

01;04

ЭВОЛЮЦИЯ ВТОРИЧНОЙ ПЛАЗМЫ В УСКОРЯЮЩЕМ ПРОМЕЖУТКЕ ПЛАЗМЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ПОВЫШЕННОМ ДАВЛЕНИИ

© В.А.Груздев, В.Г.Залесский

Полоцкий государственный университет,
211440 Новополоцк, Витебская область, Белоруссия
(Поступило в Редакцию 3 мая 1995 г.)

Рассмотрена эволюция вторичной плазмы в ускоряющем промежутке плазменного источника электронов в приближениях длинного и короткого эмиссионного канала. На основе численного анализа предложенных моделей показана возможность “коллапса” вторичной плазмы, ограниченной пристеночным ионным слоем в эмиссионном канале, чем может быть обусловлена модуляция тока эмиссии. Сделаны сравнительные оценки амплитудных значений плотности тока и других параметров.

Введение

Ионизация газа в ускоряющем промежутке плазменных источников электронов (ПИЭЛ) при повышенном давлении может приводить к существенному искажению “вакуумной” функции распределения ускоряющего потенциала и образованию низкопотенциальной (прикатодной) или высокопотенциальной (прианодной) вторичной плазмы (ВП). Эволюция функции распределения потенциала в ускоряющем промежутке в процессе формирования вторичной плазмы сопровождается изменением положения границы эмиттирующей (первичной) плазмы вследствие движения фронта ионизации, а также изменением тока пучка ПИЭЛ.

В зависимости от геометрии эмиссионного канала и ускоряющего промежутка низкопотенциальная вторичная плазма может формироваться непосредственно в эмиссионном канале, в ускоряющем промежутке у эмиссионного канала и проникать в него вследствие эволюции, а также в разрядной камере. Поэтому эволюция ВП должна определяться не только ионизационными процессами и геометрией системы ускорения, но и эволюцией пристеночного ионного слоя (ПС), ограничивающего вторичную плазму в эмиссионном канале.

В данной работе рассматривается модель эволюции низкопотенциальной вторичной плазмы в ПИЭЛ и приводятся некоторые результаты численного анализа модели.

Модель эволюции вторичной плазмы и пристеночного ионного слоя

Эволюция ВП рассматривается при одновременном действии следующих процессов и условий.

Двойной электрический слой (ДС) между первичной и вторичной плазмами вследствие движения фронта ионизации смещается в направлении первичной плазмы. Начальное падение напряжения на ДС составляет величину порядка сотен вольт, что соответствует потенциалу формирующейся вторичной плазмы относительно первичной.

Ток эмиссии по мере движения ДС может возрастать за счет повышения плотности первичной плазмы в эмиссионном канале [1] и увеличения площади ее эмиттирующей поверхности [2]. Коэффициент переключения тока разряда в электронный пучок предполагается равным 1, поэтому ток эмиссии (пучка) приравнивается к току разряда (катодному току). Возмущение первичной плазмы эмиссией электронов приводит к росту катодного тока. Конкретный физический механизм этого процесса возмущения выходит за рамки данной работы и не рассматривается.

Генерация парных зарядов во вторичной плазме осуществляется электронами, эмиттированными первичной плазмой и ускоренными в ДС. Концентрация ВП определяется как током эмиссии, так и площадью ее поверхности, определяющей уход ионов с "бомбовской" скоростью. Квазинейтральность ВП поддерживается соответствующим уходом парных электронов в ускоряющий промежуток.

