

КВАЗИНЕЙТРАЛЬНЫЙ РЕЖИМ НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНОГО КНУДСЕНОВСКОГО РАЗРЯДА

А. В. Жаринов, С. В. Никонов

Исследуется стационарный несамостоятельный разряд в газонаполненном диоде. Показано, что в сильноточных режимах основную часть разрядной области занимает двухкомпонентная плазма, в которой концентрации ускоряемого электронного потока и образованных при ионизации ионов примерно равны и где может падать основная часть приложенного напряжения. Если энергия электронов на низковольтной границе разряда больше потенциала ионизации, то без учета выгорания газа в широком диапазоне изменения параметров системы ограничения на плотность тока отсутствуют. В диоде с накаливаемым катодом плотность тока ограничена, но может на несколько порядков превышать вакуумную.

При решении многих вопросов сильноточной электроники, физики плазмы, электронно-лучевой технологии встречается задача о прохождении электронного тока через ускоряющий газонаполненный промежуток. Если электронный поток поступает в промежуток «извне» (с термокатода или с плазменной границы), длина промежутка d много меньше ионизационной $1/n_g \sigma_i$ (n_g — концентрация газа, σ_i — сечение ионизации электронами) и ионы после рождения движутся бесстолкновительно, то такую систему будем называть несамостоятельным кнудсеновским разрядом.

В сильноточной электронике этот разряд привлекает внимание, в частности, в связи с возможностью создания на его основе высокопереванских ускорителей интенсивных квазистационарных электронных пучков. В работах [1-4] с помощью численных расчетов и экспериментально показано, что в газонаполненном диоде с термоэмиссионным катодом, где ионизация осуществляется ускоряемым электронным пучком, возможна плотность электронного тока j_b , на порядок-два превышающая предельную плотность тока вакуумного диода, которая ограничена законом «3/2», при тех же значениях d и напряжения Φ_0 .

Кнудсеновский разряд может быть также реализован при подаче на помещенный в плазму зонд большого положительного потенциала $\Phi_0 \gg I$ (I — потенциал ионизации газа) [5]. В этом случае электронный поток поступает в разрядную область с границы окружающей ее квазинейтральной плазмы. При определенном давлении ток на зонд резко возрастает и вокруг него образуется светящаяся область, названная авторами работы [6] перлом.

В теоретических работах [1, 2, 4], посвященных исследованию стационарного кнудсеновского разряда, обычно численно решалось интегродифференциальное уравнение Пуассона, которое в плоском случае в пренебрежении ионизацией ионами (из-за их малой скорости) и δ -электронами (из-за их малой концентрации) для монотонных распределений потенциала $\Phi(z)$ имеет вид

$$\frac{\varphi''}{j} = \frac{1}{\sqrt{\varphi(x)}} - \int_{\max(x, x_i)}^1 \frac{\sigma(\varphi(\xi)) d\xi}{\sqrt{\varphi(\xi) - \varphi(x)}}, \quad (1)$$

$$\varphi(0) = 0, \quad \varphi_s(1) = 1, \quad \varphi'(0) = 0, \quad (2)$$

где $x=z/d$, $\varphi = \Phi(z)/\Phi_0$, $j = 4j_b/9j_0$, $j_0 = \sqrt{2e/m} (\Phi_0^{3/2}/9\pi d^2)$, $\alpha = \sqrt{M/m} n_g \sigma_0 d$, $\sigma_i = \sigma_0 \sigma(\varphi)$, $\sigma(x_i) = I/\Phi_0$; e , m , M — заряд и массы электрона и иона, штрих означает дифференцирование по x . Заметим, что σ_0 , вообще говоря, зависит от Φ_0/I .

