

УДК 533.951

## ПОЛОЖИТЕЛЬНО ЗАРЯЖЕННАЯ ПЛАЗМА В РАЗРЯДЕ СО СКРЕЩЕННЫМИ ПОЛЯМИ

А. В. Жаринов, С. В. Никонов

Рассматривается стационарный самостоятельный газовый разряд в скрещенных  $E_{\perp}H$  полях при различных режимах движения ионов. Для плоской и цилиндрической геометрии аналитически показано, что с учетом  $\gamma$ -процессов на катоде и ухода электронов вдоль магнитного поля обычно рассматриваемый отрицательно заряженный или квазинейтральный прианодный слой разряда может переходить в положительно заряженный прикатодный. Найдены характеристики такого разряда.

Самостоятельный газовый разряд в сильном поперечном магнитном поле находит широкое применение для получения интенсивных ионных потоков и в ускорителях плазмы [1-4]. Обычно изучается разряд, анод и катод которого — коаксиальные цилиндры радиусов  $a$  и  $R$  ( $a < R$ ) и длины  $2L$  ( $R - a \ll L$ ); внешнее однородное магнитное поле напряженности  $H$  направлено вдоль оси системы  $z$ . При подаче на разрядный промежуток потенциала  $\varphi_0$  в результате ионизации газа начинается размножение электронов и зажигается разряд. Ионы движутся практически только в радиальном направлении и, достигая катода, могут выбивать  $\gamma$ -электроны. Движение электронов представляет суперпозицию азимутального дрейфа в скрещенных полях, радиального движения в режиме замагниченной подвижности и движения вдоль магнитного поля.

Характер осевого движения электронов определяется потенциалом ограничивающих разряд торцевых металлических электродов. Если они находятся под катодным потенциалом, то подавляющая часть электронов, отражаясь от торцов, совершает осцилляции в продольном направлении и покидает объем разряда, уходя на анод вдоль электрического поля. В связи с тем что электронная подвижность в поперечном магнитном поле  $b_{e\perp}$  при обычно рассматриваемых параметрах разряда ( $\varphi_0 \sim 1$  кВ,  $H \sim 1$  кЭ) много меньше подвижности немагнитных ионов  $b_i$ , при низких давлениях ( $p < 10^{-5} \div 10^{-4}$  Тор) основная область объемного заряда прилегает к аноду и заряжена отрицательно [2, 5-9]. При увеличении давления ( $p > 10^{-2} \div 10^{-3}$  Тор) растет скорость ионообразования и большая часть разряда становится квазинейтральной [10-12]. К отрицательно заряженному слою, на котором падает основная часть приложенного напряжения, может прилегать область квазинейтральной плазмы, образуемой в результате ионизации газа вылетающими из слоя ионами. В дальнейшем под плазмой мы будем подразумевать именно плазму слоя. Отрицательно заряженный или квазинейтральный слой традиционно изучаемых самостоятельных разрядов в однородном магнитном поле прилегает к аноду, и напряженность электрического поля минимальна на низковольтной границе слоя.

В настоящей работе будет показано, что существует режим, когда результирующий объемный заряд разрядного слоя положительный. Разряд при этом обладает рядом интересных особенностей, открывающих возможности новых приложений. В частности, слой, на котором падает основное напряжение, прилегает к катоду и абсолютное значение напряженности электрического поля минимально на его высоковольтной границе. Такая ситуация реализуется при повышении потенциала торцевых электродов, когда все большая часть электро-

нов уходит на них, в результате чего слой обедняется электронами. Торцевые электроды могут находиться под анодным потенциалом. Они могут быть и разрезными, в виде концентрических колец, на которые подается желаемый профиль потенциала.

Подчеркнем, что речь идет не об узком пристеночном слое пространственного заряда, толщина которого порядка дебаевского радиуса. При соответствующих параметрах разряда слой положительно заряженной плазмы (ПЗП) может занимать весь его объем.