Напряжения на пристеночном ионном слое, ограничивающем ВП в канале, зависят от тока эмиссии (пучка) в результате перераспределения падения напряжения на элементах системы электропитания. Начальное падение потенциала на ПС составляет величину порядка

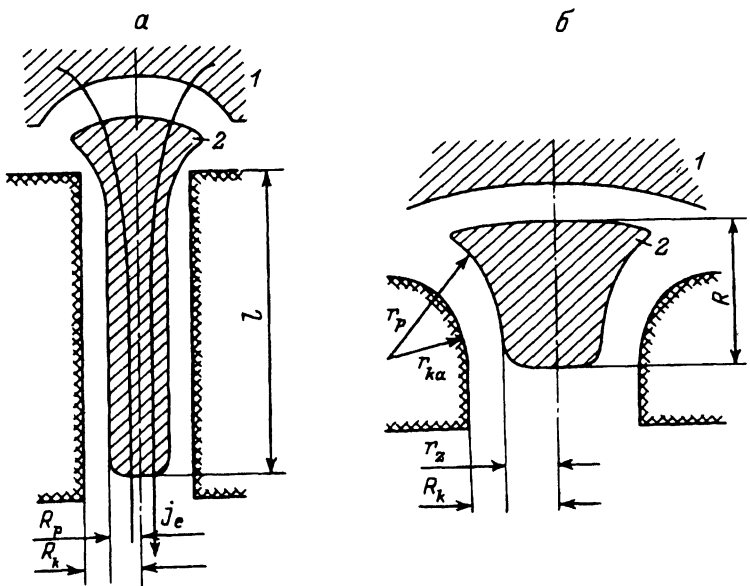


Рис. 1. Модель эмиссионного канала.

а — длинный канал, б — короткий; 1 — первичная плазма, 2 — вторичная.

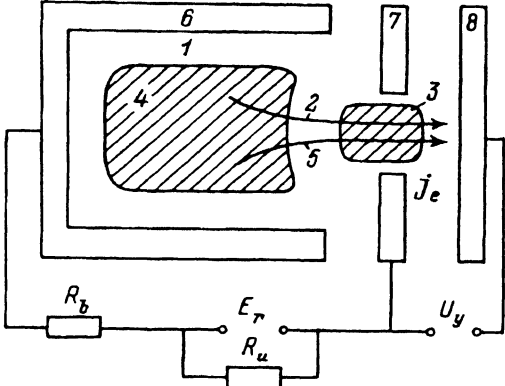


Рис. 2. Схема электропитания ПИЭЛ.

1 — катодное падение потенциала, 2 — двойной электрический слой, 3 — пристеночный ионный слой, 4 — первичная плазма, 5 — вторичная плазма, 6 — полый катод, 7 — электрод с эмиссионным каналом, 8 — коллектор электронов, R_b и R_v — балластное и внутреннее сопротивление, E_r — напряжение питания разряда, U_y — ускоряющее напряжение.

потенциала вторичной плазмы. Изменение во времени плотности ВП и напряжения на ПС определяет временную зависимость протяженности (толщины) пристеночного ионного слоя. При этом толщина слоя может достигать критической величины, при которой существование вторичной плазмы в эмиссионном канале невозможно [3].

Эволюцию ПС целесообразно рассматривать для двух предельных моделей эмиссионного канала: короткого и длинного. Модели отличаются описанием пристеночного ионного слоя и реализуются при соответствующих значениях величин φ_y/l_y (φ_y — ускоряющее напряжение, l_y — длина ускоряющего промежутка) и R_k/l_k (R_k и l_k — радиус и длина канала). Эти величины определяют проникновение поля в канал и положение области максимума функции сечения ионизации электронами, т. е. область формирования ВП. В случае длинного канала (рис. 1,а) ПС рассматривается в приближении цилиндрического ленгмюровского ионного слоя и сферического в случае короткого канала (рис. 1,б).

На рис. 2 показана схема электропитания электродов ПИЭЛ. На ее основе для падения напряжения на пристеночном ионном слое U_{sl} можно записать

$$U_{sl} = I_e(R_b + R_v) - E_r + U_1 + U_2, \quad (1)$$

где I_e — ток эмиссии, E_p — напряжение источника питания разряда, U_1 — падение напряжения в катодной области, U_2 — падение напряжения на двойном слое (потенциал ВП), R_b — балластное сопротивление в цепи питания разряда, R_v — внутреннее сопротивление источника питания разряда.