В настоящей работе будет построено аналитическое решение этого уравнения, которое приводит к результатам, согласующимся с данными экспериментов (касающихся газонаполненного диода), связанными с изучением интенсивных квазистационарных электронных пучков. Настоящее исследование является продолжением работы [7], в которой уравнение (1) решалось для случая, когда энергия электронов на низковольтной границе ускоряющего промежутка $W_0 > I$. Было найдено, что в рамках вышеописанной модели существуют условия, когда ограничение на плотность тока j_b отсутствует. Ниже будет показано, что для случая нулевых начальных скоростей электронов плотность тока огра-

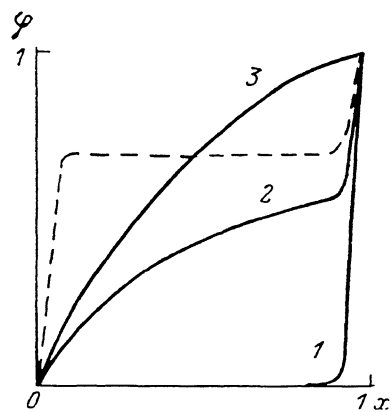
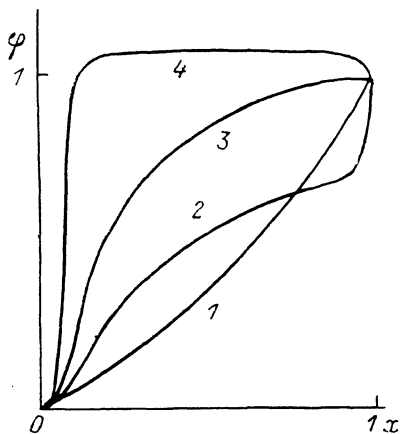


Рис. 1. Распределение потенциала при $W_0=0$.

Рис. 2. Распределение потенциала при $W_0 > I$.

ничена, однако может значительно превышать достигнутые в экспериментах значения. Также будет рассмотрена эволюция распределения потенциала в промежутке с ростом давления для случаев $W_0=0$ и $W_0 > I$.

Рассмотрим сначала газонаполненный диод при $W_0=0$. Согласно экспериментальным данным работы [3], в которой изучался диод с накаленным катодом при давлениях $p \sim 10^{-6} - 5 \cdot 10^{-2}$ Тор, $\Phi_0 \sim 10^2 - 10^3$ В, $d \approx 1$ см, в области малых давлений ток медленно увеличивается с ростом p . При $p \approx p_1$ ($p_1 \approx 10^{-3}$ Тор для аргона, $p_1 \approx 2 \cdot 10^{-2}$ Тор для гелия) происходит резкое возрастание тока (на порядок и более). При давлении $p=p_2$, немного превышающим p_1 , возникающие при $p \rightarrow p_3 > p_2$ колебания тока и напряжения. Ток при этом продолжает увеличиваться. При $p=p_3$ снова наблюдается очень резкий рост тока при одновременном уменьшении нагружения на промежутке до значений, определяемых балластным сопротивлением.

Представляется возможной (однако не претендующей на полное и детальное объяснение ряда наблюдаемых особенностей) упрощенная картина эволюции распределения потенциала $\varphi(x)$ с ростом давления при $\Phi_0 \gg 1$, схематично представленная на рис. 1. Ионы образуются в области $\Phi > I$, в узком прикатодном слое ионизации нет и преобладает отрицательный заряд. Кривая 1 соответствует слаботочному вакуумному режиму $\varphi = x^{1/3}$.

Из вида уравнения Пуассона $\varphi'' = 4\pi e(n_b - n_i)$ ясно, что без учета δ -электронов интересующим нас большим значением n_b могут отвечать два предельных вида распределений $\varphi(x)$: квазинейтральное, когда $\varphi''/4\pi e \ll n_b \approx n_i$, и соответствующее отрицательно заряженному слою $\varphi''/4\pi e \approx n_b \gg n_i$. В связи с граничными условиями (2) значение φ'' может быть велико лишь в узком слое (или слоях), к которому примыкает квазинейтральная область. Подчеркнем, что квазинейтральность означает лишь малость $\varphi''/4\pi e$ по сравнению с $n_b \approx n_i$, а вовсе не равенство $\varphi' = \text{const}$.

Исходя из этих соображений естественно предположить, что при давлении p_1 ионообразование становится достаточным для обеспечения квазинейтральности в большей части промежутка. Распределение $\varphi(x)$ эволюционирует к зависимости, показанной кривой 2, соответствующей квазинейтральному промежутку с катодным и анодным отрицательно заряженными слоями (размеры которых связаны с током пучка зависимостью типа закона «3/2»), и далее к распределению (кривая 3), описывающему квазинейтральный режим с нулевым полем на аноде и узким прикатодным слоем. В дальнейшем будем придерживаться нумерации режимов, соответствующей цифрам на рисунках.

