

Теория высоковольтного тлеющего разряда с генерацией моноэнергетического пучка электронов

Т. М. Сапронова, К. Н. Ульянов

Развита кинетическая теория высоковольтного тлеющего разряда (ВТР). Решено уравнение Пуассона в слое объёмного заряда с учётом потока ионов, поступающих из плазмы в слой, ионизации газа в слое электронами, ионами и быстрыми атомами. На катоде имеет место потенциальное и кинетическое вырывание электронов с поверхности. Для различных значений плотности газа и коэффициента вторичной эмиссии рассчитаны ВАХ, определены размеры слоя объёмного заряда, получены распределения электрического поля в слое и другие характеристики ВТР. Предложенная математическая модель может быть использована для расчета характеристик ускорителей электронов на основе ВТР.

Ключевые слова: тлеющий разряд, вторичная эмиссия электронов, слой, плазма.

Ссылка: Сапронова Т. М., Ульянов К. Н. // Прикладная физика. 2019. № 2. С. 21.

Reference: T. M. Sapronova and K. N. Ulyanov, Prikl. Fiz., No. 2, 21 (2019).

Введение

Высоковольтный тлеющий разряд – это разновидность аномального тлеющего разряда в левой ветви кривой Пашена при напряжениях 5–150 кВ [1–4]. Плотность тока ВТР при $U \approx 100$ кВ может достигать значения порядка 1 А/см². Электроны выходят с катода за счёт потенциального вырывания положительными ионами, а также кинетического вырывания при бомбардировке катода ионами и быстрыми атомами, которые образуются при перезарядке в слое объёмного заряда. К слою приложено всё напряжение, поэтому электроны ускоряются в слое и образуют практически моноэнергетический пучок. Эффективный коэффициент вторичной электронной эмиссии в

ВТР при $U \approx 30–150$ кВ может достигать весьма высоких значений (10–20), поэтому ускорители электронов, в которых используется ВТР, имеют высокий КПД (порядка 0,90–0,98).

В настоящей работе развита кинетическая теория ВТР. Решено уравнение Пуассона в слое с учётом потока ионов, поступающих из плазмы, ионизации газа в слое электронами, ионами и быстрыми атомами, образования потока быстрых атомов за счёт перезарядки ионов, вторичной электронной эмиссии под действием быстрых ионов и атомов. Для различных напряжений, плотностей тока, плотностей газа рассчитаны значения размера слоя, эффективного коэффициента вторичной электронной эмиссии для ионов и быстрых атомов, распределения электрического поля, плотности потоков ионов и быстрых атомов. Рассчитаны вольтамперные характеристики (ВАХ) разряда.

Математическая модель

Рассмотрим модель разряда, состоящую из слоя объёмного заряда размером x_1 и плаз-

Сапронова Татьяна Михайловна, н.с.
 Ульянов Константин Николаевич, гл.н.с., д.ф.-м.н.
 Филиал ФГУП «РФЯЦ – ВНИИТФ
 им. акад. Е. И. Забабахина».
 Россия, 111259, Москва, ул. Красноказарменная, 12.
 Тел. 8(495) 471-73-14.
 E-mail: sapron0109@mail.ru, kulyanov@vei.ru

Статья поступила в редакцию 4 декабря 2018 г.

© Сапронова Т. М., Ульянов К. Н., 2019

мы размером L . Напряжение разряда ϕ_1 приложено к слою, с границы плазмы в слой втекает ионный ток плотностью $j_i(0)$. Начало координат находится на границе плазмы и слоя, ось координат направлена к катоду. Электрическое поле E в слое определяется уравнением Пуассона:

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi e(N_i - N_e), \quad E = -\frac{d\phi}{dx}. \quad (1)$$

Ионы в слое в электрическом поле движутся в режиме сильной подвижности [5], а электроны – в режиме свободного пролета. Тогда справедливы выражения:

$$N_i = \frac{j_i}{eV_i}, \quad V_i = \left(\frac{2eE}{\pi m_i N_0 \sigma_r} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad V_e = \left(\frac{2e\Delta\phi}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2)$$

