

2 — гидродинамическое приближение ($\nu = 0$); видно удовлетворительное согласие с результатами численного решения точной системы уравнений (точки), полученными в [8]. Гидродинамическое приближение, как и следовало ожидать, дает завышенное значение амплитуды давления. Это связано с тем, что, несмотря на малость амплитуды упругой разгрузки по сравнению с амплитудой волны, она оказывает существенное влияние на профиль волны (рис. 2). На рис. 2 также хорошо видна динамика образования и эволюция упругого предвестника и упругой разгрузки при расстояниях от границы $\epsilon y = 0; 0,206; 0,488; 0,862; 1,33; 1,9; 2,55; 3,3$ — линии 1—8.

Авторы выражают благодарность Э. И. Андрианкину за поддержку исследований и обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1966.
2. Лейбович С., Сибасс А. Примеры диссипативных и диспергирующих систем.— В кн.: Нелинейные волны. М.: Мир, 1977.
3. Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны.— М.: Мир, 1977.
4. Андрианкин Э. И., Малкин А. И. К теории распространения нелинейных волн.— В кн.: Горение и взрыв в Космосе и на Земле. М.: ВАГО, 1980.
5. Энгельбрехт Ю. К., Нигул У. К. Нелинейные волны деформации.— М.: Наука, 1981.
6. Годунов С. К. Элементы механики сплошной среды.— М.: Наука, 1978.
7. Годунов С. К., Роменский Е. И. Нестационарные уравнения нелинейной теории упругости в эйлеровых координатах.— ПМТФ, 1972, № 6.
8. Дерibas А. А., Нестеренко В. Ф. и др. Исследование процесса затухания ударных волн в металлах при нагружении контактным взрывом.— ФГВ, 1979, № 2.
9. Физика взрыва/Под ред. К. П. Станюковича.— М.: Наука, 1975.
10. Jain P. C., Kadalbajoo M. K. Invariant embedding method for the solution of coupled Burgers' equations.— J. Math. Anal. and Appl., 1979, v. 72, N 1.

Поступила 26/VII 1985 г.

УДК 533,95

КИНЕТИКА ИОНОВ И НЕЙТРАЛОВ В РАЗРЯДЕ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ С ЗАМКНУТЫМ ХОЛЛОВСКИМ ТОКОМ

В. К. Калашиников, Ю. В. Саночкин

(Москва)

Рассмотрение кинетики тяжелых частиц в реальных ограниченных системах представляет значительный интерес для многих задач физики плазмы. Можно отметить ряд работ, посвященных кинетике нейтралов вблизи стенки термоядерного реактора (см., например, [1, 2]). Вопрос о кинетике тяжелых частиц возникает при изучении пограничного слоя между плотной холодной полностью ионизованной плазмой и отрицательным электродом [3]. Поскольку в указанных примерах функция распределения нейтралов около ограничивающей стенки пространственно неоднородная, встает вопрос о ее влиянии на функцию распределения ионов и, в частности, на перенос ионов в собственном газе. Рассмотрение баланса и динамики тяжелых частиц важно также для разряда низкого давления с замкнутым холловским током, используемого для генерации интенсивных потоков ускоренных ионов [4]. В этом случае нельзя ограничиться изучением только одного компонента тяжелых частиц. Кинетика нейтралов и ионов в ускорителях плазмы с замкнутым дрейфом исследовалась в [5, 6], причем учитывался только процесс ионизации (численно интегрировалась система кинетических уравнений тяжелых компонентов плазмы). Однако в указанных работах не учитывалось взаимодействие ионов и нейтралов, которое при определенных условиях может играть существенную роль [7].

Цель данной работы — изучение кинетики тяжелых частиц в разряде низкого давления с замкнутым дрейфом замагниченных электронов с учетом выгорания нейтрального компонента вследствие ионизации электронным ударом и столкновений между ионами и нейтралами.