Модели эмиссионного канала

В случае длинного канала для пристеночного ионного слоя можно записать два уравнения

$$j_{ik} = \frac{4\sqrt{2}}{9} \varepsilon_0 \left(\frac{e}{m_i} \right)^{1/2} \frac{U_{sl}^{3/2}}{R_k R_p \beta^2}, \quad (2)$$

где $\beta^2(R_p/R_k)$ — табулированная функция [4], m_i — масса иона. R_p — радиус плазмы, и

$$j_{ik} = e_N^{-1/2} \rho_i \left(\frac{2T_e}{m_i} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

e_N — основание натурального логарифма.

Плотность ионного объемного заряда во ВП (в приближении равномерного распределения ионов по сечению) можно получить из уравнения баланса ионов

$$\frac{dN_i}{dt} = N_1 - N_2, \quad (4)$$

где $N_1 = I_e e^{-1} Q_{i0} p(l_k - z(t)) = j_e e^{-1} \pi R_p^2 Q_{i0} p(l_k - z(t))$ — число генерируемых ионов, $N_2 = N_{iz} + N_{ir} = I_{iz} e^{-1} + I_{ir} e^{-1}$ — количество уходящих ионов, $I_{iz} = j_{ik} e^{-1} \pi R_p^2$ — ионный ток из вторичной плазмы вдоль оси канала в разрядную камеру, $I_{ir} = j_{ik} e^{-1} 2\pi R_k(l_k - z(t))$ — радиальный ионный ток из вторичной плазмы на стенки эмиссионного канала, $j_{ik} = e_N^{-1/2} \rho_i v_b$ — плотность ионного тока из ВП в пристеночный слой, $v_b = (2T_e/m_i)^{1/2}$ — “бомовская” скорость ионов, z — положение границы первичной плазмы (в “вакуумном” случае $z = l$), Q_{i0} — функция сечения ионизации электронами, p — давление газа.

Для упрощения решения (4) (получения аналитического выражения) слагаемым I_{iz} , учитывающим ионный ток из ВП вдоль оси канала, пренебрегаем. Такое допущение оправдано в случае, когда в момент зарождения ВП выполняется условие $l_k - l \gtrsim R_p$. Кроме того, в процессе эволюции ВП вклад продольной компоненты ионного тока I_{iz} будет уменьшаться с увеличением времени жизни ионов в этом направлении (в момент зарождения ВП время жизни $\tau_{iz} = (l_k - l)/v_b$).

Учитывая вышеизложенное, а также то, что $\rho_i = e N_i V$, где $V = \pi R_p^2(l_k - z(t))$ — объем вторичной плазмы, уравнение (4) запишем в виде

$$\frac{dp_i}{dt} = j_e(t) p Q_{i0} - \frac{2v_b}{e_N^{1/2} R_p} \rho_i. \quad (5)$$

Ток эмиссии $j_e(t)$ определяется концентрацией n_e эмиттирующей (первичной) плазмы, проникающей из разрядной камеры в эмиссионный канал. В области формирующейся эмиттирующей поверхности, согласно [1], эту концентрацию можно выразить эмпирическим соотношением

$$n_e(z) = n_e^0 \exp\left(-\frac{z}{R_k}\right), \quad (6)$$

где n_e^0 — концентрация первичной плазмы в разрядной камере у входа в эмиссионный канал, $n_e(z)$ — концентрация первичной плазмы в эмиссионном канале на расстоянии z от входа в канал.

Так как максимальная глубина проникновения l соответствует положению границы в “вакуумном” случае, то

$$n_e^v = n_e^0 \exp\left(-\frac{l}{R_k}\right), \quad (7)$$

где n_e^v — концентрация первичной плазмы в “вакуумном” случае вблизи эмиттирующей поверхности в эмиссионном канале.

Величина l зависит от геометрии эмиссионного канала и ускоряющего промежутка, а также ускоряющего напряжения и находится в пределах от 0 до l_k .