Для вычисления скорости V_i по формуле (2) использовалась функция распределения ионов по энергиям (9), поэтому в выражениях (2) для V_i и для энергии ионов ϵ содержатся кинетические поправки. Зависимость $j_i(x)$

Имеем следующие соотношения:

$$\frac{d\tilde{E}}{d\tilde{\phi}} = -\frac{1}{\tilde{E}} \left(\kappa \frac{y_2}{\tilde{E}^2} - (1 + \tilde{\phi})^{-\frac{1}{2}} \right), \quad (4)$$

$$\frac{dy_2}{d\tilde{\phi}} = \left[a_1(y_2 + y_3) + \frac{a_2}{\tilde{E}} \left(\tilde{\sigma}_{ea}^i - \int_{-1+\frac{1}{\beta}}^{\tilde{\phi}} dy_2(\tilde{\phi}') \left(\frac{\ln(\beta(\tilde{\phi} - \tilde{\phi}'))}{\beta(\tilde{\phi} - \tilde{\phi}')} \right) \right) \right] \quad (5)$$

$$\tilde{x}(\tilde{\phi}) = -a_3 \int_0^{\tilde{\phi}} \frac{d\tilde{\phi}}{\tilde{E}(\tilde{\phi})}. \quad (6)$$

При записи уравнений (4) и (5) использовалось соотношение $d\tilde{x} = -(\phi_1 / \tilde{E}E^* x_1) d\tilde{\phi}$. Граничное условие для уравнения (5): $j_i(0) = 0,5 j_{e0} N_0 \sigma_{ea}^i (e\phi_1) L(1 + \chi_2)$, где χ_2 учитывает ионизацию газа в плазме вторичными электронами. Выражения для безразмерного потока атомов y_3 и для χ_2 , входящие в (5) и в граничное условие к (5), и безразмерные коэффициенты в уравнениях (4)–(6), имеют вид:

определяется уравнением неразрывности для ионов:

$$\frac{d}{dx} N_i V_i = N_0 \frac{j_{e0}}{e} \sigma_{ea}^i (\epsilon_e) + N_0 N_i V_i \sigma_{ia}^i + N_0 N_a^* V_a^* \sigma_{aa}^i + S_{ea}^{i2}. \quad (3)$$

Первый член в правой части (3) описывает ионизацию газа плотностью N_0 электронами, выходящими с катода с плотностью тока j_{e0} , второй член – ионизацию ионами, третий член – ионизацию быстрыми атомами, образовавшимися в слое при перезарядках ионов ($V_i = V_a^*$), четвертый член описывает ионизацию газа вторичными электронами, рождающимися в слое. Граничное условие для (3) на катоде $j_{e0} = j_{eT} + j_{e\gamma}$, на границе плазмы $j_i = j_i(0)$.

Запишем уравнения (1) и (3) в безразмерной форме. Пусть $E = \tilde{E}E^*$, $\phi = \tilde{\phi}\phi_1$, $x = \tilde{x}x_1$, $y_2 = eN_i V_i / j_{e\gamma}$, $y_3 = eN_a^* V_a^* / j_{e\gamma}$, где $E^* = (4\pi j_{e0} \phi_1)^{0,5} (2e\phi_1 / m_e)^{-0,5}$.

$$y_3 = \int_0^{\tilde{\phi}} d\tilde{\phi}' y_2(\tilde{\phi}') e^{-M_a(\tilde{x}(\tilde{\phi}) - \tilde{x}(\tilde{\phi}'))},$$

$$\chi_2 = \frac{\beta}{\ln \beta} \int_0^{-1+\frac{1}{\beta}} dy_2 \frac{\ln(\beta(1 + \tilde{\phi}))}{\beta(1 + \tilde{\phi})},$$

$$\kappa = \left(\pi \frac{m_i N_0 \sigma_r \phi_1}{m_e E^*} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (7)$$

$$a_1 = \frac{\sigma_{ia}^{i0}}{2\sigma_r} \frac{e\varphi_1}{\varepsilon^*}, \quad a_2 = \frac{N_0\sigma_{ea}^{i0}\varphi_1}{E^*}, \quad a_3 = \frac{\varphi_1}{E^*x_1},$$

