиченко С. Ю., Беленсов П. Е. Неустойчивость эмитирующей плазменной поверхности // ЖТФ. – 1991. – Т. 61, № 7. – С. 37–41.
- 1.19. К вопросу о формировании и транспортировке электронного пучка в газе / Г. И. Гусева, М. А. Завьялов, Л.А. Неганова и др. // Радиотехника и электроника. – 1984. – № 8. – С. 1634–1636.
- 1.20. Удовиченко С. Ю. Электрическая прочность ускоряющего промежутка в плазменном источнике заряженных частиц // ЖТФ. – 2000. – Т. 70, № 3. – С.19–23.
- 1.21. Лондер Я. И., Ульянов К. Н. Теория плазменного диода // ТВТ. – 1979. – Т. 17, № 5. – С. 949–959.
- Москалев Б.И. Разряд с полым катодом. – М: Энергия, 1969.

### 3.1. Вольтамперная характеристика диода с подвижной плазменной границей

В некоторых случаях (например, для получения пучков большого сечения [72]) эмиссионная граница находится в области удаленной от анодного отверстия, где концентрация нейтралов в соответствии с результатами главы 2 будет мала и ими можно пренебречь или учесть в виде малых добавок. В этом случае пространственное положение эмиссионной границы устанавливается под влиянием двух факторов: эмиссионной способности плазмы, проникающей в вакуум, и величины напряжения, ускоряющего частицы. Для получения основных результатов в аналитическом виде будем рассматривать плоский плазменный диод.

На рис. 3.1. показана модель, используемая в расчетах. В плоскости  $x=0$  находится анод А газоразрядной части плазменного источника заряженных частиц. Через отверстия в нем плазма истекает в ускоряющий промежуток. В плоскости  $x=x_3$  расположен экстрактор.

Параметры промежутка: расстояние между плоскостью анода и экстрактора  $x_3$ ; напряжение экстрактора  $U_3$  и концентрация проникающей плазмы должны быть выбраны таким образом, чтобы в рабочем режиме граница плазмы  $x_{гp}$  находилась в ускоряющем промежутке. В расчетах будем пренебрегать изменением потенциала в проникающей плазме в зависимости от  $x$ , так как оно значительно меньше  $U_3$  (обычно  $U_3 \geq 1$  кВ).

На границе плазмы должны быть выполнены два условия:

$$\text{grad}U|_{x=x_{gp}} = 0 \text{ и } j|_{x_{gp}-0} = j|_{x_{gp}+0} \quad (3.1.1')$$

где  $j$  - плотность тока слева и справа от границы плазмы (в плазме и вакууме).

Плотность тока заряженных частиц в плазме определяется выражением

$$j|_{x_{gp}-0} = en(x_{gp})F[f(x_{gp})], \quad (3.1.2)$$

где  $e$  – заряд электрона;  $n(x_{ep})$  - концентрация частиц в плоскости границы плазмы;  $F[f(x_{ep})]$  - функция, зависящая от рода извлекаемых частиц, и их функции распределения по скоростям.

В случае извлечения электронов

$$F[f(x_{ep})] = \int_0^\infty V(x) f(V) dV \Big|_{x=x_{ep}}. \quad (3.1.3)$$

При извлечении ионов из плазмы с максвелловским распределением электронов по скоростям [94]:

$$F_i[f(x_{ep})] = 0,4 \left( \frac{2kT_e}{M_i} \right)^{1/2}, \quad (3.1.3)$$

где  $k$  – постоянная Больцмана;  $T_e$  - температура электронов в плазме;  $M_i$  - масса иона.

В вакуумном промежутке должен выполняться закон «степени 3/2», который запишем в виде

$$j \Big|_{x_{ep}+0} = \frac{p \aleph U_0^{3/2}}{(d - x_{ep})^2}, \quad (3.1.4)$$

где  $p$  - параметр, зависящий от рода извлекаемых частиц (для электронов он равен  $2,33 \cdot 10^{-6}$ , для ионов -  $5,48 \cdot 10^{-8} \mu^{-1/2}$ ,  $\mu$  - атомный номер иона);  $\aleph$  - параметр, учитывающий искажение потенциала в ускоряющем промежутке за счет частичной компенсации объемного заряда ускоряемых частиц, частицами другого знака.

Данные о распределении концентрации проникающей в вакуум плазмы, приводимые в работах [45, 74], показывает, что оно может быть описано по выражению вида

$$n(\xi) = \frac{n_o \xi_o^2}{(x + x_o)^2}, \quad (3.1.5)$$

где  $\xi = \frac{x}{x_0}$  - безразмерная координата;  $n_o$  – концентрация заряженных частиц в плоскости анода;  $\xi_o$  - безразмерная постоянная, которая необходима для того, чтобы  $n(0)$  была конечной величиной.

Подставляя (3.1.2.) и (3.1.4.) в (3.1.1.) с учетом (3.1.5.), получим

$$\frac{en_o \xi_o^2}{(\xi_{ep} + \xi_o)^2} F[f(\xi_{ep})] = \frac{\aleph j_o^{3/2}}{(1 - \xi_{ep})^2}, \quad (3.1.1')$$

где  $j_o^{3/2} = \frac{\rho U_o^{3/2}}{x_o^2}$  - плотность тока заряженных частиц в диодном промежутке анод-экстрактор в отсутствие компенсации пространственного заряда ускоряемых частиц.

Решением уравнения (3.1.1') является координата границы проникающей плазмы, которая устанавливается в зависимости от параметров промежутка

$$\xi_{zp} = \frac{1 - \left( \frac{\aleph j_o^{3/2}}{en_o F[f(\xi_{zp})]} \right)^{1/2}}{1 + \frac{1}{\xi_o} \left( \frac{\aleph j_o^{3/2}}{en_o F[f(\xi_{zp})]} \right)^{1/2}}. \quad (3.1.6.)$$

В качестве решения взят только один корень уравнения (3.1.1'), так как другой не удовлетворяет физической постановке задачи. В случае, когда  $F[f(\xi)]$  зависит от  $\xi$ , точное значение  $\xi_{zp}$  можно получить методом последовательных приближений, а при  $F[f(\xi)] = const(\xi)$  выражение (3.1.6.) является точным.

Вольтамперную характеристику промежутка с подвижной плазменной границей можно получить, подставляя значение  $\xi_{zp}$  из (3.1.6.) в (3.1.2.) с учетом (3.1.5):

$$j = \frac{en_o F[f(\xi_{zp})]}{(1 + \xi_o)^2} \left[ \xi_o + \left( \frac{\aleph j_o^{3/2}}{en_o F[f(\xi_{zp})]} \right)^{1/2} \right], \quad (3.1.7.)$$

Если  $F[f(\xi)] = const(\xi)$ , то  $en_o F(f)$  будет выражать плотность тока насыщения  $j_{o_{nl}}$  частиц из плазмы, когда ее граница расположена в плоскости газоразрядного анода источника. Выражение для вольтамперной характеристики в этом случае имеет вид:

$$j = \frac{j_{o_{nl}}}{(1 + \xi_o)^2} \left[ \xi_o + \left( \aleph \frac{j_{o_{nl}}^{3/2}}{j_{o_{nl}}} \right)^{1/2} \right]^2 \quad (3.1.7')$$

Полученное выражение для вольтамперной характеристики отражает влияние параметров проникающей плазмы через  $j_{o_{nl}}$  и  $\xi_o$ , а также величины ускоряющего напряжения, геометрии промежутка и условий компенсации пространственного заряда ускоряемых частиц через  $j_o^{3/2}$  и  $\aleph$ .

Проанализируем полученное решение. В случае, когда  $U_o \rightarrow 0$ , что равносильно  $j_o^{3/2} \rightarrow 0$ , имеем

$$j(U_3 = 0) = j_{o_{nl}} \frac{\xi_o^2}{(1 + \xi_o)^2}. \quad (3.1.8.)$$

То есть ток частиц остается конечной величиной, определяемой параметрами проникающей плазмы в плоскости экстрактора, в то время как в обычном диоде в приближении закона «степени 3/2»  $j_o \rightarrow 0$ . При возрастании напряжения граница плазмы перемещается к аноду ( $\xi_{cp} \rightarrow 0$ ) и при  $U_3 = U_{кр}$ ,  $\xi_{cp} = 0$ . Величина  $U_{кр}$  может быть определена из выражения

$$U_{кр} = \left( \frac{x_o^2 e n_o F[f(0)]}{\aleph p} \right)^{2/3}. \quad (3.1.9.)$$

При критическом напряжении экстрактора ток через промежуток будет равен  $j_{o_{nl}} = e n_o F[f(0)]$ . В тех случаях, когда аппроксимация (3.1.5.) справедлива и при условиях  $\xi < 0, |\xi| < |\xi_o|$ , выражение для вольтамперной характеристики может быть также использовано. Однако, при этом триод должен быть сведен к эквивалентному диоду, после чего можно воспользоваться выражением (3.1.7.) или (3.1.7'), подставляя вместо  $U_3$  действующий потенциал  $U_{кр}$ . Но в практических конструкциях проникаемость отверстия в аноде для экстрактора незначительна, так что при  $U_3 > U_{кр}$   $U_3 = const$  и наблюдается насыщение тока в промежутке.