При установлении распределений 2, 3 и происходит резкий рост тока. Необходимое для их реализации давление можно оценить из условия квазинейтральности $n_i \approx n_b$ и уравнения непрерывности для ионов

$$j_i = n_i v_i \approx n_i \sqrt{2e\Phi_0/M} \approx n_g \bar{\sigma}_i d n_b v_b \approx n_g \bar{\sigma}_i d n_b \sqrt{2e\Phi_0/m},$$

откуда следует

$$\sqrt{\frac{M}{m}} n_g \bar{\sigma}_i d \approx 1. \quad (3)$$

Черта означает усреднение по длине промежутка. Из (3) видно, что для более легких газов p_1 больше, что соответствует экспериментальным данным.

При дальнейшем росте давления в процесс включаются захватываемые в потенциальную яму в прианодной области δ -электроны. У анода образуется трехкомпонентная ($n_i \approx n_b + n_g$) плазма, с границы которой в ускоряющий промежуток поступает поток ионов. При увеличении p размер этой области l растет. С наличием трехкомпонентной плазмы, по-видимому, и связано появление колебаний тока. Неустойчивость плазменного диода изучалась во многих работах, однако ее механизм до конца не исследован. Распределение $\varphi(x)$ при этом эволюционирует к кривой 4, соответствующей диоду с прикатодным биполярным слоем толщиной s , примакающим к плазменной области, перепад потенциала в которой порядка s температуры δ -электронов.

При $p = p_3$ $l \approx d$, $s/d \rightarrow 0$, электронный ток $j_i \approx 1.86 (2e/m)^{1/2} \Phi_0^{3/2} / 9\pi s^2$ резко возрастает. Оценка для p_3 следует из соотношения токов в биполярном слое $j_i = j_b \sqrt{m/M}$ и уравнения непрерывности $j_i = j_b n_g \sigma_i (e\Phi_0)d/2$ (в котором учтено, что образующиеся в плазме ионы движутся в обоих направлениях)

$$\sqrt{\frac{M}{m}} n_g \sigma_i (e\Phi_0) d \approx 2. \quad (4)$$

Из (3, 4) видно, что p_3 не очень сильно превышает p_1 : $p_3/p_1 \approx 2\bar{\sigma}_i/\sigma_i (e\Phi_0)$ (отметим, что $\sigma_i (e\Phi_0) < \bar{\sigma}_i$). При дальнейшем увеличении p соотношение (4) должно выполняться. Это достигается за счет уменьшения σ_i : напряжение Φ_0 на диоде падает до значений $I \leq \Phi_0 < \Phi_m$, где потенциал Φ_m соответствует максимуму сечения ионизации. Все это наблюдается в эксперименте.

С учетом вышеизложенного представляется, что для формирования квазистационарных сильноточных электронных пучков в газонаполненном диоде оптимальным является квазинейтральный режим 3 (или близкий к нему). В этом режиме ток уже значительно превышает вакуумный, однако еще нет приводящей к неустойчивости прианодной плазмы и угрозы перехода в низковольтную дугу, что имеет место для более сильноточного режима 4.

Эволюция распределения $\varphi(x)$ в ускоряющем газонаполненном промежутке, в который инжектируется электронный поток с энергией $W_0 > I$ и заданной плотностью тока j_b [7], имеет много общего с процессом, соответствующим случаю $W_0 = 0$. Покажем, что уравнение (1) действительно имеет решение, описывающее режим 3 и аналогичный ему при $W_0 > I$, когда условие $n_i \approx n_b$ выполняется во всем разрядном промежутке. Начнем с более простого случая $W_0 > I$ и для сильноточных режимов ($j \gg 1$), представляющих наибольший практический интерес, рассмотрим, основываясь на решении уравнения (1), как $\varphi(x)$ переходит к квазинейтральному распределению с ростом давления.