При рассмотрении динамики тяжелых компонентов упругие столкновения с электронами можно не учитывать. Как будет показано ниже, в дан-

ном случае столкновениями ион — ион также в первом приближении можно пренебречь. Таким образом, если не интересоваться такими вопросами, как образование многозарядных ионов, возбужденных атомов и т. д., используемая кинетическая модель соответствует физическим условиям реализующихся на практике режимов разряда.

В экспериментах и технологии наиболее широко используются две разновидности разряда с замкнутым дрейфом. Различают разряд с анодным слоем, в котором реализуется режим с большим положительным анодным падением (ускоритель с анодным слоем (УАС)), и разряд с растянутым электрическим полем (ускоритель с замкнутым дрейфом и протяженной зоной ускорения (УЗДП)). В первом случае падение приложенного напряжения φ_0 оказывается локализованным на длине l порядка ларморовского радиуса электрона с энергией $e\varphi_0$ и температура электронов в слое $T_e \sim e\varphi_0$, во втором — падение потенциала происходит на длине, определяемой размером диэлектрической вставки между анодом и катодом l , а $T_e \sim 10$ эВ [4]. В условиях, интересных для практики, большая часть поступающего через анод газа выгорает, т. е. в обоих случаях длина разрядного промежутка l больше длины ионизации:

$$l \geq \frac{v_g}{\langle \sigma_i v_e \rangle_0 n} \sim \frac{v_i}{\langle \sigma_i v_e \rangle_0 n_g},$$

где v_g, v_i — характерные скорости нейтралов и ионов; n_g, n — масштабы концентраций нейтралов и заряженных частиц; $\langle \sigma_i v_e \rangle_0$ — характерное значение коэффициента ионизации. Скорость нейтралов $v_g \sim (T_g/M)^{1/2}$ определяется температурой анода, а скорость ионов $v_i \sim (e\varphi_0/M)^{1/2}$ — разрядным напряжением ($v_i \gg v_g$). Для условий УАС величина l оказывается меньше, а для УЗДП — порядка длины свободного пробега относительно столкновений ион — нейтрал

$$(1) \quad l \leq \frac{v_g}{\langle \sigma v_i \rangle n} \sim \frac{1}{\sigma n_g}$$

(σ — сечение резонансной перезарядки). Режим движения нейтралов можно считать свободномолекулярным, так как $l < (\sigma_g n_g)^{-1}$ (σ_g — газокинетическое сечение атома). В условиях разряда низкого давления объемной рекомбинацией можно пренебречь. Как уже упоминалось, рассматриваемый разряд используется обычно в проточной системе ускорителя. Газ поступает через анод, а ионы и не успевшие ионизоваться нейтралы свободно покидают разрядный промежуток. В силу (1) допустимо пренебречь второй и последующими перезарядками и, как будет видно из дальнейшего, ионизацией быстрых нейтралов. В уравнении для ионов, пренебрегая v_g по сравнению с v_i (приближение сильного поля), можно считать, что ионы, образовавшиеся в результате перезарядки из медленных нейтралов, имеют нулевую скорость. Функцию распределения нейтралов естественно представить в виде суммы $f = f_m + f_b$, где f_m и f_b описывают группу медленных ($v \sim v_g$) и быстрых ($v \sim v_i$) частиц. Исходная система кинетических уравнений:

$$(2) \quad v \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{eE(x)}{M} \frac{\partial f}{\partial v} = [v(x) + \psi(x)] n_m(x) \delta(v) - |v| \sigma(|v|) n_m(x) F,$$

$$v \frac{\partial f_m}{\partial x} = -[v(x) + \psi(x)] f_m, \quad v \frac{\partial f_b}{\partial x} = |v| \sigma(|v|) n_m(x) F.$$

Здесь F — функция распределения ионов; n_m — концентрация медленных атомов; $v = \langle \sigma_i v_e \rangle n_e$ — функция ионизации электронами; $\psi = \int |v| \sigma(|v|) F(x, v) dv = \langle \sigma v_i \rangle n_i$. Граничные условия задаются на аноде:

$$(3) \quad F(0, v) = F_0(v), \quad f_m(0, v) = f_{m0}(v), \quad f_b(0, v) = 0.$$