Рассматриваемый разряд является одним из примеров системы, в которой реализуется режим ПЗП. Свойства этого режима можно проиллюстрировать для плазмы, образуемой благодаря ионизации газа электронным пучком концентрации  $n_b$ , распространяющимся вдоль металлического волновода радиуса  $R$ , потенциал стенок которого отрицательный относительно торцевого электрода-коллектора и соответственно относительно оси [13]. Возможны условия, когда вторичные электроны, отражаясь от стенок, быстро уходят вдоль оси. Их время жизни  $\tau_e$  много меньше времени жизни ионов  $\tau_i$ , уходящих из объема в радиальном направлении. Уравнение Пуассона для распределения потенциала в двухкомпонентной системе электроны пучка—ионы

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{d\varphi}{dr} = 4\pi e (n_b - n_i) = 4\pi e n_b \left( 1 - \frac{\nu_i}{r} \int_0^r \frac{r' dr'}{\sqrt{\frac{2e}{M} [\varphi(r') - \varphi(r)]}} \right)$$

имеет решение  $\varphi(r) = \varphi_0 (1 - r^2/R^2)$ , соответствующее постоянной концентрации ионов  $n_i = n_b \nu_i R \sqrt{M/2e\varphi_0} > n_b$  и описывающее режим ПЗП. Здесь  $\nu_i$  — частота ионизации газа электронами пучка,  $M$  — масса иона,  $\partial n_b / \partial r = \partial \nu_i / \partial r = 0$ . Отношение  $f \equiv n_i / n_b$  определяется из уравнения  $f^2 (f-1) = M \nu_i^2 / 2\pi e^2 n_b$ . В квазинейтральном пределе ( $n_i - n_b \ll n_i \approx n_b$ ), который реализуется при достаточной интенсивности пучка ( $n_b \gg M \nu_i^2 / 2\pi e^2$ ), перепад потенциала между осью и волноводом  $\varphi_0 = M \nu_i^2 R^2 / 2e$ .

В разряде со скрещенными полями ситуация похожая. В некотором смысле роль электронов пучка здесь играют вторичные электроны. Режим ПЗП осуществляется за счет разделения направлений ухода электронов и ионов. Замагниченные электроны уходят продольно, незамгниченные ионы — радиально. При соответствующих параметрах  $\tau_i > \tau_e$  и  $n_i > n_b$ . В отличие от примера, рассмотренного выше, в нашем случае для получения решения нет необходимости пренебрегать вкладом одной из компонент системы.

Будем полагать, что концентрации частиц и потенциал  $\varphi$  достаточно слабо меняются вдоль оси  $z$  и не зависят от угловой переменной. Если ионы движутся в кнудсеновском режиме ( $d \ll \lambda$ ,  $d$  — радиальный размер слоя,  $\lambda = 1/n_i \sigma_{0i}$ ,  $n_b$  — концентрация газа,  $\sigma_0$  — транспортное сечение рассеяния на атомах газа), то в плоской ( $\alpha=0$ ) и в цилиндрической ( $\alpha=1$ ) геометриях разряд описывается системой уравнений

$$\frac{1}{r^\alpha} \frac{d}{dr} r^\alpha n_e v_{er} = \nu_i n_e - n_e / \tau_e, \quad (1)$$

$$v_{er} = b_{e\perp} \frac{d\varphi}{dr} - \frac{D_{e\perp}}{n_e} \frac{dn_e}{dr}, \quad (2)$$

$$\frac{1}{r^\alpha} \frac{d}{dr} r^\alpha \frac{d\varphi}{dr} = 4\pi e (n_b - n_i), \quad (3)$$

$$n_i = \frac{1}{r^\alpha} \int_{R-d}^r \frac{n_b \nu_i \xi^\alpha d\xi}{\sqrt{\frac{2e}{M} [\varphi(\xi) - \varphi(r)]}}. \quad (4)$$

В случае  $d \gg \lambda$  ионы движутся в режиме подвижности и уравнение (4) заменяется уравнениями

$$\frac{1}{r^\alpha} \frac{d}{dr} r^\alpha n_i v_{ir} = \nu_i n_e, \quad v_{ir} = -b_i \frac{d\varphi}{dr} - \frac{D_i}{n_i} \frac{dn_i}{dr}, \quad (5)$$

$v_i$  — частота ионизации электронами,  $b$  — подвижность,  $D = bT/e$ . Величины  $v_i$ ,  $b$  считаем постоянными. Время продольного ухода электронов  $\tau_e \approx L/\bar{v}_{ez}$  ( $2L$  — размер системы по  $z$ ,  $\bar{v}_{ez}$  — характерная продольная скорость) определяется параметрами разряда. Поясним это. Если  $L < 1/n_g \sigma_{0e}$  (при этом  $d < \lambda$ ), то электроны могут бесстолкновительно уходить вдоль магнитного поля со средней скоростью  $v_{ez} = \text{const}$ , определяемой функцией распределения рождающихся электронов. Обозначая индексами «+» и «-» электронные потоки, движущиеся в положительном и отрицательном направлениях оси  $z$ , имеем для них уравнения непрерывности

$$\frac{1}{r^\alpha} \frac{\partial}{\partial r} r^\alpha n_{e+} v_{er} + \frac{\partial}{\partial z} n_{e+} v_{ez} = v_i (n_{e+} + n_{e-})/2, \quad (6)$$

$$\frac{1}{r^\alpha} \frac{\partial}{\partial r} r^\alpha n_{e-} v_{er} - \frac{\partial}{\partial z} n_{e-} v_{ez} = v_i (n_{e+} + n_{e-})/2. \quad (7)$$