Диод с начальной энергией электронов $W_0 > I$ примечателен тем, что начиная с некоторого (весьма малого) давления p_0 плотность тока j_b в нем может

быть неограничена, если не учитывать выгорание газа. Распределение потенциала при $p \leq p_0$, показанное кривой 1 на рис. 2, описывает квазинейтральную ($n_i = n_b$) область с отрицательным прианодным слоем толщины λ ($\varepsilon = \lambda/d \ll 1$). В области $x < 1 - \varepsilon$ ионы движутся в обоих направлениях со скоростью v_{i0} , определяемой температурой газа T_g , $v_{i0} \approx \sqrt{2T_g/M}$, δ -электроны — со скоростью, приобретаемой при ионизации; их вкладом можно пренебречь. Обозначая индексами «+» и «-» потоки ионов, движущихся в положительном и отрицательном направлениях, и учитывая, что ионы отражаются от анодного слоя, из уравнения непрерывности и условия квазинейтральности

$$\frac{d}{dz} n_i^\pm v_{i0} = \pm \frac{1}{2} n_g \tau_i (eW_0) n_b \sqrt{\frac{2eW_0}{m}}, \quad n_b = n_i = n_i^+ + n_i^- = \text{const}$$

находим параметры, соответствующие этому режиму (ср. с (3), (4)),

$$\sqrt{\frac{M}{m}} n_g \tau_i (eW_0) d = \frac{\sqrt{T_g/eW_0}}{1-\varepsilon}.$$

При $\varepsilon \ll 1$ в области $1 - \varepsilon < x \leq 1$ можно пренебречь вкладом ионов в объемный заряд. Распределение потенциала здесь описывается уравнением (1), из которого при $a=0$, $\varphi'(1-\varepsilon)=0$ находим:

$$\frac{2}{3} (\sqrt{\Psi} - \sqrt{\Psi_0})^{3/2} + 2\sqrt{\Psi_0} (\sqrt{\Psi} - \sqrt{\Psi_0})^{1/2} = \sqrt{j^*} (x - 1 + \varepsilon), \quad (5)$$

$$\varepsilon = \frac{1}{\sqrt{j^*}} \left[\frac{2}{3} (1 - \sqrt{\Psi_0})^{3/2} + 2\sqrt{\Psi_0} (1 - \sqrt{\Psi_0})^{1/2} \right], \quad (6)$$

где величины Ψ , Ψ_0 , j^* получаются из φ , φ_0 , j заменой Φ , Φ_0 на $\Phi + W_0$, $\Phi_0 + W_0$.

При $j^* \rightarrow \infty$ $\varepsilon \rightarrow 0$, ток в системе неограничен. Заметим, что невозможно распределение $\varphi(x)$, представленное на рис. 2 штриховой кривой, поскольку левее квазинейтральной области $n_b > n_i$ и величина φ'' должна быть положительна.

При $p > p_0$ скорость v_{i0} не обеспечивает уход ионов и в области $x < 1 - \varepsilon$ образуется перепад потенциала Φ_1 . Распределение $\varphi(x)$ эволюционирует при этом к зависимости, показанной кривой 2 на рис. 2.

Найдем распределение потенциала при $T_g \ll e\Phi_1 < e\Phi_0$. Для рассматриваемых сильноточных ($j \gg 1$) квазинейтральных режимов в области $x < 1 - \varepsilon$ левой частью уравнения (1) можно пренебречь и оно принимает вид

$$\frac{1}{\sqrt{\eta(x)}} = \alpha \int_x^{1-\varepsilon} \frac{\sigma(\eta(\xi)) d\xi}{\sqrt{\eta(\xi) - \eta(x)}}, \quad \eta(x) \equiv \frac{\Phi(x) + W_0}{\Phi_1 + W_0}, \quad \eta(1 - \varepsilon) = 1.$$

Вводя функцию $F: F(\eta) d\eta = \sigma(\eta) dx$ и решая получающееся для определения F интегральное уравнение Абеля, получаем [7]

$$d\eta/dx = \pi\alpha\sigma(\eta) \eta \sqrt{1 - \eta}.$$

Например, при $\sigma=1$, $\sigma=1/\sqrt{\eta}$ и $\sigma=1/\eta$ находим соответственно $\eta(x) = \text{ch}^{-2} [(\pi a/2)(1-x+\varepsilon)]$, $\eta(x) = \cos^2 [(\pi a/2)(1-x+\varepsilon)]$, $\eta(x) = 1 - [(\pi a/2)(1-x+\varepsilon)]^2$. Величина Φ_1 следует из этих соотношений и условия $\eta(0) = W_0/(\Phi_1 + W_0)$. Например, для томпсоновской аппроксимации сечения σ_i в области больших энергий ($W_0 \gg I$)

$$\sigma_i = \sigma^* \frac{I}{\Phi + W_0} = \sigma^* \frac{I}{\Phi_1 + W_0} \frac{1}{\eta} \equiv \sigma_0 1/\eta,$$