Уравнение для ионов может быть решено методом характеристик. Решение задачи (2), (3) запишем в виде

$$(4) \quad F(x, v) = F_0 \left(\sqrt{v^2 - v_{0x}^2} \right) \exp \left\{ - \int_0^x n_M(y) \sigma \left(\sqrt{v^2 + v_{xy}^2} \right) dy \right\} + \\ + \frac{M n_M(z)}{e E(z)} [v(z) + \psi(z)] [\Theta(v) - \Theta(v - v_{0x})] \times \\ \times \exp \left\{ - \int_z^x n_M(y) \sigma \left(\sqrt{v^2 + v_{xy}^2} \right) dy \right\}, \\ f_M(x, v) = f_{M0}(v) \exp \left\{ - \frac{1}{v} \int_0^x [v(x') + \psi(x')] dx' \right\}, \\ f_0(x, v) = \sigma(|v|) \int_0^x n_M(x') F(x', v) dx'.$$

Аргумент функций $z(x, v)$ в (4) находится из уравнения характеристики

$$Mv^2/2e + \varphi(x) = \varphi(z).$$

В (4) используются обозначения:

$$v_{xy} = v(x, y) = \sqrt{\frac{2e}{M} [\varphi(x) - \varphi(y)]}, \quad \Theta(v) = \begin{cases} 1, & v > 0, \\ 0, & v < 0, \end{cases}$$

где v_{xy} — скорость иона, образовавшегося в точке x с нулевой скоростью, которую он имеет в точке y . Согласно (4), решение определено, если известны функции n_M и ψ и заданы внешние условия: распределение электрического поля, сорт газа и его функция ионизации. Уравнения для $n_M(x)$ и $\psi(x)$ следуют из (4). Положим для простоты $f_{M0} = n_g \delta(v - v_g)$, тогда

$$(5) \quad n_M(x) = n_g \exp \left\{ - \frac{1}{v_g} \int_0^x [v(x') + \psi(x')] dx' \right\}, \\ \psi(x) = \psi_0 + \int_0^x \sigma(v_{xy}) n_M(y) [v(y) + \psi(y)] \exp \left\{ - \int_y^x n_M(z) \sigma(v_{yz}) dz \right\} dy, \\ \psi_0(x) = \int v \sigma(|v|) F_0 \left(\sqrt{v^2 - v_{0x}^2} \right) \exp \left\{ - \int_0^x n_M(y) \sigma \left(\sqrt{v^2 + v_{xy}^2} \right) dy \right\} dv.$$

Таким образом, задача (2), (3) об интегрировании системы кинетических уравнений с произвольным электрическим полем и сечением перезарядки, зависящим от скорости, сводится к решению двух одномерных неоднородных интегральных уравнений типа Вольтерра (5) и, возможно, в предельных случаях в явном виде. Ограничимся в дальнейшем рассмотрением случая, когда ионы образуются в объеме, т. е. $F_0(v) = 0$. Тогда все моменты функций распределения (4) могут быть представлены как серия однотипных интегралов. Например, выражения для концентраций частиц и соответствующих потоков имеют вид

$$(6) \quad n_i(x) = \int_0^x \frac{n_M(y) [v(y) + \psi(y)]}{v(y, x)} \exp \left\{ - \int_y^x n_M(z) \sigma(v_{yz}) dz \right\} dy, \\ n_0(x) = \int_0^x n_M(x') dx' \int_0^{x'} \frac{n_M(y) [v(y) + \psi(y)]}{v(y, x')} \exp \left\{ - \int_y^{x'} n_M(z) \sigma(v_{yz}) dz \right\} dy,$$

$$j_i(x) = \int_0^x n_M(y) [v(y) + \psi(y)] \exp \left\{ - \int_y^x n_M(z) \sigma(v_{yz}) dz \right\} dy,$$

$$q_0(x) = \int_0^x n_M(x') dx' \int_0^{x'} n_M(y) [v(y) + \psi(y)] \exp \left\{ - \int_y^{x'} n_M(z) \sigma(v_{yz}) dz \right\} dy.$$