Таким образом, получено выражение для вольтамперной характеристики, описывающее свойства диодного промежутка с подвижной плазменной границей и позволяющее определить параметры промежутка ( $U_3$  и  $x_o$ ), при которых может быть получен максимальный ток при заданной концентрации плазмы. Для экспериментальной проверки полученных выражений был проведен специальный эксперимент на плазменном источнике дуоплазмотронного типа. В качестве анода газоразрядной части использовалась плоская сетка с ячейкой 1,5x1,5 мм и толщиной проволоки 0,2 мм, установленная на расстоянии 35 мм от анодного отверстия, имеющего диаметр 1 мм. Функции экстрактора и коллектора выполнял плоский электрод, расположенный на расстоянии 6 мм от сетки. На рис.3.2. приведены экспериментальные вольтамперные характеристики, снятые при нескольких токах в разрядной части. Для примера на рис.3.3. рассчитана по полученным выражениям вольтамперная характеристика для диодного промежутка с параметрами плазмы, типичными для мощного дуоплазматрона.

Сопоставление экспериментальных и теоретических зависимостей показывает правильность полученных выражений, отражающих основные экспериментальные закономерности. Полученные вольтамперные характеристики внешне отличаются от полученных рядом авторов ранее [9, 18], вид которых соответствовал «обычному» закону «степени 3/2». Это несоответствие может быть объяснено тем, что во всех остальных случаях ток пучка измерялся на значительном расстоянии от эмиссионной границы по схеме с разделенными коллектором и экстрактором, а это приводило к тому, что при малых напряжениях экстракции пучок не формировался и весь ток замыкался на экстрактор (например, [9]).

### 3.2. Колебательные свойства диода с подвижной плазменной границей

Во многих работах [9, 75, 76] указывается на наличие колебаний в пучках извлекаемых из плазменных электронных источников. Единой точки зрения относительно механизма их возникновения еще не сложилось. Однако, большинство исследователей связывают их с колебаниями эмиссионной границы плазмы.

Причиной нарушения стационарного состояния может быть неустойчивость плазменной границы, описанная в [77] или самопроизвольные флуктуации параметров проникающей плазмы. Силой не возвращающей границу плазмы к ее равновесному положению будет электрическое поле, возникающее у поверхности плазмы в случае ее отклонения от равновесного состояния. Уравнение, описывающее давление ионов в плоскости границы, а, следовательно, и самой границы, в приближении рассмотренной модели имеет вид

$$\frac{d^2 x_{ep}}{dt^2} = - \frac{e}{M_i} \frac{U_3}{x_3 - x_{ep}} \beta \frac{j_{nl}}{j_e}, \quad (3.2.1.)$$

где  $e$  – заряд электрона;  $M_i$  - масса иона плазмообразующего газа;  $x_3$  и  $U_3$  - координата и потенциал экстрактора;  $\beta \frac{j_{nl}}{j_e}$  - функция, которая учитывает наличие электрического поля у поверхности эмиттера в том случае, когда пространственное положение границы плазмы не является равновесным;  $j_{nl}$  - ток, который способен пропустить промежуток по закону «степени 3/2».

В общем виде выражение для  $\beta \frac{j_{nl}}{j_e}$  имеется в [78, 79], однако, в случае

$\frac{j_{nl}}{j_e} \approx 1$  его можно записать в виде:

$$\beta = -2\left(\frac{j_{nl}}{j_e} - 1\right), \quad (3.2.2.)$$

тогда (3.2.1) с учетом (3.1.5) преобразуется к виду

$$\frac{d^2 x_{zp}}{dt^2} = 2 \frac{e}{M_i} \frac{U_3}{x_3 - x_{zp}} \left[ \frac{j_o \xi_o^2 (x_3 - x_{zp})}{(\xi_o + x_{zp})^2 2,33 \cdot 10^{-6} U_3^{3/2}} - 1 \right]. \quad (3.2.1')$$

Положив  $x_{zp} = X + x$  ( $x$  – малый параметр) и отбросив квадратные члены, получим:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = 2 \frac{e U_3}{M_i (x_3 - X)} \frac{\left(\frac{j_{nl}}{j_e} - 1\right) - 2x \left( \frac{j_{nl}}{j_e} \frac{1}{(x_3 - X)} + \frac{1}{(\xi_o + X)} \right)}{1 - x \frac{\xi_o + 2x_a - X}{(x_3 - X)(\xi_o + X)}}. \quad (3.2.3.)$$

Уравнение (3.2.3.) также нелинейно и может быть решено лишь численно. Однако, приняв  $\frac{j_{nl}}{j_e} \approx 1$ , можно получить уравнение для определения частоты в режиме малых амплитуд:

$$\omega = \sqrt{4 \frac{e U_3 (\xi_o + x_3)}{M_i (x_3 - X)^2 (\xi_o + X)}}. \quad (3.2.4.)$$

Оценки частот колебаний по (3.2.4) дают величину порядка единиц МГц, что соответствует опытным данным. Из (3.2.4) также следует, что частота увеличивается с ростом напряжения экстракции или увеличением  $x_{zp}$ , что эквивалентно увеличению концентрации проникающей плазмы, что также соответствует экспериментальным данным [57, 80].

Практическая значимость полученного выражения заключается в возможности оценки диапазона частот колебаний в зависимости от режимов работы плазменного источника электронов в том случае, если при его конкретном применении на амплитуду паразитной модуляции и ее частотный диапазон накладываются соответствующие ограничения.

### 3.3. Влияние нейтралов на эмиссионную способность плазмы, проникающей в вакуум

При рассмотрении свойств ускоряющего промежутка плазменных источников электронов, предназначенных для получения острофокусированных интенсивных пучков, необходимо учитывать наличие нейтралов в нем, так как граница токоотбора располагается, как правило, вблизи анодного отверстия и концентрация нейтралов в ускоряющем промежутке может быть значительной (до  $10^{20} \text{ м}^{-3}$ ).

Остановимся сначала на влиянии нейтралов на эмиссионную способность плазмы, проникающей в вакуум.

Поток ионов в ускоряющем промежутке плазменного источника электронов создает избыточный положительный заряд в области проникающей плазмы, что приводит к увеличению электронной концентрации, так как должна сохраняться квазинейтральность плазмы. За счет этого происходит увеличение эмиссионной способности плазмы и, как следствие этого, увеличение тока извлекаемых электронов. Влияние ионов усугубляется явлением перезарядки, вследствие которой средняя скорость ионов в потоке уменьшается, что приводит к дополнительному увеличению положительного объемного заряда. В некоторых случаях в области проникающей плазмы могут возникнуть условия для накопления поступающих ионов, за счет этого также возможно увеличение тока пучка.

Рассчитаем увеличение плотности извлекаемого из плазмы тока электронов. Для этого сначала необходимо вычислить концентрацию ионов в области границы проникающей плазмы. Для расчета воспользуемся одномерным приближением.

Для устойчивой работы источника электронов необходимо, чтобы в любом сечении ускоряющего промежутка выполнялись условия

$$\frac{dU(x)}{dx} > 0 \text{ и } \rho_e(x) > \rho_i(x) \tag{3.3.1.}$$

$$x_e \leq x \leq x_s$$

где  $U(x)$  - потенциал в ускоряющем промежутке,  $\rho_e(x)$  и  $\rho_i(x)$  - соответственно электронный и ионный пространственный заряд.

При этих условиях все ионы, образовавшиеся в ускоряющем промежутке (в отсутствие их ухода в поперечном направлении), достигнут границы проникающей плазмы. Концентрация ионов в сечении  $x$  определяется выражением:

$$n_i(x) = \begin{cases} \frac{j_e}{e} \int_x^{x_0} \frac{p(y)Q_o[U(y)]}{\sqrt{2 \frac{e}{M_i}[U(y)-U(x)]}} dy & x_i \leq x \leq x_0 \\ \frac{j_e}{e} \int_{x_i}^{x_0} \frac{p(y)Q_o[U(y)]}{\sqrt{2 \frac{e}{M_i}[U(y)-U(x)]}} dy & 0 \leq x \leq x_i \end{cases}, \quad (3.2.)$$

где  $j_e$  - плотность электронного тока;  $e$  - заряд электрона;  $p(y)$  - давление нейтралов в сечении  $y$  ( $y$  - вспомогательная переменная  $y \geq x$ );  $Q_o[U(y)]$  - сечение относительной ионизации электронным ударом;  $M_i$  - масса образовавшегося иона.

Вид  $p(y)$  может быть наиболее точно рассчитан на основании выражений главы 2. Однако, для нашей упрощенной задачи воспользуемся более простой формулой из работы [64]

$$\rho(y) = 0.58P_o \left(\frac{R}{y}\right)^2, \quad (3.3.3.)$$

где  $P_o$  - давление в плоскости анодного отверстия,  $R$  - его диаметр.