где σ^* — константа, определяемая родом газа, имеем (ср. с. (3))

$$\alpha = \sqrt{\frac{M}{m}} n_g d \sigma^* \frac{I}{\Phi_1 + W_0} = \frac{2}{\pi(1-\varepsilon)} \sqrt{1 - \frac{W_0}{\Phi_1 + W_0}}. \quad (7)$$

Величина ε и зависимость $\varphi(x)$ при $x > 1 - \varepsilon$ определяются из соотношений (5), (6) при учете того, что перепад потенциала в прианодном слое теперь равен $\Delta\Phi = \Phi_0 - \Phi_1$. Например, для ε получаем

$$\varepsilon = \left[\frac{(2e/m)^{1/2} (\Delta\Phi + W_0)^{3/2}}{4j_b \pi d^2} \right]^{1/2}, \quad \left[\frac{2}{3} (1 - \sqrt{\eta_0})^{3/2} + 2 \sqrt{\eta_0} (1 - \sqrt{\eta_0})^{1/2} \right],$$

$$\eta_0 \equiv \frac{W_0}{\Delta\Phi + W_0}. \quad (8)$$

Из (7), (8) видно, что с ростом давления значения $\Delta\Phi$ и ε уменьшаются. При

$$\sqrt{\frac{M}{m}} n_g d \sigma^* = \frac{2}{\pi} \frac{\Phi_0}{I} \sqrt{1 + \frac{W_0}{\Phi_0}} \quad (9)$$

$\Phi_1 = \Phi_0$, $\varepsilon = 0$ и устанавливается квазинейтральное во всем промежутке распределение (кривая 3 на рис. 2). Заметим, что при $x = 1 - \varepsilon$ $\varphi' = 0$, поэтому в окрестности этой точки необходимо, строго говоря, учитывать начальную тепловую скорость ионов v_{i0} , которая и обеспечивает их уход. При дальнейшем росте давления в прианодной области начинает образовываться трехкомпонентная плазма. В режимах 1-3 плотность электронного тока неограничена (в рамках рассматриваемой модели). Ионный ток на низковольтную границу ускоряющего промежутка минимален в режиме 1

$$\frac{j_i}{j_b} \approx \sqrt{\frac{m}{M} \frac{T_g}{eW_0}} \ll \sqrt{\frac{m}{M}}.$$

Рассмотрим теперь случай $W_0 = 0$. Плотность тока j_b при этом оказывается ограниченной, что связано с наличием отрицательно заряженного прикатодного слоя. Действительно, предположим, что в большей части промежутка при $\Phi > \Phi_{\text{эф}}$ ($I < \Phi_{\text{эф}} < \Phi_m \ll \Phi_0$) режим квазинейтральный и распределение потенциала параболическое $\Phi(z)/\Phi_0 = 1 - (1-x)^2$. Размер δ ($\delta \ll d$) прикатодной области отрицательного заряда ($\Phi(\delta) \approx \Phi_{\text{эф}}$) при этом $\delta \approx d\sqrt{\Phi_{\text{эф}}/2\Phi_0}$, соответственно $j_b \approx (2e/m)^{1/2} \Phi_{\text{эф}}^{3/2}/9\pi\delta^2 \approx j_0 \sqrt{\Phi_0/\Phi_{\text{эф}}}$. Покажем, что этот же результат следует из решения уравнения (1). Конкретизируем зависимость $\sigma_i(\varphi)$. В работе [8], авторам которой удалось аналитически получить вольт-амперные характеристики разряда, эта зависимость бралась в виде дельта-функции. Возьмем более реалистическую аппроксимацию: $\sigma_i = 0$ при $\Phi < \Phi_{\text{эф}}$ (область I) и

$$\sigma_i = \sigma^* \frac{I}{\Phi} + \text{const} = \sigma^* \frac{I}{\Phi_0} (1/\varphi + \sigma_1), \quad \sigma^* = \text{const}, \quad \sigma_1 = \text{const}$$

при $\Phi > \Phi_{\text{эф}}$ (область II). При такой аппроксимации пренебрегается ионообразованием в области $I < \Phi < \Phi_{\text{эф}}$, размер которой при $\Phi_0 \gg I$ очень мал. В области II уравнение (1) имеет решение

$$\varphi(x) \equiv \varphi_2(x) = 1 - (1 - \varphi_i) \left(\frac{1-x}{1-x_i} \right)^2, \quad (10)$$

где $\varphi_i = \varphi(x_i) = \Phi_{\text{эф}}/\Phi_0$.