При проведении расчетов использовались безразмерные величины и масштабы:

$$x' = \frac{x}{l}, \quad \varphi' = \frac{\varphi}{\varphi_0}, \quad n'_i = \frac{n_i}{n_g}, \quad n'_{M,6} = \frac{n_{M,6}}{n_g}, \quad v' = \frac{v}{v_i}, \quad v' = \frac{v}{v_0},$$

$$\psi' = \frac{\psi}{\psi_0}, \quad \sigma' = \frac{\sigma}{\sigma_0}, \quad n = \frac{q_0}{v_i}, \quad v_0 = \langle \sigma_i v_e \rangle_0 n_i, \quad \psi_0 = v_0 \sigma_0 n_g l, \quad v_i = (2e\varphi_0/M)^{1/2},$$

где $q_0 = n_g v_g$ — расход; σ_0 — характерное сечение перезарядки (штрихи в дальнейшем опущены).

После обезразмеривания систему уравнений (5) запишем как

$$(5') \quad n_M(x) = \exp \left\{ - I \int_0^x [v(x') + \Pi \psi(x')] dx' \right\},$$

$$\psi(x) = \int_0^x n_M(y) \sigma(v_{yx}) [v(y) + \Pi \psi(y)] \exp \left\{ - \Pi \int_y^x n_M(z) \sigma(v_{yz}) dz \right\} dy,$$

$$I = \frac{l \langle \sigma_i v_e \rangle_0 n_g}{v_i}, \quad \Pi = \sigma_0 n_g l.$$

Система (5) содержит два безразмерных параметра I и Π , представляющих собой отношение длины канала к длине ионизации и длине перезарядки соответственно ($I \sim n_g l \sqrt{\varphi_0}$ пропорционален расходу и убывает с ростом электронной температуры, $\Pi \sim n_g$). Как и (5'), остальные моменты (6) зависят от параметров I и Π , кроме концентрации быстрых нейтралов, которая еще пропорциональна параметру $N = n/n_g = v_g/v_i \ll 1$.

Рассмотрим кинетику тяжелых частиц для условий разряда в УЗДП. В опытах наиболее изучен диапазон расходов рабочего газа (в основном ксенона) $q_0 = 30-100$ мА/см² в токовых единицах. Представляет интерес исследовать более широкий в сторону увеличения диапазон $q_0 = 50-500$ мА/см², что соответствует концентрации нейтралов у анода $n_g \simeq \simeq 10^{13}-10^{14}$ см⁻³. Принимая $\sigma_0 \simeq 5 \cdot 10^{-15}$ см², длину канала $l = 4$ см и приложенное напряжение $\varphi_0 \simeq 150$ В, нетрудно получить диапазоны параметров $I = 3-30$, $\Pi = 0,3-3$. Для упрощения сечение перезарядки при расчетах полагалось неизменным. Используемые в вычислениях экспериментальные профили функции ионизации и потенциала известны для $q_0 = 50$ мА/см² из [8].

На рис. 1 показана безразмерная функция распределения ионов по скоростям в сечениях $x = 0,2; 0,6; 1$ (линии 1-3) для $q_0 = 50$ и 250 мА/см² (сплошные и штриховые кривые). Видно, что она сильно неоднородна по x и вблизи катода имеет два максимума по v . Наличие у катода двух групп частиц, имеющих существенно различные средние скорости, объясняется специфическим, почти ступенчатым изменением потенциала по длине разрядного промежутка и соответствующим распределением функции ионизации [8]. Группа быстрых ионов, формирующих максимум при $v \simeq 1$, генерируется в прианодной области.