Плотность эмиссионного тока пропорциональна концентрации эмиттирующей плазмы, поэтому (6) можно переписать в виде

$$j_e(z) = j_e^0 \exp\left(-\frac{z}{R_k}\right), \quad (8)$$

где j_e^0 — плотность тока эмиссии, соответствующая концентрации n_e^0 .

Согласно нашим оценкам, для типичных условий работы ПИЭЛ [5] толщина двойного слоя между эмиттирующей и вторичной плазмами мала и составляет величину $\sim 10^{-4}$ м. Поэтому смещение границы первичной плазмы в процессе эволюции можно отождествить с некоторой средней скоростью движения фронта ионизации v_f . Тогда $z = l - v_f t$, а уравнение (8) принимает вид

$$j_e(t) = j_e^0 \exp\left(\frac{v_f t - l}{R_k}\right). \quad (9)$$

Решение (5) с учетом (9) и начальным условием

$$\rho_i \Big|_{i=0} = \rho_0 \quad (10)$$

имеет вид

$$\rho_i(t) = \left(\rho_0 - \sigma \exp\left\{-\frac{l}{R_k}\right\}\right) \exp\left\{-\frac{2v_b}{e_N^{1/2} R_p} t\right\} + \sigma \exp\left\{\frac{v_f t - l}{R_k}\right\}, \quad (11)$$

где

$$\sigma = j_e^0 p Q_{i0} \frac{R_p R_k}{2e_N^{-1/2} v_b R_k + v_f R_p}.$$

Величину ρ_0 можно приблизительно определить через время жизни ионов в ВП

$$\rho_0 = \frac{j_e^0 p Q_{i0} R_p}{\psi v_b}, \quad (12)$$

где ψ — параметр, учитывающий геометрию системы [6] (для цилиндрической системы $\psi = 0.583$).

Совместное решение уравнений (1), (2), (3) и (11) дает следующее уравнение для толщины пристеночного ионного слоя:

$$\xi \beta^2 (\xi^{-1}) = A \frac{(B j_e(t) - U)^{3/2}}{\rho_i(t)}, \quad (13)$$

где

$$A = \frac{4\sqrt{2}}{9} \varepsilon_0 \left(\frac{e}{m_i} \right)^{1/2} \frac{e_N^{1/2}}{R_k^2 v_b},$$

$$B = \pi R_p^2 (R_b + R_v) = \pi R_p^2 R_{b1}, \quad U = E_r - U_1 - U_2, \quad \xi = R_p / R_k.$$

В случае короткого канала связь параметров ПС можно представить уравнением Ленгмюра для сферического ионного диода с внешним эмиттером

$$j_{ik} = \frac{4\sqrt{2}}{9} \varepsilon \left(\frac{e}{m_i} \right)^{1/2} \frac{U_{sl}^{3/2}}{r_{ka}^2 (-\alpha)^2} \frac{S_a}{S_k}, \quad (14)$$

где S_a , r_{ka} — площадь и радиус поверхности канала, собирающей ионы из ВП; S_k — площадь эмиттирующей поверхности ВП; $(-\alpha)^2 (r_p / r_{ka})$ — табулированная функция [4].

Величины S_a и S_k можно оценить как площади внутренней и внешней поверхности тора

$$S_k = 0.25\pi^2 r_p (R_k + r_{ka}), \quad S_a = 0.25\pi^2 r_{ka} (R_k + r_{ka}).$$

Выражение для плотности вторичной плазмы в данном случае получим из уравнения баланса ионов в слое радиуса $R \sim R_k$ (рис. 1,б)

$$\frac{dp_i}{dt} = 3j_e(t) p Q_{i0} - \frac{3v_b}{e_N^{1/2} R} \rho_i. \quad (15)$$