$$\beta = \frac{e\varphi_1}{I}, \quad M_a = N_0\sigma_{aa}^{el}x_1.$$

Здесь I – энергия ионизации. Сечения ионизации ионами и быстрыми атомами линейно возрастают с ростом энергии ε этих частиц и считаются равными. Они имеют вид: $\sigma_{ia}^i = \sigma_{aa}^i = \sigma^{i0}\varepsilon/\varepsilon^*$, где $\varepsilon = eE/(2N_0\sigma_r)$, σ_r – сечение перезарядки. При этом величина ε^* – характерная энергия, зависящая от рода газа. Сечение ионизации газа электронами аппроксимировалось известным выражением: $\sigma_{ea}^i = \sigma_{ea}^0 \ln(\beta\tilde{\varphi})/\beta\tilde{\varphi}$. Запишем граничное условие на катоде в безразмерной форме:

$$1 = \delta_i + \delta_a,$$

$$\delta_i = y_2(1) \left[\gamma_0 + \pi^{-1/2} \int_0^\infty \gamma_k(\varepsilon_1 t) e^{-t} t^{-1/2} dt \right],$$

$$\varepsilon(\tilde{x}) = \frac{eE^* \tilde{E}(\tilde{x})}{N_0\sigma_r},$$

$$\delta_a = M \int_0^1 d\tilde{x}' y_2(\tilde{x}') e^{-M_a(1-\tilde{x}')} \gamma_k(\varepsilon(\tilde{x}')),$$

$$t = \frac{\varepsilon}{\varepsilon(1)}, \quad M = N_0\sigma_r x_1. \quad (8)$$

Параметры δ_i и δ_a характеризуют доли плотности тока вторичной электронной эмиссии при столкновении потоков ионов (δ_i) и атомов (δ_a) с катодом. При записи выражения для δ_i значение коэффициента вторичной электронной эмиссии при кинетическом вырывании электронов $\gamma_k(\varepsilon)$ усреднялось с функцией распределения ионов по энергиям [5] на катодной границе:

$$f_i = (2N_0\sigma_r m_i / \pi eE)^{1/2} \exp(-N_0\sigma_r m_i V_i^2 / 2eE). \quad (9)$$

При записи δ_a учитывался весь спектр энергий быстрых атомов на катоде. При записи выражения для ионизации вторичными

электронами в слое (5) учитывался факт, что вторичные электроны и ионы рождаются парами. Поток ионов, родившихся в слое, на катодной границе равен потоку вторичных электронов на анодной границе. Поэтому в уравнении (5) ионизация вторичными электронами выражена через y_2 .

Система (4), (5) решалась методом последовательных приближений. В первом приближении предполагалось, что интеграл в правой части (5) равен нулю (вклад ионизации вторичными электронами мал). После этого система уравнений первого порядка решалась стандартным способом. Затем полученная зависимость $y_2(\varphi)$ использовалась для определения зависимости интеграла от φ , после чего система (4), (5) решалась с учетом этой зависимости. Сходимость приближений была быстрой и гарантировала вычисление параметров с точностью до трех знаков.

Математическая модель, включающая уравнения (4), (5), позволяет провести расчеты зависимости $\tilde{E}(\tilde{\varphi})$, $y_2(\tilde{\varphi})$ при различных значениях параметров N_0 , L , φ_1 , j_e . Граничное условие (8) определяет связь между параметрами. Например, можно задаться значениями N_0 и L и определить зависимость $\varphi_1(j_e)$, т. е. ВАХ разряда. Зависимости $E(x)$, $\varphi(x)$, $y_2(x)$, $y_3(x)$ рассчитываются с использованием связи между напряженностью поля, потенциалом и координатой (6).