Формула справедлива, если  $y > nR$  ( $n > 1$ ) и может быть использована при  $x_{ep} \geq (3+5R)$ . Если  $x_{ep} < 3R$ , то необходимо учитывать геометрию анодного отверстия путем применения результатов главы 2.

Для сечения ионизации применим аппроксимацию вида [81]

$$Q_o = \frac{A}{U(y)} \ln BU(y), \quad (3.3.4.)$$

где  $A$  и  $B$  - постоянные, зависящие от рода газа.

Принимая во внимание (3.3.1), будем считать, что распределение потенциала в ускоряющем промежутке подчиняется закону

$$U(y) = U_g \left(\frac{y}{x_g}\right)^{4/3}. \quad (3.3.5.)$$

Подставляя (3.3.3) и (3.3.5) в (3.3.2) и переходя к интегрированию по безразмерному потенциалу  $\varphi(y) = \frac{U(y)}{U_g}$ , получим

$$n_i(x) = \left\{ \begin{array}{l} \frac{0.64 j_e P_o A R^2}{e \sqrt{2 \frac{e}{M_i} x_3 U_3^{3/2}}} \int_{\varphi(x)}^1 \frac{\ln(BU_3 \varphi)}{\varphi^{1/4} \sqrt{\varphi(y) - \varphi(x)}} d\varphi \quad \varphi_i \leq \varphi(y) \leq 1 \\ \frac{0.64 j_e P_o A R^2}{e \sqrt{2 \frac{e}{M_i} x_3 U_3^{3/2}}} \int_{\varphi_i}^1 \frac{\ln(BU_g \varphi)}{\varphi^{1/4} \sqrt{\varphi(y) - \varphi(x)}} d\varphi \quad 0 \leq \varphi(y) < \varphi_i \end{array} \right. \quad (3.3.2)$$

В плоскости границы проникающей плазмы  $\varphi(x) = 0$  и интеграл (3.3.2) может быть выражен в элементарных функциях, а в остальных же случаях – с помощью разложения подынтегрального выражения в ряд.

Концентрация ионов в плоскости границы равна

$$n_i(x) = \frac{0,2 j_e P_o R^2 A M_i^{1/2}}{x_3 (eU_3)^{3/2}} \left[ \left( \ln BU_i + \frac{4}{9} \right) \left( \frac{U_3}{U_i} \right)^{9/4} - \left( \ln BU_i + \frac{4}{9} \right) \right]. \quad (3.3.6)$$

При  $U_3 \geq 10^4 \text{ В}$  и  $B = U_i^{-1}$ , что позволяет применять аппроксимацию (3.3.4) начиная с потенциала ионизации газа, выражение (3.3.6) упрощается

$$n_i(0) = 0,09 \frac{j_e P_o R^2 A M_i^{1/2}}{x_3 (eU_3)^{3/2}} \left( \frac{U_3}{U_i} \right)^{9/4}. \quad (3.3.7)$$

Плотность тока пучка в плазменном источнике электронов определяется параметрами проникающей плазмы. При максвелловском распределении электронов по скоростям она равна

$$j_e = e n_e \sqrt{\frac{kT_e}{2\pi m_e}}, \quad (3.3.8)$$

где  $n_e$  и  $T_e$  - плотность и температура электронов в проникающей плазме. Подставляя (3.3.6) в (3.3.7) и учитывая, что  $n_e = n_i$  получим выражение, определяющее относительное увеличение концентрации заряженных частиц в плазме, обусловленное ионизацией в ускоряющем промежутке

$$\frac{n_i(0)}{n_{инл}} = 3,57 \cdot 10^{-2} \frac{P_o R^2 A U_3^{1/2}}{x_3 U_i^{9/4}} \left( \frac{M_i}{m_e} \right)^{1/2} \left( \frac{kT_e}{e} \right)^{1/2}. \quad (3.3.9)$$

Ввиду того, что в плазменных источниках электронов всегда выполняется равенство

$$x_3 = 1,53 \cdot 10^{-3} \frac{U_3^{3/4}}{j_3^{1/2}} \quad (3.10.)$$

выражение (3.3.9) можно записать в виде

$$\frac{n_i(0)}{n_{inл}} = 23,4 \frac{P_o R^2 A j_e^{1/2}}{U_i^{9/4}} \left(\frac{M_i}{m_e}\right)^{1/2} \left(\frac{kT_e}{e}\right)^{1/2}. \quad (3.3.11.)$$

Возрастание концентрации ионов в плазме приводит к увеличению концентрации электронов, и, как следствие, к увеличению электронного тока. Этот процесс происходит во времени лавинно. В результате этого процесса общий прирост концентрации заряженных частиц в плазме будет

$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{n_i(0)}{n_{inл}} \left[1 + \sum_{l=1}^{\infty} \prod_{k=1}^l \left(\frac{n_i(0)}{2n_{inл}}\right)_k\right], \quad (3.3.12.)$$

где  $\left(\frac{n_i(0)}{2n_{inл}}\right)_k$  - относительное увеличение концентрации плазмы за счет прихода  $k$ -той лавины ионов в проникающую плазму. На линейном участке возрастает концентрация, когда  $\left(\frac{n_i(0)}{2n_{inл}}\right)_k = const$  выражение (3.3.12) можно представить в виде [70]

$$\frac{\Delta n}{n} = \frac{n_i(0)}{n_{inл}} \frac{1}{1 - \frac{n_i(0)}{2n_{inл}}}. \quad (3.3.13.)$$

Таким образом, используя (3.3.13) в плазменном источнике электронов выражение для плотности тока в пучке можно связать с потоком электронов, проходящих в проникающую плазму

$$j_a = e n_{enл} \left(\frac{kT_e}{2\pi m_e}\right)^{1/2} \frac{1 + \frac{n_i(0)}{2n_{inл}}}{1 - \frac{n_i(0)}{2n_{inл}}}. \quad (3.3.14.)$$

При  $\frac{n_i(0)}{2n_{inл}} = 1$  электронный ток в (3.3.14) неограниченно возрастает, что физически означает зажигание разряда в ускоряющем промежутке (его пробой), поэтому для обеспечения стабильной работы плазменного источника электронов, необходимо, чтобы выполнялось условие

$$\frac{n_i(0)}{2n_{inл}} \ll 1. \quad (3.3.15.)$$

Таким образом, при разработке плазменного источника параметры в выражении (3.3.11) необходимо выбирать с учетом неравенства (3.3.15).

В качестве иллюстрации полученных выражений оценим режим работы аргонового дуоплазматрона с диаметром анодного отверстия 2 мм

( $A=4,4 \cdot 10^4$  В/м Top;  $T_e=50000$  К). Результаты расчетов по формулам (3.3.11) и (3.3.14) для разных плотностей тока и давлений сведены в таблицу 3.1.

Таблица 3.1.

| $J_e, \text{A/cm}^2$ |                                 | $P_{o, \text{Top}}$ |      | 1    | 10          | 100 |
|----------------------|---------------------------------|---------------------|------|------|-------------|-----|
|                      |                                 |                     | %    |      |             |     |
| $10^{-3}$            | $\frac{n_i(0)}{n_{\text{инл}}}$ | %                   | 11%  | 35%  | про-<br>бой |     |
|                      | $\frac{\Delta j_e}{j_e}$        | %                   | 13%  | 43%  | про-<br>бой |     |
| $10^{-4}$            | $\frac{n_i(0)}{n_{\text{инл}}}$ | %                   | 1,1% | 3,5% | 11%         |     |
|                      | $\frac{\Delta j_e}{j_e}$        | %                   | 1,3% | 4,3% | 13%         |     |

Данные таблицы свидетельствуют, что для обеспечения экстракции больших плотностей токов электронов необходимо принимать меры для снижения концентрации нейтральных частиц в области формирования пучка.

Результаты, полученные выше, позволили выяснить и оценить количественно некоторые эффекты, характерные для плазменных источников с извлечением электронов с границы проникающей плазмы. Однако, при этом не учитывалось следующее: при появлении в ускоряющем промежутке положительных ионов изменяется распределение потенциала ввиду частичной компенсации отрицательного заряда электронов; в общем случае ток, пропускаемый через диодный промежуток определяется выражением [82]

$$j_e = j_{eB} + \frac{q_i}{\tau_e}, \quad (3.3.16.)$$

где  $j_{eB}$  - плотность тока через вакуумный промежуток;  $q_i$  - полный заряд положительный ионов в промежутке;  $\tau_e$  - время пролета электрона в ускоряющем промежутке, из-за чего связь между  $x_g$ ,  $U_g$  и  $j_e$ , определяющую выражением (3.3.10.) нужно считать лишь первым приближением. Ионы, образовавшиеся в ускоряющем промежутке, участвуют в процессе резонанса

нансной перезарядки, что может привести к значительному увеличению концентрации ионов по сравнению с величиной, рассчитываемой по (3.3.6.).

Перезарядка может происходить и в самой проникающей плазме.