Уравнение (15) получено при условии, что объем ВП и площадь ее поверхности, эмиттирующая ионы в первичную плазму и на стенки эмиссионного канала, определяются как объем и площадь поверхности полусферы

$$V = \frac{2}{3} \pi R^3, \quad S = 2\pi R^2.$$

Уравнение эмиссии электронов из первичной плазмы в случае короткого канала отлично от уравнения (9). Считаем, что изменение плотности тока обусловлено в данном случае увеличением площади эмиттирующей поверхности первичной плазмы за счет смещения фронта ионизации в глубь разрядной камеры. Таким образом,

$$j_e(t) = j_e^0 \frac{S_{em}}{S_p},$$

где j_e^0 — плотность тока эмиссии, соответствующая концентрации невозмущенной первичной плазмы n_e^0 ; $S_{em} = 2\pi r_{em}^2$ — площадь эмиттирующей поверхности первичной плазмы; $S_p = 2\pi R^2$ — площадь сечения ВП в слое радиуса R ; $j_e(t)$ — плотность тока эмиссии в слое радиуса R .

Смещение фронта ионизации (r_{em}), как и в случае длинного канала, определяется средней скоростью v_f , тогда $r_{em} = R_k + v_f t$. С учетом этого временную функцию эмиссии можно записать в виде

$$j_e(t) = j_e^0 \left(\frac{R_k + v_f t}{R} \right)^2. \quad (16)$$

Совместное решение (15) и (16) с начальными условиями (10) дает следующее выражение для $R = R_k$

$$\rho_i(t) = \left(\rho_0 - j_e^0 p Q_{i0} \frac{3}{\mu} \left(1 - \frac{2}{\mu} \frac{v_f}{R_k} + \frac{2}{\mu^2} \left[\frac{v_f}{R_k} \right]^2 \right) \right) \exp\{-\mu t\} + j_e^0 p Q_{i0} \frac{3}{\mu} \left(\left[1 + \frac{v_f}{R_k} t \right]^2 + 2 \left[\frac{1}{\mu^2} \left[\frac{v_f}{R_k} \right]^2 - \frac{v_f}{R_k \mu} - \frac{t}{\mu} \left[\frac{v_f}{R_k} \right]^2 \right) \right), \quad (17)$$

где $\mu = (3/e_N^{1/2})(v_b/R_k)$.

В результате совместного решения (1) и (15)–(17) получаем выражение, аналогичное (13),

$$(-\alpha)^2 = C \frac{(D j_e(t) - U)^{3/2}}{\rho_i(t)}, \quad (18)$$

где

$$C = \frac{4\sqrt{2}}{9} \varepsilon_0 \left(\frac{e}{m_i} \right)^{1/2} \frac{e_N^{1/2}}{v_b r_{ka}^2}, \quad D = 2\pi R_k^2 R_{b1}.$$

Модели короткого и длинного каналов описывают предельные случаи. Однако на практике более реальным является промежуточный случай, когда ВП формируется и эволюционирует в эмиссионном канале, а рост тока эмиссии определяется вначале перемещением эмиттирующей границы в канале, а затем увеличением эмиттирующей поверхности в разрядной камере. Для описания данной промежуточной модели необходимо решить уравнение (5) при условии, что $j_e(t)$ описывается уравнением (16), а R_k и R заменяются на R_p . Тогда концентрация ВП будет описываться выражением

$$\rho_i(t) = \left(\rho_0 - j_e^0 p Q_{i0} \frac{1}{\lambda} \left(1 - \frac{2}{\lambda} \frac{v_f}{R_p} + \frac{2}{\lambda^2} \left[\frac{v_f}{R_p} \right]^2 \right) \right) \exp\{-\lambda t\} + j_e^0 p Q_{i0} \frac{1}{\lambda} \left(\left[1 + \frac{v_f}{R_p} t \right]^2 + 2 \left[\frac{1}{\lambda^2} \left[\frac{v_f}{R_p} \right]^2 - \frac{v_f}{R_p \lambda} - \frac{t}{\lambda} \left[\frac{v_f}{R_p} \right]^2 \right) \right), \quad (19)$$

где $\lambda = (2/e_N^{1/2})(v_b/R_p)$, а уравнение, описывающее эволюцию пристеночного ионного слоя, имеет вид, аналогичный (13), при условии, что $\rho_i(t)$ соответствует (19).