В качестве примера расчета параметров ВТР выбран разряд в гелии, который наряду с другими легкими газами (водородом, дейтерием) применяется в газонаполненных ускорителях электронов. Расчеты выполнены в широком диапазоне изменения N_0 , j_e для различных значений коэффициента вторичной эмиссии электронов. Зависимость $\gamma_k(\varepsilon)$ в соответствии с [6] имеет вид $\gamma_k(\varepsilon) = \kappa\sqrt{\varepsilon}$, где энергия ионов (и быстрых атомов) измеряется в эВ. В расчетах использованы значения $\kappa = 3,5 \times 10^{-2}$ ($\gamma^* = 5$ при $\varepsilon = 2 \times 10^4$ эВ) и $\kappa = 0,105$ ($\gamma^* = 15$ при $\varepsilon = 2 \times 10^4$ эВ), $\sigma_{ea}^0 = 1,3 \times 10^{-16}$ см², $\sigma_{ia}^0 = 4 \times 10^{-17}$ см², $\sigma_r = 10^{-15}$ см², $\varepsilon^* = 10^3$ эВ [3, 7–10]. Результаты расчетов представлены на рисунке, а также в табл. 1–4.

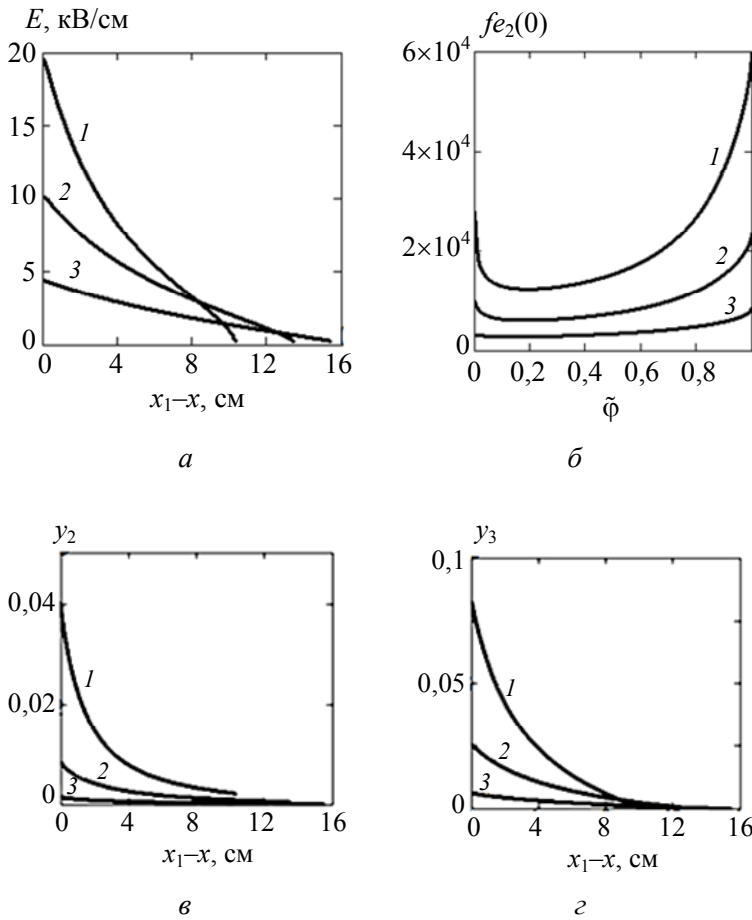


Рис. Результаты расчета: а – зависимость напряженности электрического поля в слое E от координаты x_1-x ; б – вид функции распределения вторичных электронов $f_{e2}(0)$ на анодной границе слоя; в, г – зависимости безразмерных плотностей потоков ионов y_2 и атомов y_3 от координаты x_1-x для значений плотности газа $N_0 = 1 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, коэффициента вторичной эмиссии электронов $\gamma^* = 15$, размера плазмы $L = 10 \text{ см}$, значений плотности тока (кривая 1) – $j_e = 1,0$; (кривая 2) – $j_e = 0,2$; (кривая 3) – $j_e = 0,03 \text{ А/см}^2$.