В частности, явление перезарядки в некоторых случаях [67] может быть одним из важнейших факторов, определяющих поток ионов из слоя объемного заряда в плазму. Однако, учет всех перечисленных факторов приводит к тому, что задача может быть решена только численными методами. Поэтому далее в основном приводятся описания алгоритмов, применение которых позволяет получить конкретный численных результат. Результаты численного анализа не могут быть обобщены в силу того, что разработанные алгоритмы требуют достаточно много времени для их машинной реализации в силу их большой общности, и накопление численных данных на сегодняшний день не представляется возможным.

### 3.4. Свойства диодного промежутка с подвижной плазменной границей при наличии в нем нейтралов

В одномерном приближении область экстракции может быть представлена следующим образом (рис. 3.1). В плоскости  $x=0$  находится анод газоразрядной части, который прозрачен для плазмы, истекающей в вакуум. На расстоянии  $x=x_0$  располагается экстрактор, потенциал которого  $U_0$ . Граница проникающей плазмы ( $x_{sp}$ ) располагается автоматически в промежутке между анодом и экстрактором так, чтобы ток электронов в промежутке равнялся току, определяемому эмиссионной способностью плазмы с учетом обратного потока ионов (расчет  $x_{sp}$  в упрощенной модели сделан нами в работе [77] и приведен в 3.1).

Получим сначала выражение, определяющее концентрацию ионов в промежутке с учетом перезарядки, для чего воспользуемся методикой работы [78]. В сечение  $x$  из числа ионов, образовавшихся в сечении  $\xi$  без перезарядки дойдет

$$dNi(x) = dNi(\xi) \exp \left\{ - \int_{\xi}^x n_a(\gamma) \sigma_{II} [U(\xi) - U(\gamma)] d\gamma \right\}. \quad (3.4.1)$$

где  $dNi(\xi)$  - число ионов, образовавшихся в перезарядившихся в сечении  $\xi$ ;  $n_a(\gamma)$  - функция, определяющая распределение концентрации нейтралов в

зазоре;  $\sigma_{II}$  - сечение перезарядки;  $\gamma$  - вспомогательная координата ( $x \leq \gamma \leq \xi$ )

$$dNi(\xi) = dNi_{II}(\xi) + dNi_{II}(\xi). \quad (3.4.2)$$

где  $dNi_{II}(\xi)$  - число ионов, образующихся в слое  $d\xi$  на расстоянии  $\xi$  за счет ионизации электронным ударом;  $dNi_{II}(\xi)$  - число ионов, образующихся вследствие перезарядки.

За счет ионизации в единицу времени на единицу площади в слое образуется

$$dNi_{II}(\xi) = \frac{j_e}{e} n_a(\xi) \sigma_{II} [U(\xi)] d\xi. \quad (3.4.3)$$

где  $j_e$  - плотность тока электронов в промежутке;  $e$  - заряд электрона;  $\sigma_{II}$  - сечение ионизации электронным ударом.

В сечении  $\xi$  на нейтралах могут подвергаться перезарядке ионы, образованные в различных сечениях  $\eta$ , ( $x \leq \gamma \leq \xi$ ). Количество ионов, образовавшихся в сечении  $\eta$  за счет ионизации

$$dNi_{II}(\mu) = \frac{j_e}{e} n_a(\mu) \sigma_{II} [U(\mu)] d\mu. \quad (3.4.3')$$

Из них до  $\xi$  без перезарядки дойдет

$$dNi_{II}(\xi, \mu) = dNi_{II}(\mu) \exp \left\{ - \int_{\eta}^{\xi} n_a(\beta) \sigma_{II} [U(\mu) - U(\beta)] d\beta \right\}. \quad (3.4.4)$$

В слое  $d\xi$  ионы перезарядятся в количестве

$$dNi_{II}(\xi, \eta) = dNi_{II}(\xi, \eta) n_a(\xi) \sigma_{II} [U(\eta) - U(\xi)] d\xi. \quad (3.4.5)$$

Общее число перезарядок в слое  $d\xi$  будет равно

$$dNi_{II}(\xi) = \int_{\xi}^x dNi_{II}(\xi, \eta). \quad (3.4.6)$$

С учетом полученных выражений концентрацию ионов в сечении  $x$  можно записать в виде

$$n_i(x) = \int_x^x \frac{dNi(\xi) \exp \left\{ - \int_{\xi}^x n_a(\gamma) \sigma_{II} [U(\xi) - U(\gamma)] d\gamma \right\}}{\sqrt{2 \frac{e}{M_i} \sqrt{U(\xi) - U(x)}}}. \quad (3.4.7)$$

В случае, если  $x < x_i$  ( $x_i$  - координата, в которой потенциал равен потенциалу ионизации нейтрального газа) нижний предел в интеграле правой

части (3.4.7) необходимо заменить на  $x_i$  с тем, чтобы учесть пороговый характер вероятности ионизации.

Для расчета  $n_i(x)$  по выражению (3.4.7) необходимо знать распределение концентрации нейтралов и потенциала в промежутке, плотность тока электронов, функции вероятности ионизации и перезарядки, в зависимости от энергии, а также положение границы плазмы. Распределение нейтралов можно описать выражением (2.2.5) на главы 2

$$n_a(x) = \frac{n_o}{2} \left(1 - \frac{x}{\sqrt{R_o^2 + x^2}}\right).$$

Сечение ионизации выбираем в форме [79]

$$\sigma_H(U(x)) = \begin{cases} \sigma_o \frac{U_i}{U(x)} \left[1 - \frac{U_i}{U(x)}\right] & x_i < x \leq x_s, \\ 0 & 0 < x \leq x_i, \end{cases} \quad (3.4.9)$$

где  $U_i$  - потенциал, определяемый из условий минимума ошибки аппроксимации. Сечение перезарядки будем считать постоянной величиной, которую рассчитаем по формуле [80].

$$\sigma_H = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{e}{\varepsilon_o U_i}\right)^2, \quad (3.4.9)$$

где  $\varepsilon_o$  - диэлектрическая постоянная,  $U_i$  - потенциал ионизации газа. С учетом замечаний, сделанных выше, (3.4.7) можно представить в виде:

$$\begin{aligned} n_i(x) = & \frac{j_a n_o \sigma_o}{2e \sqrt{2 \frac{e}{M_i}}} \int_x^{x_s} \left(1 - \frac{\xi}{\sqrt{R_o^2 + \xi^2}}\right) \left\{ \frac{U_i}{U(\xi)} \left(1 - \frac{U_i}{U(\xi)}\right) + \right. \\ & + \frac{n_o \sigma_H}{2} \int_{\xi}^{x_s} \left(1 - \frac{\eta}{\sqrt{R_o^2 + \eta^2}}\right) \frac{U_i}{U(\eta)} \left(1 - \frac{U_i}{U(\eta)}\right) \exp\left[-\frac{n_o \sigma_H}{2} (\eta - \xi + \right. \\ & \left. + \sqrt{R_o^2 + \xi^2} - \sqrt{R_o^2 + \eta^2}) d\eta \right] \frac{\exp\left[-\frac{n_o \sigma_H}{2} (\xi - x + \sqrt{R_o^2 + x^2} - \sqrt{R_o^2 + \xi^2})\right]}{\sqrt{(U(\xi) - U(x))}} \end{aligned} \quad (3.4.7')$$

Распределение потенциал в ускоряющем промежутке можно определить на основании решения уравнения Пуассона

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = \frac{\rho_e - \rho_i}{\varepsilon_o}, \quad (3.4.10)$$

где  $\rho_e$  - пространственный заряд электронов,  $\rho_i$  - положительный объемный заряд. Граничные условия для решения имеют вид

$$x = x_{zp} \quad \frac{dU}{dx} = 0; \quad U = U_0 \quad x = x_0, \quad (3.4.11)$$

Величины  $\rho_e(x)$  и  $\rho_i(x)$  определяются как

$$\rho_e(x) = \frac{J_e}{\sqrt{2 \frac{e}{M_i} U(x)}}; \quad \rho_i(x) = en_i(x). \quad (3.4.12)$$

Таким образом, уравнение (3.4.10) есть интегродифференциальное уравнение. Если решение будет соответствовать физической постановке задачи лишь в том случае, если в промежутке отсутствуют экстремумы потенциала (то есть  $U(x)$  есть монотонно возрастающая функция), в противном случае ионы будут совершать осцилляции в минимуме потенциала, что приведет к изменению  $\rho_i$  [81] и некорректности постановки задачи. Решение уравнения (3.4.11) с граничными условиями (3.4.12) выполняется численно методом последовательным приближений. В качестве нулевого приближения принимается случай  $\rho_i = 0$ . При этом  $x_{zp}$  и  $J_{a0}$  определяются по методике изложенной в 3.1. и работе [77].

После нахождения распределения  $U(x)_k$  на  $k$ -ом приближении уточняется распределение концентрации ионов в промежутке по формуле (3.4.7).