Из (10), (1) находим значения параметров, соответствующих существованию решения (10) (ср. с. (3), (7))

$$\alpha = \sqrt{\frac{M}{m}} n_g d \sigma^* \frac{I}{\Phi_0} = \frac{2}{\pi} \frac{\sqrt{1-\varphi_i}}{(1-x_i)}, \quad \sigma_1 = \frac{2}{j} \frac{(1-\varphi_i)}{(1-x_i)^2}. \quad (11)$$

Отношение модуля левой части (1) к первому члену правой при этом не превосходит σ_1 . В интересующем нас случае больших токов $j_1 \gg 1$, $\sigma_1 \rightarrow 0$. Следовательно, решение (10) как раз оказывается квазинейтральным в каждой точке области II сильноточный режим 3. Из (1), (2), (10) находим решение в области I

$$\int_0^\varphi \left\{ \sqrt{\Psi} - \alpha \int_x^1 \sigma(\varphi_2(x)) \sqrt{\varphi_2(x)} [1 - \sqrt{1 - \Psi/\varphi_2(x)}] dx \right\}^{-1/2} d\Psi = 2\sqrt{j} x.$$

Величины x_i, j определяются из условий

$$\varphi(x_i) = \varphi_i, \quad \varphi'(x_i) = \varphi'_i(x_i). \quad (12)$$

Чтобы избежать громоздких выражений, найдем значение j , сделав упрощающее предположение относительно распределения $n_i(x)$. Положим, что в области I $n_i = \kappa n_i(x_i)$, где $\kappa = \text{const}$, $0 \leq \kappa \leq 1$. Значение $n_i(x_i) = n_b(x_i) - \Phi''(x_i)/4\pi e$ находим с учетом (5). В результате интегрирования (1) имеем

$$\frac{\varphi'^2}{2j} = 2\sqrt{\varphi} - \kappa \left[\frac{1}{\sqrt{\varphi_i}} + \frac{2(1-\varphi_i)}{j(1-x_i)^2} \right] \varphi.$$

С учетом (12) при $\varphi_i \ll 1, x_i \ll 1$ следует

$$j = \frac{\sqrt{\Phi_0/\Phi_{\text{эф}}}}{1 - \kappa/2}. \quad (13)$$

Видно, что в рамках рассматриваемой модели плотность тока может существенно превышать достигнутую в экспериментах [9], где при $\Phi_0 \sim 5-30$ кВ в аргоне максимальное значение $j \approx 25$.

Рассмотрение перехода распределения типа 2 с анодным слоем к квазинейтральному распределению 3 (рис. 1) с формальной стороны полностью аналогично проведенному выше для случая $W_0 > I$. Важным отличием от этого случая является то, что при $\Phi_0 \gg \Phi_{\text{эф}}$ режимы 2 и 3 могут существенно различаться по току, так как величина j_b определяется значением напряжения Φ_1 на высоковольтной границе квазинейтральной области (для режима 3 $\Phi_1 = \Phi_0$). Для режима 2 $\Phi_1 \sim n_p, j_b \sim \Phi_1^2 \sim n_p^2$ (см. (11), (13)), поэтому при переходе распределения 2 в 3 плотность тока довольно быстро возрастает с увеличением давления.