В табл. 1 для $N_{0-} = 1 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\gamma^* = 15$, $L = 10 \text{ см}$ представлены значения напряжения ϕ_1 и размера слоя x_1 , рассчитанные с учетом ионизации газа вторичными электронами в слое и плазме ($\sigma \neq 0, \chi_2 \neq 0$), ионизации вторичными электронами в плазме ($\sigma = 0, \chi_2 \neq 0$), а также без учета ионизации вторичными электронами ($\sigma = 0, \chi_2 = 0$). Отметим, что учет ионизации вторичными электронами приводит к уменьшению потенциала ϕ_1 и размера слоя x_1 . На рис. а для трех значений плотности тока j_e представлены зависимости напряжен-

ности электрического поля E в слое от координаты x_1-x (для наглядности). При увеличении плотности тока размер слоя сокращается, значение ϕ_1 увеличивается (см. табл. 1) и сильно увеличивается напряженность электрического поля на катоде. Объёмный заряд слоя – положительный и возрастает в направлении катода. На рис. б представлена функция распределения (ФРЭЭ) вторичных электронов f_{e2} на анодной границе слоя для трех значений плотности тока первичных электронов j_e .

Таблица 1

Значения напряжения ϕ_1 и размера слоя x_1

$j_e, \text{ А/см}^2$	$\sigma \neq 0, \chi_2 \neq 0$		$\sigma = 0, \chi_2 \neq 0$		$\sigma = 0, \chi_2 = 0$	
	$\phi_1, \text{ кВ}$	$x_1, \text{ см}$	$\phi_1, \text{ кВ}$	$x_1, \text{ см}$	$\phi_1, \text{ кВ}$	$x_1, \text{ см}$
0,01	20,75	15,66	22,39	16,85	24,0	18,83
0,2	57,5	13,42	59,2	13,9	62,5	15,49
0,4	67,61	12,11	68,91	12,41	72,97	13,97
0,6	72,05	11,29	73,89	11,68	77,50	13,05
0,8	75,78	10,69	77,71	11,08	81,34	12,38
1,0	79,0	10,31	80,5	10,58	84,7	11,96

Таким образом, функция распределения электронов по энергии (ФРЭЭ) на анодной границе состоит из дельта-функции (пучок первичных электронов) и функции f_{e2} , имеющей широкое энергетическое распределение. На рис. 6, 2 представлены зависимости безразмерных потоков ионов y_2 и атомов y_3 от координаты x_1-x . Обратим внимание на интенсивное увеличение этих потоков в направлении катода, а также на тот факт, что из-за большого числа перезарядок поток атомов на катоде значительно превышает поток ионов. Отметим, что значение безразмерной плотности потока ионов на катоде очень мало,

например, для $j_e = 1,0 \text{ A/cm}^2$ оно равно 0,04. Такое же значение имеет поток вторичных электронов на анодной границе слоя.

В табл. 2 для трех значений плотности газа N_0 и $\gamma^* = 15, L = 10 \text{ см}$ приведены значения напряжения ϕ_1 и размера слоя x_1 в зависимости от плотности тока. При увеличении плотности газа ϕ_1 и x_1 существенно уменьшаются. В табл. 3 представлены аналогичные значения ϕ_1 и x_1 для $\gamma^* = 5, L = 10 \text{ см}$. Отметим, что уменьшение γ^* приводит к увеличению напряжения ϕ_1 и размера слоя при одинаковых значениях плотности газа и плотности тока.

Таблица 2

Значения напряжения ϕ_1 и размера слоя x_1 в зависимости от плотности тока для трех значений плотности газа N_0 и $\gamma^* = 15, L = 10 \text{ см}$

$j_e, \text{ A/cm}^2$	$N_0 = 0,5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$		$N_0 = 1 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$		$N_0 = 2 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$	
	$\phi_1, \text{ кВ}$	$x_1, \text{ см}$	$\phi_1, \text{ кВ}$	$x_1, \text{ см}$	$\phi_1, \text{ кВ}$	$x_1, \text{ см}$
0,01	39,8	36,06	20,75	15,66	10,17	6,17
0,2	82,3	26,3	57,5	13,42	28,85	5,22
0,4	90,64	24,13	67,61	12,11	36,81	4,9
0,6	96,76	22,56	72,05	11,29	41,81	4,86
0,8	100,41	21,3	75,78	10,69	45,51	4,8
1,0	101,6	20,34	79,0	10,31	47,95	4,51