В области проникающей плазмы дополнительное увеличение концентрации происходит за счет потока ионов из ускоряющего промежутка. Здесь также необходимо учитывать резонансную перезарядку, которая приводит к увеличению концентрации за счет снижения скорости ионов. Прирост концентрации в проникающей плазме, за счет потока ионов из ускоряющего промежутка определяются как

$$n_i^*(x) = n_{iII}(x) + n_{iIII}(x). \quad (3.4.13)$$

где  $n_{iII}(x)$  - составляющая за счет ионов, не испытавших перезарядок в области проникающей плазмы,  $n_{iIII}(x)$  - составляющая, определяемая перезарядившимися ионами.

Приближенно (3.4.13) можно представить в виде

$$n_i^*(x) = n_i(x_{zp}) \exp\left(-\int_x^{x_{zp}} n_a(\delta) \sigma_{II} d\delta\right) \left(1 + 2R_{cm} n_a(x) \frac{v_{\bar{e}}}{v_m}\right). \quad (3.4.14)$$

где  $R_{cm}$  - диаметр столба проникающей плазмы,  $v_{\bar{e}}$  - средняя скорость быстрых ионов, приходящих из ускоряющего промежутка,  $v_m$  - скорость

медленных перезарядившихся ионов,  $n_i(x_{zp})$  - рассчитывается по (3.4.7) при  $x = x_{zp}$ .

При написании (3.4.14) считалось, что медленные ионы дрейфуют в поперечном направлении. Принималось также, что измерение потенциала в проникающей плазме равно нулю, хотя в действительности за счет расширения плазмы в вакуум потенциал понимается [47,48], так что между плоскостями  $x = x_{zp}$  и  $x = 0$  может локализоваться  $\Delta U \approx 15 B$ . В то же время потенциал экстрактора обычно превышает 1 кВ, что делает правомерным не учет величины  $\Delta U$ . С учетом принятых выше допущений из (3.4.14) имеем:

$$n_i^*(x) = n_i(x_{zp}) \exp\left[-\frac{n_o \sigma_{II}}{2} (x_{zp} - x + \sqrt{R_o^2 + x^2} - \sqrt{R_o^2 + x_{zp}^2})\right] \left[1 + \frac{R_{cm} n_o \sigma_{II} v_o}{v_m} \left(1 - \frac{x}{\sqrt{R_o^2 + x^2}}\right)\right] \quad (3.4.15)$$

После  $k$ -ого приближения эмиссионная способность плазмы определяется следующим образом:

$$j_{e_{nl}}(x)^k = j_{e_{nl}}^o(x) + g v_o \begin{cases} n_i(x) & x_{zp} < x \leq x_s \\ n_i^*(x) & 0 < x \leq x_{zp} \end{cases}, \quad (3.4.16)$$

где  $j_{e_{nl}}^o(x)$  - эмиссионная способность плазмы в отсутствие обратного потока ионов,  $g = (0,25 \div 1)$  - безразмерный коэффициент, величина которого

### 1.7.2. Неустойчивость эмитирующей плазменной границы

При отборе из плазмы электронов в ускоряющем промежутке между плазмой и извлекающим электродом образуется слой отрицательного объемного заряда, на котором падает ускоряющее напряжение. В условиях превышения эмиссионной способности плазмы над пропускной способностью ускоряющего промежутка вблизи плазменной поверхности образуется область минимума потенциала и непосредственно у поверхности электрическое поле оказывается ускоряющим для положительно заряженных ионов. Это вызовет перемещение плазменной поверхности к извлекающему электроду. Когда ток эмиссии сравняется с током, ограниченным объемным зарядом, движение плазменной поверхности прекратится. При этом электрическое поле у поверхности будет равно нулю, потенциал монотонно растет по направлению к электроду, ток в ускоряющем промежутке яв-

ляется током насыщения и удовлетворяет закону «степени 3/2» [1]. При отборе положительных ионов у плазменной поверхности нет экстремума потенциала, который мог бы возвращать в плазму медленные ионы; возникновению такого экстремума противодействовала бы компенсация положительного объемного заряда быстрыми электронами плазмы [2].

В настоящее время аналитически не решена задача о распределении ускоряющего поля и плотности частиц в переходном заряженном слое на движущейся границе плазмы, описание которого возможно только в кинетическом приближении. В работе [1.15] с помощью уравнений Власова–Пуассона проведено численное моделирование самосогласованного истечения электронно-ионной плазмы через отверстие в ускоряющий зазор диода, когда с поверхности плазмы отбираются электроны. Потенциал на ускоряющем электроде полагался равным десяти потенциалам плазмы. Детальное численное моделирование позволило проследить за движением искривленной границы положительных ионов. При этом мгновенные профили электронной плотности имели изрезанный вид и пульсировали с электронной плазменной частотой. Истечение электронов в вакуумную область носило прерывисто-струйный характер. Указание на то, что плазменный катод с резкой границей плотности имеет тенденцию к дроблению на тонкие струи, содержится и в более ранней работе [1.16]. Изрезанность и дробление на струи плазменного эмиттера, по-видимому, связаны с нарастанием во времени возмущений, распространяющихся вдоль заряженной поверхности плазменной жидкости и затухающих по обе стороны от нее. На рис. 1.2 изображена искривленная под действием нарастающих возмущений поверхность эмиттера, выпуклые участки которой находятся ближе к извлекаемому электроду. На этих участках прекращается отбор электронов, поскольку ток в диоде, ограниченный объемным зарядом, с уменьшением ускоряющих промежутков становится больше тока эмиссии.

Решение задачи о неустойчивости плоской заряженной поверхности жидкого проводника относительно мелкомасштабных возмущений приведено в [1.17] для статического предела, когда через поверхность нет по-

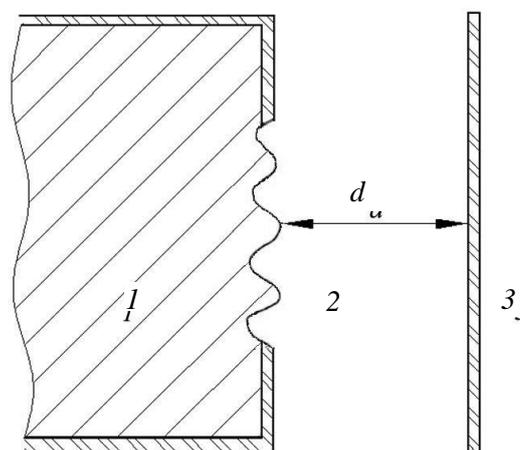


Рис. 1.2. Искривление поверхности эмиттера на расстоянии  $d$  от ускоряющего электрода:  
 1 – плазма; 2 – ускоряющий зазор;  
 3 – электрод

тока вещества. Инкремент поверхностных возмущений имеет вид

$$\text{Im}\omega = \left[ \frac{k}{\rho} \left( \frac{E^2}{4\pi} - \beta k^2 - \rho g \right) \right]^{1/2}, \quad (1.9)$$

где  $E = 4\pi\sigma$  – электрическое поле вблизи поверхности;  $\sigma$  – поверхностная плотность зарядов;  $\rho$  – плотность жидкости;  $\beta$  – коэффициент поверхностного натяжения;  $g$  – ускорение силы тяжести;  $k$  – волновой вектор возмущений.

В [1.18] авторами на основе одножидкостной гидродинамической модели бесстолкновительной неизотермической плазмы аналитически рассмотрена неустойчивость эмитирующей плоской плазменной поверхности. Показано, что в условиях вытекания плазменных частиц через заряженную поверхность плазмы инкремент поверхностных возмущений определяется не только величиной ускоряющего электрического поля, но и величиной разрыва плотности среды на границе эмиттера.

Если потенциал извлекающего электрода  $\phi_0 > T_e/e \gg T_i/e$ , где  $T_e$  и  $T_i$  – температура электронов и ионов соответственно, можно пренебречь толщиной разрыва плотности среды на границе эмиттера, на которой плотность ионного компонента падает в  $e$  раз [1].

В ускоряющем промежутке справедливы следующие уравнения одножидкостной гидродинамики, включающие объемную плотность сторонней электрической силы, а также уравнение Пуассона, описывающее падение напряжения на слое объемного заряда в диоде:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{v}) = 0; \quad (1.10)$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \frac{\rho_q}{\rho} \vec{E}; \quad (1.11)$$

$$\nabla \vec{E} = 4\pi \rho_q; \quad \vec{E} = -\nabla \phi, \quad (1.12)$$

где  $\vec{v} = \sum_{\alpha} m_{\alpha} n_{\alpha} \vec{v}_{\alpha} / \sum_{\alpha} m_{\alpha} n_{\alpha}$  и  $\rho = \sum_{\alpha} m_{\alpha} n_{\alpha}$  – массовые скорость и плотность плазменной жидкости;  $\vec{v}_{\alpha}$  и  $n_{\alpha}$  – направленная скорость и плотность компонентов плазмы;  $\rho_q = \sum_{\alpha} e_{\alpha} n_{\alpha}$  – плотность объемного заряда;  $\alpha = i, e, p$  – давление в среде.