Результаты и их обсуждение

Для численного моделирования эволюции ВП задаются следующие величины: параметры эмиссионного канала (R_k, l_k); начальный ток эмиссии (j_e^0, I_e); отрицательное анодное падение потенциала в разряде ($\sim 3e^{-1} T_e$); давление газа в ускоряющем промежутке (p); величина балластного сопротивления в цепи питания разряда (R_{b1}); катодное падение потенциала в разряде (U_1).

Потенциал вторичной плазмы относительно первичной U_{sp} определяется из численного анализа деформации функции распределения потенциала в ускоряющем промежутке за счет ионизационных процессов. Начальное падение напряжения на пристеночном ионном слое U_{sl}^0 определяется соотношением

$$U_{sl}^0 = U_{sp} + 3e^{-1}T_e.$$

Напряжения источника питания разряда E_T определяется по соотношению (1) с использованием заданных величин.

Движение фронта ионизации (границы вторичной плазмы) определяется увеличением тока эмиссии со временем. Вследствие этого одновременно изменяются концентрация вторичной плазмы и напряжение на пристеночном ионном слое. Эти факторы определяют эволюцию пристеночного слоя. Одним из вариантов эволюции может быть реализация условий, при которых вторичная плазма в эмиссионном канале не может существовать. В случае длинного канала критерием существования ВП в канале является $\xi_{cr} = R_p/R_k \sim 0.31$ [3]. В случае короткого канала аналогичный параметр можно получить при условии, что толщина пристеночного ионного слоя в канале сравнима с радиусом канала ($r_z = 0$) (рис. 1, б). Принимая, что $r_{ka} = 0.5R_k$, получим критерий существования ВП в виде $\eta_{cr} = r_p/r_{ka} \sim 3$.

Численный анализ эволюции вторичной плазмы и пристеночного ионного слоя на основе (13) и (18) показал, что при заданных условиях, близких к условиям работы в реальных ПИЭЛ [5], могут выполняться критерии ξ_{cr} и η_{cr} . Это означает, что в процессе эволюции ВП возможен ее "коллапс" в области эмиссионного канала. При этом уход "парных" электронов из вторичной плазмы становится невозможным (или значительно уменьшается). В то же время "коллапс" плазмы не ограничивает уход ионов. Поэтому после "коллапса" потенциал вторичной плазмы должен снижаться вплоть до исчезновения двойного слоя между первичной и вторичной плазмами. Можно считать, что к моменту "коллапса" достигаются максимальные (критические) значения тока эмиссии и напряжения на пристеночном ионном слое. Критические значения $I_e^{cr}(j_e^{cr})$ и U_{sl}^{cr} для различных значений p , R_k , R_{b1} позволяют определить уравнения (1), (3), (9), (16) совместно с (13) и (18).

На рис. 3 показаны зависимости критического напряжения U_{sl}^{cr} от давления газа для различных моделей канала. Видно, что каждой модели эмиссионного канала соответствует различное критическое давление, при котором для заданных j_e^0 и R_{b1} вторичная плазма не может существовать в канале, т. е. критерии ξ_{cr} и η_{cr} выполняются уже при $U_{sl} = U_{sl}^0$.

На рис. 4 показана зависимость p_{cr} от параметра l_k/R_k , служащего критерием выбора модели эмиссионного канала. С этой зависимостью удовлетворительно согласуются значения p_{cr} , полученные в работе [7]. Из рисунка видно, что с уменьшением параметра l_k/R_k падает и критическое давление, при котором возможно существование ВП.

На рис. 5 представлена зависимость j_e^{cr} от балластного сопротивления R_{b1} для различных моделей канала. Как видно, система с большим балластным сопротивлением характеризуется меньшими значениями критических величин U_{sl}^{cr} и j_e^{cr} , большим оказывается и время достижения "коллапса".