Полагая  $n_{e+} = n_e(r) \cdot z/2L$ ,  $n_{e-} = n_e(r) (1 - z/2L)$  ( $0 \leq z \leq 2L$ ) и складывая (6) и (7), приходим к уравнению (1), если положить  $\tau_e = L/v_{ez}$ . Если  $L \gg 1/n_g \sigma_{0e}$  и потенциал возрастает в направлении торцов системы на небольшую величину  $\Delta\varphi$ , а электроны движутся вдоль  $z$  в режиме подвижности, то соответствующий член уравнения непрерывности можно представить в виде

$$\frac{\partial}{\partial z} n_{e+} v_{ez} \approx n_e \frac{\partial v_{ez}}{\partial z} = n_e b_e \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \approx n_e \frac{2e}{m} \frac{\tau_{0e}}{L^2} \Delta\varphi \equiv \frac{n_e}{\tau_e},$$

где  $\tau_{0e} = 1/n_g \sigma_{0e} v_{Te}$ .

Система (1)–(5) дополняется граничными условиями  $\varphi(0) = \varphi_0$ ,  $\varphi(d) = 0$ ,

$$n_{e+} v_{er} |_{r=d} = \begin{cases} -\frac{1}{d^\alpha} \int_0^d \Gamma(e\varphi(r)) v_i n_e r^\alpha dr, & d \leq \lambda, \\ -\Gamma n_i v_{ir} |_{r=d}, & d \gg \lambda, \end{cases} \quad (8a)$$

$$(8b)$$

где  $\Gamma$  — эффективный (с учетом действия магнитного поля) коэффициент вторичной ион-электронной эмиссии. Рассмотрение проведем для  $d \ll R$  (при этом справедливо приближение плоской геометрии,  $\alpha=0$ ) и  $d=R$  (разряд занимает весь объем внутри цилиндрического катода,  $\alpha=1$ ). За начало отсчета координаты  $r$  принята высоковольтная граница слоя разряда.

Для всех четырех рассматриваемых случаев ( $d \leq \lambda$ ,  $d \gg \lambda$ ,  $\alpha=0$ ,  $\alpha=1$ ) система (1)–(5) имеет при  $v_i < 1/\tau_e$  решение, соответствующее постоянным значениям концентрации электронов и ионов

$$n_e = n_0/(x-1), \quad n_i = n_e + n_0, \quad \varphi(r) = \varphi_0 (1 - r^2/d^2), \quad (9)$$

где

$$n_0 = \frac{1/\tau_e - v_i}{4\pi e b_{e1}}, \quad x = \frac{n_i}{n_e} = \begin{cases} [(1-\alpha)\pi/2 + \alpha\sqrt{2}] v_i/\omega_{pi}, & d \leq \lambda, \\ v_i/4\pi e n_0 b_e, & d \gg \lambda. \end{cases}$$

$$\omega_{pi} = (4\pi n_0 e^2/M)^{1/2}.$$

Толщина слоя  $d$  дается выражением

$$\varphi_0 = (2 - \alpha) \pi e n_0 d^2. \quad (10)$$

Граничное условие (8) определяет необходимое для поддержания баланса частиц в разряде значение  $\tau_e$ . При  $d \leq \lambda$ , полагая  $\Gamma(e\varphi(r)) = \Gamma_0(e\varphi_0) f(\varphi(r)/\varphi_0) \equiv \Gamma_0 \cdot f$  (функция  $f$  определяет зависимость коэффициента  $\Gamma$  от отношения энергии иона к  $e\varphi_0$ ), из (8), (9) находим

$$\tau_e^{-1} - v_i = k v_i \Gamma_0, \quad (11)$$

$$k = \frac{2}{2-\alpha} \int_0^1 f(\varphi(\xi)/\varphi_0) \xi^\alpha d\xi \quad (\xi = r/d).$$