На движущейся поверхности разрыва плотности среды, совпадающей с границей плазменного эмиттера, как и во всем объеме диода, должны быть непрерывны потоки вещества и импульса:

$$\{\rho \vec{v} \vec{n}\}_{z=z_0} = 0; \quad (1.13)$$

$$\{P_{ik} n_k\}_{z=z_0} = 0, \quad (1.14)$$

где  $P_{ik} = p \delta_{ik} + \rho v_i v_k + (1/4)(E^2 \delta_{ik} / 2 - E_i E_k)$  – тензор плотности потока импульса, учитывающий стороннюю электрическую силу;  $z$  и  $x$  – координатные оси, направленные перпендикулярно и вдоль эмитирующей поверхности соответственно;  $\vec{n}$  – нормаль к этой поверхности;  $z_0$  – координата границы плазмы.

В квазинейтральной плазме используем уравнения одножидкостной гидродинамики (1.10) и (1.11) без учета сторонней электрической силы, так как ускоряющее поле диода скинируется в переходном слое на границе эмиттера. Давление неизотермической плазмы определяется температурой электронов:  $p = v_s^2 \rho = n_e T_e = n_i T_e$ . Давлением же плазменной жидкости в заряженной области за границей разрыва плотности среды можно пренебречь по сравнению с давлением в плотной квазинейтральной плазме и давлением стороннего электрического поля.

Положение движущейся плазменной поверхности в общем виде описывается уравнением

$$\rho(z_0) v_z(z_0) = \frac{1}{v_z(z) - v_z(z_0)} \left[ \frac{1}{8\pi} \left( \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)^2 + p(z_0) \right], \quad (1.15)$$

следующим из (1.13) и (1.14). Известно решение этого уравнения для установившегося равновесного положения эмитирующей плазменной поверхности при нулевых граничных условиях на потенциал и напряженность поля в ускоряющем зазоре. Если положить, что ионы полностью отражаются на границе плазмы и не вытекают в диод (большой положительный потенциал на электроде), т. е.  $\rho(z > z_0) \approx n_e m_e$ , то при использовании выражений для скорости электронов  $v_z(z_0) = v_{Te} = (T_e / m_e)^{1/2}$  и  $v_z(z > z_0) = [2e\varphi(z) / m_e]^{1/2}$  из решения уравнения (1.15) следует известный закон «степени 3/2» [2], [1.3]

$$j_e = 0.4en_e(z_0)v_{Te} = \left(\frac{2e}{m_e}\right)^{1/2} \frac{\Phi_\Delta}{9\pi d^2}, \quad (1.16)$$

где  $j_e$  – электронная плотность тока насыщения, извлекаемого из плазмы;  $d = z_\Delta - z_0$  ( $z_\Delta$  – координата электрода).

В указанных условиях выражение (1.16) устанавливает достаточно простую связь между расстоянием от плазменной поверхности до электрода и ускоряющим напряжением, плотностью и температурой отбираемых из плазмы электронов. В обратном пределе большого отрицательного потенциала на вытягивающем электроде можно получить аналогичное (1.16) выражение для отбираемой плотности ионного тока.

Поскольку нет аналитического решения для распределения ускоряющего поля и плотности частиц в переходном заряженном слое на границе движущейся плазмы, квазиравновесные значения параметров плазмы и диода считаются заданными, определяются численными или экспериментальными методами и удовлетворяют уравнению (1.15). Изменениями этих параметров во времени можно пренебречь на фоне быстрых процессов, когда фазовая скорость возмущений значительно больше скорости движения плазмы, по порядку величины, совпадающей со скоростью ионного звука [1.15].

В общем виде дисперсионное уравнение, описывающее колебания на поверхности плазмы, довольно громоздкое, однако при определенных предположениях оно упрощается. Будем считать, что малые возмущения параметров плазмы распространяются в виде бегущих плоских волн вдоль эмитирующей поверхности, затухая по обе стороны от нее, и пропорциональны  $\exp(-i\omega t + ik_x - k_z z)$ . Величина  $k_x$  соответствует продольной по отношению к плазменной поверхности составляющей волнового вектора, а  $k_z$  играет роль показателя спада возмущений в поперечном направлении.

В случае слабой неоднородности параметров плазмы и диода, когда  $k_z^{-1} \partial \ln(\rho, E, v_z) / \partial t \ll 1$ , из линеаризованных уравнений (1.10) – (1.14) при  $\Omega^2 \gg k_x^2 v_s^2$  следует дисперсионное уравнение

$$D_0(\omega, k_x, k_{z0}) + \frac{k_{z1}}{k_{z0}} \frac{k_{z0}^2 - k_x^2}{k_{z1}^2 - k_x^2} D_1(\omega, k_x, k_{z1}) = 0, \quad (1.17)$$

где  $D_{1,0} = \Omega_{1,0}^2 \pm 2i\Omega_{1,0} v_{z1,0} (k_{z1,0}^2 - k_x^2) / k_{z1,0} + (k_{z1,0}^2 - k_x^2) v_{z1,0}^2$ ;  $\Omega_{1,0} = \omega - ik_{z1,0} v_{z1,0}$ , индекс ноль относится к параметрам плазмы, а индекс 1 – к параметрам диода вблизи эмитирующей поверхности.

Как показывает анализ дисперсионного уравнения (1.17), если  $(1 + k_{z1}/k_{z0})^{-1} (k_x^2/k_{z0}^2)(\rho_0/\rho_1 - 1)^2 \gg 1 + k_{z1}\rho_0^2/k_{z0}\rho_1^2$ , эмитирующая плазменная поверхность аperiodически неустойчива ( $\text{Re } \omega = 0$ ) относительно мелкомасштабных возмущений с максимальным инкрементом:

$$\text{Im } \omega = \frac{2k_x^2}{k_{z0} + k_{z1}} \left[ \left( \rho_0 + \frac{E_{z1}^2}{8\pi} \right) \frac{1}{\rho_0} \left( \frac{\rho_0}{\rho_1} - 1 \right) \right]^{1/2}. \quad (1.18)$$

При нарушении указанного условия неустойчивость становится периодической ( $\text{Im } \omega \geq \text{Re } \omega$ ). Сравнение выражений (1.9) и (1.18) показывает, что в условиях протока вещества через движущуюся плазменную поверхность инкремент поверхностных возмущений выше соответствующей величины в статическом пределе заряженной поверхности жидкого проводника. При отборе электронов с плазменной поверхности и малой плотности ионов в объеме диода, когда  $\rho_1 \ll \rho_0$  и  $k_x > k_{z1}$ , величина инкремента (1.18) более чем в  $(\rho_0/\rho_1)^{1/2}$  раз превышает соответствующий инкремент в гидростатике, где  $k_x \approx k_z = k$ . С уменьшением положительного потенциала на электроде по отношению к плазме уменьшается разрыв плотности среды на границе эмиттера вследствие вытекания положительных ионов все дальше в ускоряющий промежуток и отражения вблизи электрода, что приводит к уменьшению инкремента поверхностных возмущений. В условиях установившегося равновесного положения плазменного эмиттера, когда электрическое поле у поверхности равно нулю, инкремент поверхностных возмущений обусловлен давлением плазмы, определяемым температурой электронов.

Предельный переход в инкременте от гидродинамики к гидростатике недопустим, так как возмущения в этих случаях развиваются на фоне со-

вершено разных состояний заряженных поверхностей. Проток вещества через плазменную поверхность ( $v_{z1} > v_{z0} > 0$ ) является необходимым условием для перемещения этой поверхности ( $v \approx v_s$ ) и установления ее равновесного положения. В гидростатике жидкого проводника ( $v_{z1} = 0$ ) равновесие достигается за счет компенсации силы давления электрического поля силами поверхностного натяжения и тяжести.

Отметим, что в рамках простой модели плоской эмитирующей поверхности не учитывалось возмущение нормали к поверхности, которое вносит в инкремент неустойчивости поправки второго порядка малости. Однако в условиях искривленной границы плазмы (вогнутой или выпуклой) возмущение нормали к поверхности будет уже линейным относительно малого искривления поверхности и может, так же как и учет неоднородности параметров диода, внести стабилизирующий эффект в развитие поверхностных возмущений вплоть до их подавления.

Если в плазменном источнике заряженных частиц созданы условия для эффективной генерации отрицательных ионов, то при подаче положительного потенциала на извлекающий электрод с плазменной поверхности помимо электронов происходит эмиссия отрицательных ионов. Поскольку плотность отрицательных ионов всегда существенно меньше плотности положительных ионов в квазинейтральной плазме, неустойчивость плазменной поверхности описывается инкрементом (1.18), в котором по-прежнему  $\rho_0 > \rho_1$ .

При подаче на вытягивающий электрод отрицательного потенциала происходит устойчивый отбор положительных ионов, плотность которых монотонно падает к электроду ( $\rho_0 \approx \rho_1$ ;  $\text{Im } \omega = 0$ ). В этом случае из-за отсутствия границы плотности среды понятие «возмущение границы эмиттера» лишено физического смысла.