Таблица 3

Значения напряжения ϕ_1 и размера слоя x_1 в зависимости от плотности тока для трех значений плотности газа N_0 и для $\gamma^* = 5, L = 10 \text{ см}$

$j_e, \text{ A/cm}^2$	$N_0 = 1 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$		$N_0 = 2 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$		$N_0 = 3 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$	
	$\phi_1, \text{ кВ}$	$x_1, \text{ см}$	$\phi_1, \text{ кВ}$	$x_1, \text{ см}$	$\phi_1, \text{ кВ}$	$x_1, \text{ см}$
0,01	56,2	31,22	33,28	14,88	23,4	9,1
0,03	71,5	26,54	45,0	13,15	30,5	7,82
0,1	86,5	20,96	60,37	10,8	42,35	6,71
0,2	94,8	18,01	68,12	9,54	50,2	6,02
0,5	103,5	14,44	76,8	7,65	59	4,94
1,0	109,0	12,12	82,5	6,38	64,5	4,15

В табл. 4 приведена более подробная информация о параметрах ВТР. Для $N_0 = 1 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}, \gamma^* = 15, L = 10 \text{ см}$ при шести значениях плотности тока представлены значения напряжения ϕ_1 , размера слоя x_1 , доли плотностей тока вторичной электронной эмиссии с катода под действием потоков ионов δ_i и быстрых атомов δ_a , значения безразмерных

плотностей потоков ионов $y_2(1)$ и атомов $y_3(1)$ на катоде, число перезарядок ионов в слое M , усредненные по функциям распределения ионов и атомов значения коэффициентов вторичной эмиссии электронов γ_i и γ_a , а также значение электрического поля на катоде. Следует обратить внимание на тот факт, что хотя плотность потока атомов на катоде значитель-

но превышает плотность потока ионов, однако вклад во вторичную эмиссию с катода ионов и быстрых атомов отличается заметно в меньшей степени. Это связано с существенным различием их функций распределения на катоде. На катод поступают ионы с гораздо большей средней энергией, поэтому у них значительно выше эффективный коэффициент вторичной электронной эмиссии (γ_i заметно

больше γ_a). В поток атомов дают существенный вклад быстрые атомы, образовавшиеся в области слабого поля в прианодной части слоя. Этот факт связан с тем, что сечение упругого столкновения быстрого атома с медленным σ_{aa} много меньше сечения перезарядки σ_r . В поток ионов основной вклад дают ионы, образовавшиеся в прикатодной области в сильном поле и имеющие большую энергию.

Таблица 4

Параметры ВТР

ϕ_1 , кВ	j_{e_0} , А/см ²	x_1 , см	δ_1	δ_2	γ_2	γ_3	χ_2	M	γ_i	γ_a	$E(1)$, кВ/см
20,7	0,01	15,7	0,21	0,79	0,063	0,27	0,39	15,7	3,3	2,9	2,7
31,5	0,03	15,4	0,22	0,78	0,052	0,20	0,38	15,4	4,1	3,9	4,4
47,5	0,1	14,5	0,24	0,76	0,044	0,15	0,37	14,5	5,4	5,0	7,5
57,5	0,2	13,4	0,26	0,74	0,042	0,13	0,36	13,4	6,2	5,9	10,0
70,0	0,5	11,7	0,30	0,70	0,041	0,11	0,36	11,7	7,4	7,0	14,8
79,0	1,0	10,3	0,34	0,66	0,040	0,082	0,36	10,3	8,5	8,0	19,4

Заключение

Математическая модель высоковольтного тлеющего разряда является кинетической. Электроны, выходящие с поверхности катода, а также вторичные электроны, родившиеся в слое, движутся в режиме убегания. Длины свободного пробега этих электронов при высоких напряжениях значительно превышают размеры слоя и плазмы. Отношение плотности потока вторичных электронов к плотности тока электронов, выходящих с катода, равно $\gamma_2(1) \ll 1$ (табл. 4), поэтому ФРЭЭ имеет сильно выраженную пучковую часть и слабо выраженный спектр вторичных электронов. Именно этим свойством ВТР отличается от аномального тлеющего разряда, спектр электронов в котором перекрывает весь диапазон энергии без сильно выраженной пучковой части. Разработанная кинетическая математическая модель может быть использована при оптимизации режимов генерации электронных пучков для различных технологических применений.