Например,  $k=1$  при  $f=1$ ; при линейной зависимости ( $f(x)=x$ )  $k = \pi/4(1-\alpha) + 2\alpha/3$ . Соотношение (11) справедливо и при  $d \gg \lambda$ . В этом случае  $k=1$ ,  $\Gamma_0 = \Gamma[M(b_{\perp} 2\varphi_0/d)^2/2]$ . С учетом (11) требование  $\kappa > 1$  приводит к неравенствам

$$\Gamma_0 < [(1-\alpha)\pi/2 + \alpha\sqrt{2}]^2 \nu b_{\perp} M/ek, \quad d \ll \lambda, \quad (12a)$$

$$\Gamma_0 < b_{\perp} \nu b_{\perp}, \quad d \gg \lambda. \quad (12b)$$

На практике необходимое значение  $\tau_e$  может быть достигнуто путем подбора длины  $L$  в соответствии с оценкой  $L \approx \tau_e \nu_{ez}$  при кнудсеновском режиме продольного ухода электронов и  $L \approx (2\tau_e e \Delta\varphi / mn_e \nu_{Te})^{1/2}$  при их уходе в режиме подвижности.

Из решения (9) видно, что реализуется режим ПЗП. Если не учитывать выгорание газа, то  $n_e \rightarrow \infty$ ,  $n_i \rightarrow \infty$  при  $\kappa \rightarrow 1$ ; разряд переходит в квазинейтральный режим, при котором  $n_i - n_e \ll n_i$ . Разность  $n_i - n_e = n_0$  остается при этом постоянной. В интересующем нас случае замагниченных электронов ( $b_{\perp} = e/m \omega_e \tau_{0e}$ ,  $\omega_e = eH/mc$ ) величина  $n_0$  пропорциональна бриллюэновской концентрации  $n_B = H^2/4\pi mc^2$

$$n_0 = k\Gamma_0 \frac{\nu_i}{\nu_0} n_B. \quad (13)$$

Из (9), (11) следует, что для существования решения (9), описывающего режим ПЗП, необходимо наличие потока  $\gamma$ -электронов с катода и выполнение условий (11), (12).

Слой разряда прилегает к катоду. В рассматриваемой модели напряженность радиального электрического поля и соответственно радиальная скорость электронов равны нулю на высоковольтной границе слоя. Электроны не попадают на анод, а покидают объем только в продольном направлении. Следовательно, рассматриваемый разряд может быть использован в качестве плазменного эмиттера электронного пучка, распространяющегося вдоль внешнего магнитного поля, или ионного потока, движущегося радиально. Отметим, что при этом мощность на аноде не выделяется.

Радиус анода  $a$  может быть меньше  $R-d$ . Более того, анодом может служить торцевой электрод, и тогда мы приходим к разряду в полном катоде. В рассматриваемой схеме существенно упрощается задача его поджига — достаточно подать на внутренний анод положительный импульс напряжения.

Приведем выражения для вольт-амперных характеристик разряда: продольный электронный ток

$$I_{ez} = \begin{cases} en_e \frac{L}{\tau_e} 2\pi R d = \frac{\nu_i (1+k\Gamma_0)}{\kappa-1} R L \sqrt{2\pi en_0 \varphi_0}, & \alpha = 0, \\ en_e \frac{L}{\tau_e} \pi d^2 = \frac{\nu_i (1+k\Gamma_0)}{\kappa-1} L \varphi_0, & \alpha = 1, \end{cases}$$

ток  $\gamma$ -электронов на катоде

$$I_{\gamma} = \begin{cases} en_e b_{\perp} \frac{2\varphi_0}{d} 2\pi R \cdot 2L = \frac{en_0 b_{\perp}}{\kappa-1} 8\pi R L \sqrt{2\pi en_0 \varphi_0}, & \alpha = 0, \\ en_e b_{\perp} \frac{2\varphi_0}{d} 2\pi d \cdot 2L = \frac{en_0 b_{\perp}}{\kappa-1} 8\pi L \varphi_0, & \alpha = 1, \end{cases}$$

ионный ток на катод  $I_i = I_{ez} - I_{\gamma}$ , его плотность

$$j_i|_{r=d} = \begin{cases} I_i/4\pi R L, & \alpha = 0, \\ I_i/4\pi L \sqrt{\varphi_0/\pi en_0}, & \alpha = 1, \end{cases}$$

$$j_{eH} = en_e c \frac{2\varphi_0}{Hd} \frac{r}{d} = \frac{2cen_0 \sqrt{(2-\alpha)\pi en_0 \varphi_0}}{(\chi-1)H} \frac{r}{d},$$

полный холловский ток

$$I_{eH} = 2cen_0 \varphi_0 L / (\chi - 1) H.$$

Напомним, что  $\chi = \chi(n_0)$ ; величина  $n_0$  определяется соотношением (13).