Относительно небольшая величина этого максимума при $q_0 = 50$ мА/см² определяется малой скоростью ионизации в анодной части разряда. Вторая, более многочисленная при том же расходе группа ионов рождается в области скачка потенциала и имеет меньшую направленную скорость. Концентрация медленных атомов, согласно (5'), экспоненциально зависит от расхода. Поэтому с его ростом выгорание нейтралов в прианодной области увеличивается и максимум, определяемый группой бы-

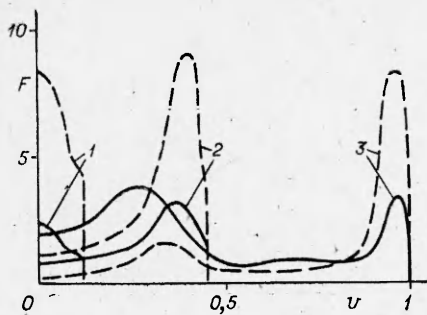


Рис. 1

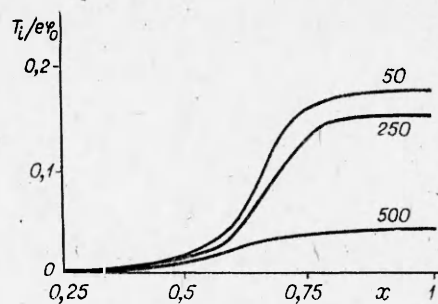


Рис. 2

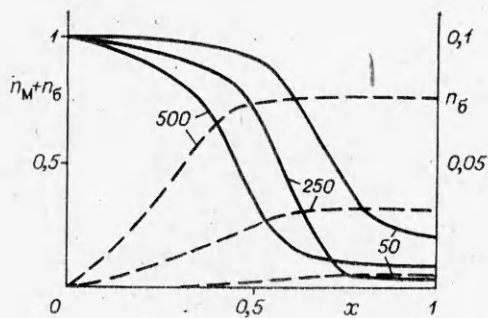
стрых ионов при одномерном рассмотрении, возрастает. Следует подчеркнуть, что вычисление из опытных данных функции ионизации $\nu(x)$ в области плазмы, примыкающей к аноду, затруднительно и неоднозначно. В этой области ионорождение и электрическое поле малы, ионы в основном уходят на стенки и x -направление не является выраженным [8]. Поэтому второй максимум функции распределения ионов в реальных двумерных системах, подобных [8], может быть сглажен или вообще отсутствует.

На рис. 2 показано изменение температуры ионов по длине разрядного промежутка. (Цифры на кривых на рис. 2, 3, 5, 6 — значения расхода.) Вблизи анода, в области малых электрических полей и концентраций заряженных частиц, температура ионов мала и медленно возрастает. В средней части разрядного промежутка, в области больших электрических полей и интенсивной ионизации, T_i быстро растет, достигая в прикатодной области при $q_0 = 50 \text{ мА/см}^2 \sim 25 \text{ эВ}$. При увеличении расхода газа в связи с упоминавшимся смещением области основной ионизации разброс скоростей ионного потока уменьшается, а при увеличении расхода на порядок T_i у катода оказывается $\sim 7 \text{ эВ}$. Полученные результаты о пренебрежении кулоновскими столкновениями между ионами.