Полученные результаты справедливы также для диодов цилиндрической и сферической геометрии. В этих случаях уравнение Пуассона (4) имеет вид

$$\frac{1}{r^k} \frac{d}{dr} r^k \frac{d\Phi(r)}{dr} = \frac{(3-k)J}{r^k} \left[\sqrt{\frac{m}{2e\Phi(r)}} - \sqrt{\frac{M}{2e}} \int_a^{r_i} \frac{n_p \sigma_i d\xi}{\sqrt{\Phi(\xi) - \Phi(r)}} \right]. \quad (14)$$

Для цилиндрического случая $k=1$ J — погонный электронный ток, для сферического $k=2$ J — полный электронный ток. Координата r здесь отсчитывается от центра ($k=2$) или от оси ($k=1$) анодного электрода радиуса a ; $\Phi(r_i) = I$. Видно, что в сильноточном квазинейтральном пределе, когда можно пренебречь левой частью (14), решения, полученные для плоского случая в квазинейтральной области, сохраняют силу (при соответствующем выборе начала координат). Если размеры приэлектродных отрицательно заряженных слоев малы по сравнению с радиусами электродов (именно такой случай мы рассматриваем), то и в приэлектродных областях справедливы результаты, полученные для плоской геометрии. Сказанное справедливо и для случая, когда катодный электрод является внутренним.

В экспериментах [6], где изучалось образование перла вокруг зонда под большим положительным потенциалом в плазме, показано, что перл имеет шарообразную форму и его размер $2d$ много больше размера зонда $2a$. Представляется что в качественном согласии с интерпретацией авторов [6] механизм этого явления аналогичен переходу газонаполненного диода в квазинейтральный режим. Образование перла происходит при давлении $p = p_1$, когда в основной части разряда устанавливается квазинейтральный режим. Ток на зонд при этом резко возрастает, достигая значения $J = 4\pi d^2 j_p$. Величина j_p в данном случае задана. Она определяется электронным током, поступающим на низковольтную границу разрядной области из окружающей ее плазмы концентрации n_p ; $j_p \sim n_p$. Радиус перла d определяется из (11), (13).

В серии международных экспериментов [10, 11] осуществлялась инжекция электронного пучка в магнитосферу со специального космического аппарата. При этом во всех экспериментах были предприняты те или иные меры, обеспе-

живающие стабилизацию положительного заряда и потенциала Φ космического аппарата. Эти меры казались вполне оправданными, так как оценки стационарного значения Φ , учитывающие формирование слоя отрицательного объемного заряда, обусловленного потоком магнитосферных электронов, приводили к слишком высоким значениям Φ , практически исключающим стационарную инжекцию электронных пучков.

Если учесть возможность образования квазинейтрального перла, радиус которого R удовлетворяет уравнению непрерывности $J=4\pi R^2 j_p$ (J — ток пучка; j_p — плотность электронного тока, поступающего из плазмы на границу перла), то дополнительные меры по нейтрализации космического аппарата представляются излишними, так как падение потенциала на перле для магнитосферных условий оказывается достаточно низким. Геомагнитное поле, очевидно, может существенно трансформировать и топологию, и физику перла, но вряд ли исключит процесс автоматической нейтрализации космического аппарата.

Выше везде пренебрегалось ионизацией ионами, что справедливо, если

$$n_i \nu_{ii} \ll n_b \nu_{ib}. \quad (15)$$

Здесь ν_{ii} , ν_{ib} — частоты ионизации ионами и электронами пучка.

Рассмотрим в заключение два примера, касающиеся формирования электронных пучков в газонаполненном ускоряющем промежутке, когда неравенство (15) не выполняется, и найдем распределение потенциала с учетом ионизации ионами.

При доускорении в газонаполненном диоде релятивистского электронного пучка с начальной энергией $W_0 > mc^2$ [12] среднее сечение ионизации газа ионами, образовавшимися в промежутке, может значительно превышать сечение ионизации электронами. Для релятивистского пучка $n_b \approx \text{const}$, и можно также положить $\nu_{ib} = \text{const}$. Уравнение Пуассона при этом для плоской геометрии имеет вид

$$\frac{d^2\Phi}{dz^2} = 4\pi e \left[n_b - \sqrt{\frac{M}{2e}} \int_0^z \frac{\nu_{ib} n_b d\xi}{\sqrt{\Phi(\xi) - \Phi(z)}} - \sqrt{\frac{M}{2e}} \int_0^z \frac{\nu_{ii} n_i(\xi) d\xi}{\sqrt{\Phi(\xi) - \Phi(z)}} \right]. \quad (16)$$