Решение (9) справедливо для различных геометрии и режимов движения ионов. Такая общность позволяет предположить существование режима ПЗП для разряда в полом катоде и при кнудсеновском движении электронов в радиальном направлении. (Конкретный вид зависимости  $n_{e,i}(r)$  при этом может быть отличным от решения (9)). В этом случае внешнее магнитное поле может отсутствовать, электроны совершают радиальные колебания, теряя постепенно энергию на ионизацию газа и группируясь в приосевой области. Их продольный уход компенсируется, как и в рассмотренном выше случае,  $\gamma$ -процессами на катоде и ионизацией в объеме. Характерная энергия поперечного движения электронов, играющая в таком разряде роль температуры,  $W \simeq e\varphi_0 \approx \pi e^2 (\bar{n}_i - \bar{n}_e) d^2$ , «эффективный» дебаевский радиус  $r_d = \sqrt{4\pi (\bar{n}_i - \bar{n}_e) e^2 / W} = d$ . Перепад потенциала  $\varphi_0$  и соответственно закачка энергии в разряд происходят при этом не в узкой прикатодной области, а во всем объеме.

В вышерассмотренных примерах режим ПЗП был обусловлен малым временем жизни электронов в объеме:  $\tau_e < 1/\nu$ . Если обеспечить условия, затрудняющие уход электронов и способствующие уходу ионов, то в слое разряда будет преобладать отрицательный объемный заряд.

В работах [2, 7, 14] изучалось ускорение ионных пучков с помощью вакуумного ( $n_e \ll n_i$ ) разряда в скрещенных полях. Торцевые электроды находились под катодным потенциалом, так что обеспечивалось условие  $\tau_e > 1/\nu_i$ . Отрицательно заряженный слой прилегал к аноду, радиальное электрическое поле равнялось нулю на низковольтной границе слоя, электронная концентрация была равна  $n_e = \nu_i n_B / \nu_0$  (ср. с (13)).

Рассмотрим коротко возможность изменения положения слоя и знака его объемного заряда при изменении потенциала торцевых электродов на примере разряда, в котором как электроны, так и ионы движутся в режиме замагниченной подвижности. В этом случае нужно учесть влияние продольного ухода ионов. Уравнение непрерывности для них принимает вид

$$\frac{1}{r^\alpha} \frac{d}{dr} r^\alpha n_i \left( -b_{\perp i} \frac{d\varphi}{dr} - \frac{D_{i\parallel}}{n_i} \frac{dn_i}{dr} \right) = \nu_i n_e - n_i / \tau_i, \quad (14)$$

где  $\tau_i = L / \bar{v}_{iz}$ ,  $\bar{v}_{iz}$  — характерная скорость ионов в продольном направлении. Полагаем  $\tau_i = \text{const}$ . Значения  $\tau_i$  и  $\tau_e$  на практике могут регулироваться величиной и полярностью приложенного к торцевым электродам напряжения. Мы не рассматриваем здесь количественную зависимость  $\tau_i$ ,  $\tau_e$  от параметров разряда.

Когда время жизни электронов достаточно мало, а ионов велико

$$\tau_e < 1/\nu_i, \quad \tau_i > \chi/\nu_i, \quad (15a), (15b)$$

то решение (9), соответствующее режиму ПЗП, остается справедливым и для системы (1)–(3), (14), если положить  $\chi = \nu_i / (\tau_i^{-1} + 4\pi en_0 b_{i\perp})$ . Граничное условие (8б) приводит к соотношению (ср. с (11))

$$\frac{1}{\tau_e} - \nu_i + \frac{b_{e\perp}}{b_{i\perp}} \frac{1}{\tau_i} = \Gamma_0 \nu_i. \quad (16)$$

Из требования  $\chi > 1$  следует  $\Gamma_0 < b_{e\perp} / b_{i\perp}$ .