### ***1.7.3. Электрическая прочность ускоряющего промежутка в плазменном источнике заряженных частиц***

Электронные и ионные пучки, получаемые из плазменных источников, транспортируются в остаточной газовой среде. Натекание газа в ускоряющий зазор и дрейфовое пространство пучка происходят из самого источника. При формировании сильноточных пучков заряженных частиц в фокусирующих

устройствах с магнитооптикой и при транспортировке на большое расстояние применяют принудительный напуск газа с целью уменьшения влияния объемного заряда на динамику быстрых частиц. В этих условиях за ускоряющим электродом в результате ионизации пучком атомов газа образуется плазма, которая и компенсирует объемный заряд ускоренных частиц. Плотность плазмы может значительно превышать плотность частиц пучка. Из пучковой плазмы в ускоряющий промежуток отбираются заряженные частицы противоположного знака по отношению к пучку, вытягиваемому из плазменного источника.

Электрический пробой ускоряющего промежутка ограничивает предельные режимы работы плазменных источников. Условия пробоя определяются свойствами плазмы в источнике и за ускоряющим электродом, а также характеристиками самого промежутка. Длина ускоряющего промежутка, в свою очередь, зависит от свойств пучковой плазмы и плазмы источника.

Основное отличие плазменных эмиттеров от термоэлектронных пушек заключается в том, что при отборе электронов или ионов из плазмы ограничения тока объемным зарядом быть не может. Ток, протекающий в ускоряющем промежутке, является током насыщения и определяется плотностью и температурой плазмы источника. Изменение этих параметров при постоянном ускоряющем напряжении приводит к перемещению эмиттирующей плазменной поверхности, при котором на этой поверхности восстанавливается нулевая напряженность электрического поля.

Обратный электронный ток, поступающий из пучковой плазмы, может значительно превышать ток из ионного источника и приводить к повышенному выделению мощности на плазменном электроде. Поэтому для формирования ионного пучка используют сначала ускоряющий, а потом замедляющий электрод, при этом электроны из пучковой плазмы не могут попасть в источник. Уменьшить обратный электронный ток из пучковой плазмы в источник можно с помощью поперечного магнитного поля в ускоряющем промежутке. В ионном источнике с замкнутым дрейфом электронов, когда электронный ларморовский радиус равен длине промежутка, обеспечивается компенсация объемного заряда и значительное увеличение тока ионного пучка. Однако поперечное магнитное поле искажает траектории ускоренных ионов. При формировании прецизионных ионных пучков возникает необходимость скомпенсировать их объемный заряд с

помощью обратного электронного тока в отсутствие внешнего магнитного поля. Это позволяет снизить влияние объемного заряда на динамику ионного пучка и свести к минимуму нелинейные искажения его фазовых характеристик.

Рассмотрим электрическую прочность ускоряющего промежутка плазменных источников электронов и ионов с высокой эмиссионной способностью при наличии пучковой плазмы за ускоряющим электродом и при пониженном давлении газа, когда движение заряженных частиц в промежутке происходит в режиме свободного пролета. Покажем, что в таких условиях определяющим критерием прочности ускоряющего промежутка является не ионизационный процесс, а протяженность слоя объемного заряда между плазмой источника и пучковой плазмой.

Представим плазменный источник электронов в виде плоского плазменного диода, который состоит из эмитирующей электроны плазменной поверхности, ускоряющего промежутка длиной  $x_a$  между эмитирующей поверхностью и электродом под потенциалом  $\phi_a$ ; поверхности пучковой плазмы, совпадающей или несовпадающей с поверхностью электрода. В слое объемного заряда между двумя поверхностями плазмы протекают электронный ток с плотностью  $j_e$  и обратный ионный ток с плотностью  $j_i$ . Распределение электрического поля в слое, следующее из уравнения Пуассона с учетом нулевого граничного условия на плазменном эмиттере  $(dy/dz)_{z=0} = 0$ , имеет вид

$$\frac{dy}{dz} = \frac{4}{3} \left( \frac{j_e}{j_{e0}} \right)^{1/2} \{y^{1/2} + \alpha_e [(1-y)^{1/2} - 1]\}^{1/2}, \quad (1.19)$$

где  $y = \phi / \phi_a$  ( $\phi$  – потенциал электрического поля);  $z = x / x_a$  ( $x$  – координата вдоль направления эмиссии электронов);  $j_{e0} = en_{e0} (T_{es} / m_e)^{1/2}$  – плотность теплового тока электронов из плазмы источника;  $\alpha_e = (j_i / j_e) (m_i / m_e)^{1/2}$ .

Электронный ток, протекающий в ускоряющем промежутке в отсутствие ионизации газа и ионного тока из пучковой плазмы, является током насыщения:  $j_{e0} = (2e / m_e)^{1/2} (\phi_a^{3/2} / 9\pi x_a^2)$ , и параметр  $x_a$  определяет протяженность слоя объемного заряда между установившейся плазменной границей  $x=0$  и ускоряющим электродом. Распределение поля (1.19) получено при условии пренебрежения ионизации газа электронным пучком:

$$n_{g a} \ll \frac{4\alpha_e}{3x_a \sigma_0} (m_e/m_i)^{1/2} (\varphi_a/I)^{1/4} (j_e/j_{e0})^{1/2}, \quad (1.20)$$

где  $\sigma_0$  – максимальное сечение ионизации газа электронным ударом;  $\sigma_i^e = \sigma_0 (I/\varphi_a y)^\times \times (1 - I/\varphi_a y)$ ;  $I$  – потенциал ионизации.

Коэффициент  $\alpha_e$  определяется условиями создания плазмы за ускоряющим электродом. Учитывая, что из этой плазмы в слой поступает ионный ток насыщения  $j_i = en_i (T_{e a}/m_i)^{1/2}$ , плотность электронного тока за ускоряющим электродом  $j_e = en_{e a} (2 e\varphi_a/m_e)^{1/2}$ , имеем:  $\alpha_e = \sigma_i^e (\varphi_a) n_{g a} r_b^2 v_{i0} (m_i/m_e)^{1/2} \times \ln(R/r_b) / 4v_s$ , где  $n_{g a}$  – плотность газа за электродом;  $r_b$  – радиус пучка электронов;  $R$  – радиус кожуха,  $v_{i0}$  – частота столкновений ионов плазмы с атомами газа;  $v_s = (T_{e a}/m_i)^{1/2}$  – скорость ионного звука;  $T_{e a}$  – температура электронов пучковой плазмы.

Зависимость (1.19) электрического поля при учете (1.20) от переменной  $y$  представлено на рис. 1.3. При низком давлении газа ( $\alpha_e < 1$ ) поле на границе ускоряющего электрода отлично от нуля и граница пучковой плазмы отодвигается за электрод. С ростом давления газа при  $\alpha_e = 1$  граница плазмы совпадает с поверхностью электрода и при  $\alpha_e > 1$  поле обращается в ноль внут-

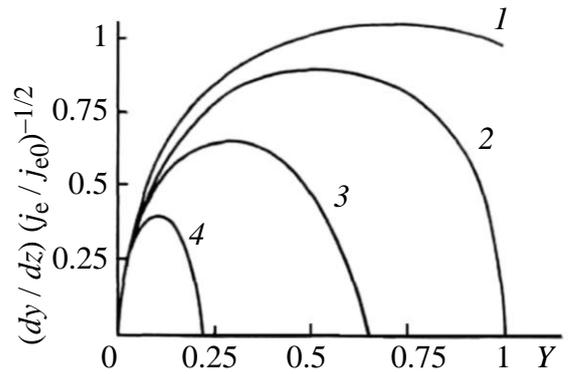


Рис. 1.3. Распределение электрического поля в зависимости от параметра  $y$ :  
1 – 0.5; 2 – 1; 3 – 2; 4 – 4

ри ускоряющего промежутка в точке  $y_{1e} = 4\alpha_e^2 / (1 + \alpha_e^2)$ . В последнем случае является потенциальная яма для ионов, выходящих из пучковой плазмы. Эта яма заполняется до тех пор, пока поле не обратится в ноль с точностью до поля в плазме. В результате область между  $y_{1e}$  и  $y = 1$  заполняется плазмой. Движение границы пучковой плазмы в глубь ускоряющего промежутка с ростом давления газа наблюдалось экспериментально [1.19].

Положение эмитирующей поверхности в источнике связано с эмиссионной способностью самой плазмы. Повышение эмиссионной способности плазмы источника происходит за счет поступающего в нее из ускоряющего

промежутка ионного тока. Попадающие в плазму ионы вызывают локальное повышение плотности положительного заряда, что при сохранении квазинейтральности плазмы приводит к соответствующему повышению плотности электронов, а следовательно, и к росту электронного тока эмиссии. Результирующая плотность ионов плазмы определяется из уравнения диффузии с учетом уравнения баланса частиц ионного пучка. В отсутствие обратного ионного тока граница плазмы источника занимает начальное положение ( $z_0 = 0$  при  $y = 0$ ). В условиях повышенного эмиссионного тока граница плазмы источника сдвигается в глубь ускоряющего промежутка.