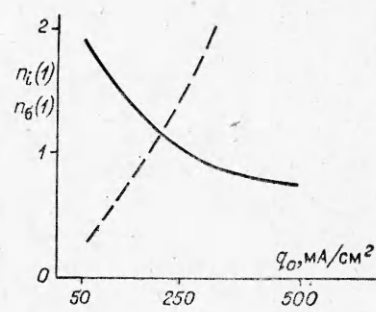
На рис. 3 даны распределения суммарной концентрации нейтралов (сплошные линии) и быстрых нейтралов (штриховые). Виден характер изменения ионизации с изменением расхода, поясняющий эволюцию функции распределения ионов. С увеличением расхода процессы ионизации и перезарядки у анода идут более интенсивно. При этом длина, на которой ионизуется основная часть расхода, уменьшается. В связи с быстрым уменьшением концентрации нейтралов подобным образом деформируется область эффективного обмена импульсом. Расчет показывает, что в прикатодной области при увеличении расхода на порядок концентрация n_m убывает более чем на два порядка. Одновременно рост расхода приводит к пропорциональному увеличению концентрации быстрых нейтралов. Интервалу изменения $q_0 = 50\text{—}500 \text{ мА/см}^2$ соответствует увеличение n_0 от $\sim 0,005$ до $0,08$. Изменение соотношения между потоком быстрых и медленных нейтралов идет таким образом, что суммарная их концентрация на выходе из ускорителя вначале убывает (в рассматриваемых условиях до $\sim 0,05$), а затем начинает возрастать.

На рис. 4 в увеличенном масштабе показаны зависимости концентраций заряженных частиц (сплошная линия) и быстрых нейтралов (штриховая) от расхода на выходе из ускорителя. При $q_0 \approx 500 \text{ мА/см}^2$ $n_s(1)$ больше $n_i(1)$ в ~ 4 раза. Таким образом, проведенный расчет показывает, что в низковольтной части разряда в диапазоне параметров, типичных для УЗДП, всегда имеются нейтралы, концентрация которых больше концентрации заряженных частиц, т. е. существуют условия для реализации классической подвижности электронов на нейтралах.

На рис. 5 представлены распределения потоков ионов (сплошные линии) и быстрых нейтралов (штриховые), которые наглядно демонстрируют



Р и с. 3



Р и с. 4

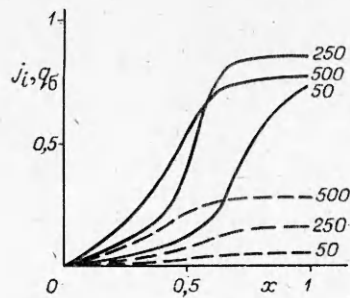
влияние столкновений ион-нейтрал. Видно, что при $q_0 = 500 \text{ мА/см}^2 \sim 27\%$ расхода покидает разрядный промежуток в виде потока быстрых нейтралов, соответственно на столько же уменьшается поток ионов. Однако с ростом расхода увеличение доли быстрых нейтралов замедляется и для рассчитанного варианта не превышает $\sim 30\%$. Поскольку нейтралы в процессе перезарядки приобретают только часть той энергии, которую может иметь ион, покидающий разрядный промежуток, то, естественно, рассмотренное взаимодействие приводит к ограничению коэффициента переработки вещества и эффективности ускоряющей системы.

Так как в литературе отсутствуют опытные данные, относящиеся к большим расходам, при проведении расчетов профили потенциала и функции ионизации полагались неизменными. Воспользовавшись результатами [9], можно указать, каким условиям соответствуют описанные выше режимы разряда. Согласно [9], распределения электрического поля, температуры и концентрации электронов определяются профилем магнитного поля и между параметрами плазмы при фиксированных l и φ_0 имеются приближенные функциональные зависимости:

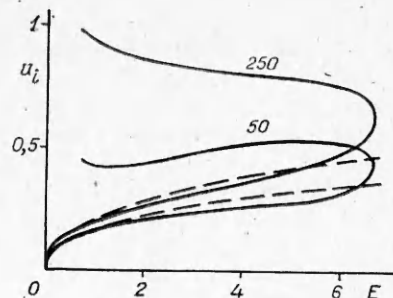
$$E \sim \sqrt{\varepsilon_i \langle \sigma_i v_e \rangle / \langle \sigma_{0e} v_e \rangle} H, \quad \varphi_0 \sim H^2 \sqrt{\varepsilon_i / n_g},$$

$$\langle \sigma_i v_e \rangle / \langle \sigma_{0e} v_e \rangle \sim H^2 / n_g^2, \quad n \sim n_g / \sqrt{\varepsilon_i}.$$