При выполнении неравенств, обратных (15) (на торцы подан отрицательный потенциал, препятствующий уходу электронов), система (1)–(3), (14) имеет решение

$$n_e = n_0 / (1 - \chi), \quad n_i = n_e - n_0, \quad \varphi = \varphi_0 (1 - r/d)^2, \quad (17)$$

$$n_0 = (v_i - 1/\tau_e) / 4\pi e b_{e\perp}. \quad \kappa = v_i / (\tau_i^{-1} - 4\pi e n_0 b_{i\perp}),$$

$\varphi_0$  связано с  $d$  соотношением (10).

Решение (17) описывает отрицательно заряженный слой, прилегающий к аноду. Электрическое поле теперь равняется нулю на низковольтной границе. При переходе положительно заряженного слоя в этот режим происходит перекоммутация токов: электроны теперь попадают на анод, а ионы уходят только в продольном направлении.

Предположим, что с анода в разряд постукает ионный поток  $j_i$ , пропорциональный падающему потоку электронов

$$n_i v_i = -\Gamma_1 n_e v_e \quad \text{при } r = 0, \quad (18)$$

$\Gamma_1$  — коэффициент пропорциональности.

Ионный ток с границы может быть обусловлен различными физическими причинами: например, поверхностной ионизацией атомов щелочных металлов или наличием газоразрядного источника ионов. Из (18) следует условие баланса частиц

$$v_i = 1/\tau_e + \frac{b_{e\perp}}{b_{i\perp}} \frac{1}{\tau_i} - \frac{v_i}{\Gamma_1}. \quad (19)$$

Требование  $\kappa < 1$  приводит к неравенству  $\Gamma_1 < b_{i\perp} / b_{e\perp}$ .

Заметим, что граничные условия вида (8), (18) не являются обязательными. Если потоки электронов и ионов с границы не пропорциональны падающим потокам частиц противоположного знака, решения (9), (17) остаются в силе, однако формулы (11), (16), (19) становятся более громоздкими. Тем не менее наличие потоков с границы является необходимым в данной модели для существования решений (9), (17).

Можно предположить, что переход положительно заряженного прикатодного слоя в отрицательно заряженный прианодный при изменении потенциала торцевых электродов осуществляется не только для рассмотренного примера, в котором электроны и ионы движутся в режиме замагниченной подвижности, но и для кнудсеновского движения ионов.

В работах [8, 14] изучалось влияние на прианодный отрицательно заряженный разрядный слой продольного ухода электронов. Рассмотрение, однако, проводилось в области параметров, когда (в наших обозначениях)  $\tau_e > 1/v_i$ . Соответственно разряд не переходил в режим ПЗП, для существования которого необходимо выполнение обратного неравенства.

В настоящей работе мы ограничились рассмотрением некоторых аналитических решений, обладающих простотой и наглядностью. Мы не касались вопросов устойчивости разряда, влияния «слабых» процессов [12], тонкой структуры границы слоя.

### Литература

- [1] Плазменные ускорители. М.: Машиностроение, 1973.
- [2] Керваллишвили Н. А., Жаринов А. В. ЖТФ, 1965, т. 35, № 12, с. 2194—2201.
- [3] Морозов А. И. ЖЭТФ, 1957, т. 32, № 2, с. 305—315.
- [4] Морозов А. И., Кислов А. Я., Зубков И. П. Письма в ЖЭТФ, 1968, т. 7, № 7, с. 224—227.
- [5] Knaier W. J. Applied Physics, 1962, v. 33, N 7, p. 2093—2099.
- [6] Redhead P. A. Canadian J. Physics, 1965, v. 43, N 6, p. 1001—1014.
- [7] Керваллишвили Н. А., Кортзонжия В. П. ЖТФ, 1973, т. 43, № 9, с. 1905—1909.
- [8] Саночкин Ю. В., Калашников В. К. ЖТФ, 1974, т. 44, № 12, с. 2512—2518.
- [9] Жаринов А. В., Никонов С. В. Физика плазмы, 1986, т. 12, № 10, с. 1272—1276.
- [10] Ерофеев В. С., Саночкин Ю. В., Филиппов С. С. ПМТФ, 1969, № 5, с. 3—10.
- [11] Попов Ю. С. ЖТФ, 1970, т. 40, № 8, с. 1686—1691.
- [12] Калашников В. К., Саночкин Ю. В. ПМТФ, 1976, № 2, с. 9—16.
- [13] Жаринов А. В., Власов М. А., Выборнов С. И. Письма в ЖТФ, 1984, т. 10, № 19, с. 1185—1188.
- [14] Гришин С. Д., Ерофеев В. С., Жаринов А. В. В кн.: Плазменные ускорители. М.: Машиностроение, 1973, с. 54—61.