Экспериментальная проверка этого вывода дана в [7]. Длина заряженного слоя в этом случае, согласно (1.19), определяется выражением

$$z_1 - z_0 = \frac{3}{4} \left( \frac{j_{e0}}{j_e} \right)^{1/2} y_{1e} \int_0^{y_{1e}} \{y^{1/2} + \alpha_e [(1-y)^{1/2} - 1]\}^{-1/2} dy, \quad (1.21)$$

где  $z_1$  – координата границы пучковой плазмы;  $y_{1e}$  – потенциал на этой границе; интеграл  $F(y_{1e})$  заменой переменных сводится к эллиптическому интегралу, т. е. является табулированной функцией.

Электронную плотность тока эмиссии из плазмы источника можно представить в виде  $j_{e0}^* = j_{e0}' + \gamma_e j_i$ , где  $\gamma_e \approx (T_{is} m_i / T_{es} m_e)^{1/2} / 2$  – коэффициент ионно-электронной эмиссии плазмы; температура электронов в источнике значительно больше температуры ионов  $T_{es} \gg T_{is}$ ;  $j_i = \alpha_e j_e (m_e / m_i)^{1/2}$ ;  $j_{e0}'$  – вакуумная составляющая плотности тока в ускоряющем промежутке длиной  $z_1$  до изменения положения границы плазмы источника. Полный ток в заряженном слое складывается из вакуумной составляющей и тока, связанного с компенсацией объемного заряда электронного пучка. Полагая, что характер распределения потенциала в слое в присутствии обратного ионного тока не изменяется, вакуумную составляющую плотности тока можно представить как  $j_{e0}' = j_{e0} / z_1^2$ ;  $j_{e0}^* = j_{e0} / (z_1 - z_0)^2$ , где  $j_{e0}$  – вакуумная плотность тока в зазоре длиной  $z = 1$ . Тогда из (1.21) следует условие [1.20]

$$1 - \alpha_e \gamma_e \left( \frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} F^2(y_{1e}) = \left( 1 - \frac{z_0}{z_1} \right)^2, \quad (1.22)$$

при котором происходит перезамыкание плазменного разряда источника с пучковой плазмой ( $z_1 = z_0$ ) и срыв электронного тока в ускоряющем промежутке.

При замене потенциала  $\varphi_a$  на  $-\varphi_a$  на ускоряющем электроде плазменный источник электронов становится ионным источником. Условие перезамыкания плазменного разряда в ионном источнике с пучковой плазмой определяется из уравнения (1.22), в котором второе слагаемое в левой части принимает вид  $-\alpha_i \gamma_i (m_i / m_e)^{1/2} F^2(y_{1i})$ . В электронных и ионных плазменных источниках с одинаковым ускоряющим потенциалом  $\alpha_i = (j_e / j_i)(m_e / m_i)^{1/2} \approx \alpha_e$ , поскольку  $\sigma_i^e / \sigma_i^i = (m_e / m_i)^{1/2}$ . Здесь учтено то обстоятельство, что при равенстве скоростей однозарядных ионов и электронов величина сечения ионизации атомов одинаковая. Коэффициент электрон-ионной эмиссии плазмы источника  $\gamma_i = \sigma_i^e (\varphi_a) n_{g c} r_b^2 v_{i0} \ln (R/r_b) / 4v_s$ , где  $n_{g c}$  – плотность газа в источнике.

Условие пренебрежения ионизацией газа в ускоряющем зазоре ионного источника имеет вид, аналогичный (1.20):

$$n_{g c} \ll \frac{\alpha_i^{3/2}}{4x_a \sigma_0} (m_i / m_e)^{1/2} (\varphi_a / I)^{1/2} F(y_{1i}) / (z_1 - z_0). \quad (1.23)$$

Сравнение выражений (1.20) и (1.23) показывает, что в плазменном источнике ионов условие пренебрежения ионизацией в промежутке менее жесткое, чем в электронном источнике.

Зажигание разряда вследствие ионизации газа в ускоряющем зазоре происходит, если плотность газа превысит критическую величину [1.21]

$$n_{g c} \ll \frac{2}{x_a \sigma_0} (m_e / m_i)^{1/2} (\varphi_a / I)^{3/4} F(y=1).$$

С понижением давления газа электрическая прочность промежутка должна возрастать. Однако и в биполярном режиме, когда ионизацией газа можно пренебречь, электрическая прочность ускоряющего зазора остается низкой из-за возможности перезамыкания плазменного разряда источника с пучковой плазмой за ускоряющим промежутком. С ростом давления в газоразрядной камере (когда  $\gamma_i / \gamma_e > m_e / m_i$ ) такой пробой в ионном источнике наступает при меньшем давлении газа в ускоряющем промежутке, чем пробой в электронном источнике.

Отметим важное обстоятельство, отличающее работу плазменного эмиттера от термоэмиттера. В плазменных источниках заряженных частиц с повышенной эмиссионной способностью при увеличении давления газа в ускоряющей промежутке перезамыкание плазмы источника с пучковой плазмой может наступать раньше, чем зажигание разряда вследствие ионизации газа.

### Список литературы к главе 1

- 1.1. Вольпяс В. А., Козырев А. Б. Физика слабоионизованной плазмы (Прикладные вопросы ионно-плазменного распыления). – СПб.: ТОО «Складень», 1997.
- 1.2. Митчнер М., Кругер Ч. Частично ионизованные газы. – М.: Мир, 1976.
- 1.3. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток / Под ред. Л. А. Сена и В. Е. Голанта. – М.: Наука, 1971.
- 1.4. Велихов В. Е., Ковалев А. С., Трохимов А. Г. Физические явления в газоразрядной плазме. – М.: Наука, 1987.
- 1.5. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. – М.: Наука, 1987.
- 1.6. Ионно-плазменные технологии в электронном производстве / Барченко В. Т., Быстров Ю. А., Колгин Е. А. Под ред. Ю. А. Быстрова. – СПб.: Энергоатомиздат. Санкт-Петербург. отд-ние, 2001.
- 1.7. Майссел Л., Глэнг Р. Технология тонких пленок: Справ. / Пер. с англ.; Под ред. М. И. Елинсон, Г. Г. Смолко. – М.: Сов. радио, 1977. – Т. 1.
- 1.8. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой: Физическое распыление одноэлементных твердых тел / Пер. с англ.; Под ред. Р. Бериша. – М.: Мир, 1984. – Вып. 1.
- 1.9. Распыление твердых тел ионной бомбардировкой: Распыление сплавов и соединений, распыление под действием электронов и нейтронов, рельеф поверхности / Пер. с англ.; Под ред. Р. Бериша. – М.: Мир, 1986. – Вып. 2.
- 1.10. Плешивцев Н. В. Физические проблемы катодного распыления // Обзор /Ин-т атомной физики им. И. В. Курчатова. – М., 1979.
- 1.11. Sigmund P. Theory of Sputtering. I. Sputtering Yield of Amorphous and Polycrystalline Targets // Phys. Rev. – 1969. – Vol. 184, № 2. – P. 383–416.
- 1.12. Метель А. С., Григорьев С. Н. Тлеющий разряд с электростатическим удержанием электронов. – М.: «Янус К»; ИЦ ГОУ МГТУ «Станкин», 2005.
- 1.13. Морозов А. И. Физические основы космических электрореактивных двигателей. Т. 1: Элементы динамики потоков в ЭРД. – М.: Атомиздат, 1978.
- 1.14. Барченко В. Т., Потсар А. А. Распределение концентрации нейтралов в плазменных источниках заряженных частиц // Вакуумные и газоразрядные приборы. – Л., 1974. – С. 63–71 (Изв. ЛЭТИ. Вып. 140).

1.15. Батищев О. В., Сигов Ю. С. Численное моделирование кинетики бесстолкновительной плазмы в открытых системах сложной геометрии // Препринт ИПМ АН СССР. – № 87. – М., 1988. – 27 с.

1.16. Беленсов П. Е. Влияние геометрии ограниченной плазмы на ее динамическое равновесие во внешнем электрическом поле // Физика плазмы. – 1986. – Т. 12, № 4. – С. 426.

1.17. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. – М.: Наука, 1982.

1.18. Сидоров В. П., Удовиченко С. Ю., Беленсов П. Е. Неустойчивость эмитирующей плазменной поверхности // ЖТФ. – 1991. – Т. 61, № 7. – С. 37–41.

1.19. К вопросу о формировании и транспортировке электронного пучка в газе / Г. И. Гусева, М. А. Завьялов, Л.А. Неганова и др. // Радиотехника и электроника. – 1984. – № 8. – С. 1634–1636.

1.20. Удовиченко С. Ю. Электрическая прочность ускоряющего промежутка в плазменном источнике заряженных частиц // ЖТФ. – 2000. – Т. 70, № 3. – С.19–23.

1.21. Лондер Я. И., Ульянов К. Н. Теория плазменного диода // ТВТ. – 1979. – Т. 17, № 5. – С. 949–959.

Москалев Б.И. Разряд с полым катодом. – М: Энергия, 1969.