Здесь ε_i — цена иона; σ_{0e} — транспортное сечение для электронов; H — напряженность магнитного поля. Согласно указанным соотношениям, если $\varepsilon_i = \text{const}$, при одновременном с расходом увеличении $H \sim \sqrt{q_0}$ электрическое поле E и функция ионизации ν остаются неизменными, а T_e , определяемая величиной коэффициента ионизации, несколько уменьшается. Если учесть увеличение ε_i с уменьшением T_e , то для поддержания электрического поля на неизменном уровне требуется меньшее увеличение H . При этом останется слабая падающая зависимость ν от q_0 . Следовательно, взаимодействие между ионами и нейтралами должно оказывать еще большее влияние на результаты по сравнению с приведенными данными. В условиях разряда в УАС параметр Π существенно меньше, чем в УЗДП при близких условиях. Кроме того, скорость ионизации больше



Р и с. 5



Р и с. 6

и, значит, область эффективного ионообразования меньше толщины слоя, что дополнительно ограничивает возможность обмена импульсом и зарядом между ионами и атомами. Поэтому влияние указанного взаимодействия на параметры ускоренного потока в УАС оказывается несущественным [10].

На рис. 6 показана зависимость направленной скорости ионного потока от величины электрического поля. Несмотря на то что в принятой модели учитывается только однократная перезарядка, в прианодной области, где $n_i < n_g$, наблюдается известная зависимость $u_i \sim E^{1/2}$ (штриховые линии). Двухзначность функции $u(E)$ обусловлена тем, что электрическое поле немонотонно и имеет максимум вблизи максимума неоднородного магнитного поля [8]. Из приведенных результатов видно, что при малых расходах процессы ионизации и перезарядки могут приводить к падению скорости ионного потока на отдельных участках разрядного промежутка.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rehker S., Wobig H. A kinetic model for the neutral gas between plasma and wall.— Plasma physics, 1973, v. 15, N 11.
2. Волков Г. Ф., Игитханов Ю. Л. Кинетика нейтральных атомов вблизи стенки термоядерного реактора и образование примесей.— Физика плазмы, 1977, т. 3, вып. 6.
3. Жаринов А. В., Саночкин Ю. В. Динамика тяжелых частиц вблизи отрицательно заряженной стенки в плотной полностью ионизованной плазме.— Физика плазмы, 1983, т. 9, вып. 2.
4. Морозов А. И. Плазменные ускорители.— В кн.: Плазменные ускорители/Под ред. Л. А. Арцимовича. М.: Машиностроение, 1973.
5. Меликов И. В. Расчет равновесных течений в плазменных ускорителях с замкнутым дрейфом электронов (УЗДП).— ЖТФ, 1974, т. 44, № 3.
6. Морозов А. И., Меликов И. В. О подобии процессов в плазменных ускорителях с замкнутым дрейфом электронов (УЗДП) при наличии ионизации.— ЖТФ, 1974, т. 44, № 3.
7. Калашников В. К., Саночкин Ю. В. Кинетика тяжелых частиц в разряде низкого давления в поперечном магнитном поле.— В кн.: Шестая Всесоюзная конференция по физике низкотемпературной плазмы (тез. докл.) Л., 1983, т. 2.
8. Бицаев А. М., Ким В. Исследование локальных параметров плазмы в ускорителе с замкнутым дрейфом электронов и протяженной зоной ускорения.— ЖТФ, 1978, т. 48, № 9.
9. Калашников В. К., Саночкин Ю. В. Положительный столб разряда низкого давления с замкнутым холловским током.— Физика плазмы, 1985, т. 11, вып. 10.
10. Попов Ю. С., Золотайкин Ю. М. Влияние перезарядки на характеристики электрического разряда в сильном поперечном магнитном поле.— ЖТФ, 1971, т. 41, № 6.

Поступила 14/XI 1985 г.