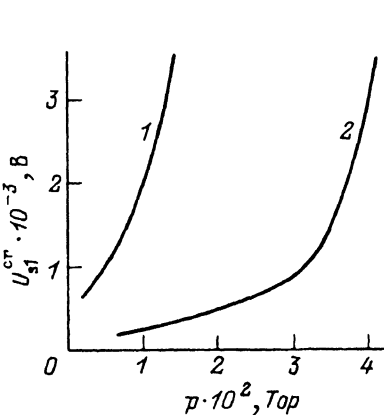


Рис. 3. Зависимость критического напряжения на ПС от давления газа. 1 — короткий канал, 2 — промежуточный.

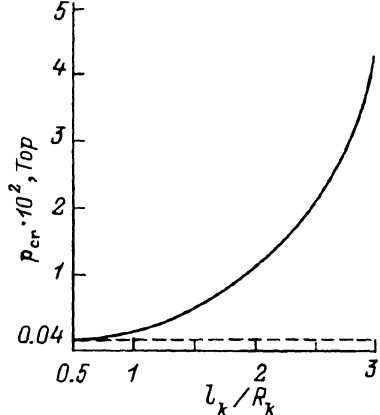


Рис. 4. Зависимость критического давления от отношения l_k/R_k .

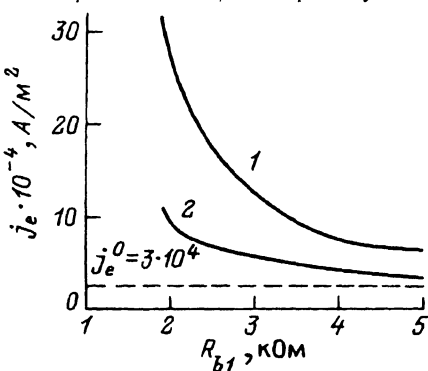


Рис. 5. Зависимость критической плотности тока от балластного сопротивления. 1 — короткий канал, 2 — промежуточный.

Для всех рассматриваемых моделей уравнения (13) и (18) позволяют определить время достижения “коллапса” (τ_{cr}), которое во всех случаях составляет ($\sim 10^{-8} - 10^{-7}$ с). Однако в реальных условиях его величина может быть выше по ряду причин. В частности, при рассмотрении движения фронта ионизации нами не учитывалась зависимость скорости движения фронта ионизации v_f от давления, которая в ряде случаев может оказаться существенной. Рост тока эмиссии (катодного тока) может приводить к повышению потенциала первичной плазмы и уменьшению эффективного сечения ионизации электронами, что также приводит к снижению скорости движения фронта ионизации v_f . По-видимому, время достижения “коллапса” вторичной плазмы в канале сравнимо с временем пролета ионов в рассматриваемых системах и составляет $\sim 10^{-6}$ с.

Заключение

Образование вторичной низкочастотной плазмы в ПИЭЛ с повышенным давлением в ускоряющем промежутке, ее эволюция и “коллапс” в эмиссионном канале могут приводить к нестационарности эмиссионного тока с высоким уровнем модуляции и частотой порядка 10^6 Гц.

Список литературы

- [1] Галанский В.Л., Груздев В.А. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. 4. С. 168-170.
 - [2] Жаринов А.В., Коваленко Ю.А. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 4. С. 681-687.
 - [3] Крейндель Ю.Е., Никулин С.П. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 6. С. 1208-1209.
 - [4] Царев Б.М. Расчет и конструирование электронных ламп. М.: Энергия, 1967. 671 с.
 - [5] Завьялов М.А., Крейндель Ю.Е., Новиков А.А., Шантурин Л.П. Плазменные процессы в технологических электронных пушках. М.: Энергоатомиздат, 1989. 256 с.
 - [6] Гусева Г.И., Завьялов М.А. // Физика плазмы. 1983. Т. 9. № 4. С. 770-778.
 - [7] Галанский В.Л., Груздев В.А., Ильющенко В.В. // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 4. С. 58-67.
-