Координата z отсчитывается от анода. Величина n_i , стоящая под интегралом, в свою очередь представляется в виде аналогичного интеграла, под которым снова оказывается n_i . При $\nu_{ii} = \text{const}$ (16) имеет простое решение

$$\Phi = \Phi_0 (1 - z^2/d^2). \quad (17)$$

Подставляя (17) в (16), найдем соотношение между параметрами системы, при которых оно реализуется

$$j = \frac{f^2 (f - \nu_{ii}/\nu_{ib})}{1 - (f - \nu_{ii}/\nu_{ib})}. \quad (18)$$

Здесь

$$j = \left(\frac{2}{\pi}\right)^2 \frac{4\pi n_b e^2}{M \nu_{ib}^2}, \quad f = \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{2e\Phi_0}{M \nu_{ib}^2 d^2}}.$$

При этом $n_i = \text{const}$,

$$n_b/n_i = f - \nu_{ii}/\nu_{ib} < 1. \quad (19)$$

Из (18), (19) следует, что решение (17) описывает промежуток, в котором преобладает избыточный положительный заряд. При $f \rightarrow 1 + \nu_{ii}/\nu_{ib}$ устанавливается квазинейтральный режим и ограничение тока отсутствует $j \rightarrow \infty$. Ионизация ионами обеспечивает более благоприятные (по сравнению со случаем $\nu_{ii} = 0$ [12]) для доускорения условия. Заданным значениям j_b и Φ_0 соответствует меньшее давление p , заданным j_b и p — большее значение Φ_0 . Если параметры системы не удовлетворяют точно условиям (18), то следует ожидать образования приэлектродного слоя или трехкомпонентной прианодной плазмы аналогично тому, как это рассматривалось выше.

При $f \rightarrow v_{ii}/v_{ib}$, $n_b/n_i \rightarrow 0$. Этот предельный случай соответствует ситуации, имеющей место в высоковольтном тлеющем разряде. Такой разряд используется, в частности, для формирования релятивистских электронных пучков [13, 14]. Из (19) для соотношения между параметрами разряда, при котором справедливо решение (17), находим

$$\frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{2e\Phi_0}{Mv_{ii}^2 d^2}} = 1.$$

Отметим, что здесь не учитывалась перезарядка, которая, вообще говоря, может играть существенную роль в высоковольтном тлеющем разряде.

Ограничения на плотность тока j_b , связанные с процессом выгорания газа, рассмотрены в работе [7].

Литература

- [1] Бабанин В. И., Эндер А. Я. // ЖТФ. 1971. Т. 41. Вып. 4. С. 720—727.
- [2] Бабанин В. И., Эндер А. Я. // ЖТФ. 1981. Т. 51. Вып. 11. С. 2260—2270.
- [3] Коробова Н. И., Менахин Л. П., Сибирак И. О., Ульянов К. Н. // РиЭ. 1983. Т. 28. № 3. С. 583—589.
- [4] Гордин В. А., Лондер А. Я., Сибирак И. О., Ульянов К. Н. // РиЭ. 1984. Т. 29. № 4. С. 774—780.
- [5] Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. М.: Наука, 1971. 543 с.
- [6] Клярфельд В. Н., Тимофеев А. А., Неретина Н. А., Гусева Л. Г. // ЖТФ. 1955. Т. 25. Вып. 9. С. 1581—1596.
- [7] Жаринов А. В., Никонов С. В. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 7. С. 43—49.
- [8] Бабанин В. И., Эндер А. Я. // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 12. С. 2606—2610.
- [9] Лондер Я. И., Алферов Д. Ф., Сибирак И. О., Ульянов К. Н. // РиЭ. 1988. Т. 33. № 4. С. 848—855.
- [10] Сагдеев Р. З., Жулин И. А. // Вестник АН СССР. 1975. № 12. С. 84—91.
- [11] Гранналь Б. Искусственные пучки частиц в космической плазме. М.: Мир, 1985. 451 с.
- [12] Жаринов А. В., Никонов С. В. // Тез. докл. VII Всесоюз. симпозиума по сильноточной электронике. Томск, 1988. Ч. II. С. 65—67.
- [13] Новиков А. А. Источники электронов высоковольтного тлеющего разряда с анодной плазмой. М.: Энергоиздат, 1983. 96 с.
- [14] Коваленко Ю. А., Шумилин В. П. // ЖТФ. 1979. Т. 49. Вып. 5. С. 964—968.

Всесоюзный электротехнический
институт им. В. И. Ленина
Москва

Поступило в Редакцию
13 июля 1988 г.