Таким образом, в настоящей работе решены следующие основные задачи.

1. Разработана кинетическая модель, корректно учитывающая основные физические процессы в ВТР.

2. Для конкретного случая рассчитаны распределения электрического поля, плотности потоков ионов и атомов в слое и вольт-амперные характеристики ВТР с учетом ионизации первичными и вторичными электронами в слое и плазме, а также ионизации ионами и быстрыми атомами в слое.

3. Модель может быть использована при выборе режимов ускорителей электронов на основе ВТР для различных технологических применений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. – М.: Наука, 1971.
2. Новиков А. А. Источник электронов высоковольтного тлеющего разряда с анодной плазмой. – М.: Энергоатомиздат, 1983.
3. Ульянов К. Н. // ТВТ. 1978. Т. 16. № 6. С. 1121.
4. Ульянов К. Н., Цхай А. Б. // ТВТ. 1981. Т. 19. № 1. С. 41.
5. Каган Ю. М., Перель В. И. // ДАН СССР. 1954. Т. 38. № 6. С. 575.
6. Каминский М. Атомные и ионные столкновения на поверхности металла. – М.: Мир, 1967.
7. McClure G. W., Granzow K. D. // Phys. Rev. 1962. Vol. 125. No. 1. P. 3.
8. Пустынский Л. Н. // ТВТ. 1983. Т. 21. № 3. С. 441.
9. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. – М.: Гостехиздат, 1952.
10. Смирнов Б. М. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме. – М.: Атомиздат, 1968.

Theory of high-voltage glow discharge with the generation of a monoenergetic electron beam

T. M. Sapronova and K. N. Ulyanov

VEI – the Branch of FSUE "RFNC – VNIITF them. Academ.E. I. Zababakhin"
12 Krasnokazarmennaya str., Moscow, 111259, Russia
E-mail: sapron0109@mail.ru, kulyanov@vei.ru

Received December 4, 2018

Kinetic theory of high-voltage glow discharge (HVGD) is developed. The Poisson equation in the bulk charge layer is solved taking into account the flow of ions coming from the plasma into the layer, the ionization of gas in the layer by electrons, ions and fast atoms. On the cathode there is a potential and kinetic extraction of electrons from the surface. For different values of gas density and secondary emission factor, current-voltage characteristics is calculated, the volume charge layer dimensions are determined, the electric field distributions in the layer and other HVGD characteristics are obtained. The proposed mathematical model can be used to calculate the characteristics of electron accelerators based on HVGD.

Keywords: glow discharge, secondary emission of electrons, layer, plasma.

REFERENCES

1. V. L. Granovsky, *Electrical current in gas. The steady-state current* (Nauka, Moscow, 1971) [in Russian].
2. A. A. Novikov, *A Source of high-voltage electrons with an anode plasma* (Energoatomizdat, Moscow, 1983) [in Russian].
3. K. N. Ulyanov, TVT **16** (3), 1121 (1978).
4. K. N. Ulyanov and A. B. Tskhai, TVT **19** (1), 41 (1981).
5. Y. M. Kagan and V. I. Perel, DAN USSR **38** (6), 575 (1954).
6. M. Kaminsky, *Atomic and ionic collisions on metal surface* (Mir, Moscow, 1967) [in Russian].
7. G. W. McClure and K. D. Granzow, Phys. Rev. **125** (1), 3 (1962).
8. L. N. Pustynsky, TVT **21** (3), 441 (1983).
9. V. L. Granovsky, *Electrical current in gas*. (Gostekhizdat, 1952) [in Russian].
10. B. M. Smirnov, *Atomic collisions and elementary processes in plasma*. (Atomizdat, Moscow, 1968) [in Russian].