

04:12

©1995 г.

РЕЛАКСАЦИОННЫЕ КОЛЕБАНИЯ ПЛАЗМЫ РАЗРЯДА В СКРЕЩЕННЫХ $E \times H$ -ПОЛЯХ

И.А.Битная, В.Н.Бориско, В.И.Лапшин, А.Ф.Целуйко

Харьковский государственный университет,
310108, Харьков, Украина
(Поступило в Редакцию 14 сентября 1994 г.
В окончательной редакции 27 марта 1995 г.)

Представлены результаты экспериментальных исследований низкочастотных релаксационных колебаний плазмы разряда в скрещенных $E \times H$ -полях. Такие колебания неоднократно наблюдались ранее (см., например, [1]), однако природа их оставалась до сих пор невыясненной. Впервые проведены дополнительные эксперименты, позволившие связать наблюдаемые низкочастотные колебания с эффектами, теоретически описанными в работах [2,3]. Впервые получены также результаты по эффективному управлению низкочастотными колебаниями с помощью шира магнитного поля в устройстве типа магнетронного диода.

Введение

Для разрядов в скрещенных E - и H -полях характерны режимы с низкочастотными колебаниями различной природы, которые приводят к значительным изменениям структуры разряда и параметров газоразрядной плазмы. Такие изменения связаны с особенностями поведения плазмы, подверженной воздействию сильных внешних и самосогласованных электрических полей, в ограниченных системах. Одно из направлений экспериментальных и теоретических исследований посвящено изучению низкочастотных колебаний, обусловленных возникновением в таких разрядах нелинейных образований, вызванных воздействием на движение заряженных частиц приэлектродных градиентов плотности или температуры плазмы, а также значительных перепадов потенциала вблизи электродов. Экспериментальное исследование вращения таких образований в холловских ускорителях [4], ячейках Пеннинга [5] и ионных магнетронах [6] привело к представлению об этих явлениях как о разновидности низкочастотной неустойчивости, названной "вращающейся спицей". Авторы работ [7,8] связывают образование такого типа неустойчивостей с ионизационными процессами в прианодном слое.

Другой тип колебательных процессов в ограниченной плазме газовых разрядов обусловлен образованием так называемых "виртуальных электродов" при распространении в разрядном промежутке потоков заряженных частиц [9,10].

Предлагаемая работа посвящена исследованию низкочастотных колебаний плазмы газового разряда и попытке связать экспериментально наблюдаемые колебания релаксационного типа, для которых характерно отсутствие азимутальной структуры (см., например, [1]), с теоретическими представлениями о неустойчивости потоков заряженных частиц в ограниченных системах [2,3]. Представлены также результаты исследования возможности стабилизации низкочастотных колебаний релаксационного типа.

Результаты экспериментов

Разряд в скрещенных полях исследовался в устройстве, которое представляло собой систему коаксиальных электродов с диаметрами анода и катода 80 и 10 мм соответственно, помещенную в однородное продольное магнитное поле H_z , величина которого могла изменяться в пределах 0–1 кЭ. Использовались аноды длиной 400, 200 и 80 мм. В экспериментах в качестве рабочих газов использовались азот, аргон, гелий и воздух. Диапазон рабочих давлений, при которых проводились эксперименты, составлял $p \approx 0.2 - 1 \cdot 10^{-1}$ Па.

В исследуемом диапазоне давлений наблюдалась характерная для таких разрядов перестройка параметров. Резкий спад напряжения от 1.4 до 0.5 кВ сопровождался ростом разрядного тока с 10 до 26 мА и на нарастающем вслед за этим участке вольт-амперной характеристики, который соответствует режиму аномального тлеющего разряда, было зарегистрировано возбуждение в плазме разряда интенсивных колебаний с частотой основной гармоники порядка ионной циклотронной частоты $\omega_{Hi} \sim 10^5$ с⁻¹.

Измерения пространственной структуры колебаний позволили сделать вывод о том, что возмущения вытянуты вдоль магнитного поля на длину анода, а радиальная длина волны λ_r порядка размеров системы, т.е. $k_r a \sim 1$, где k_r — радиальная компонента волнового вектора, a — размер разрядного промежутка. На рис. 1,а представлены частотные зависимости от внешних параметров разряда. Исследуемые колебания существуют в широком диапазоне внешних параметров разряда (рис. 1,б).

Эксперименты с использованием анодов разной длины показали (рис. 1,в), что частота колебаний $f \sim \gamma(U_p/H_z)$ (U_p — анодное напряжение, H_z — напряженность внешнего продольного магнитного поля). Коэффициент пропорциональности γ линейно нарастал с увеличением длины анода.

Использование в питающих цепях устройства различных номиналов сосредоточенных параметров не привело к изменению частоты колебаний, следовательно, исследуемые колебания не связаны с резонансными частотами внешних цепей.

Методом разнесенных в пространстве лентмюровских зондов определялись фазовые характеристики колебаний. Колебания оказались во всех случаях азимутально однородны, т.е., по-видимому, азимутальное волновое число $m_\phi = 0$.

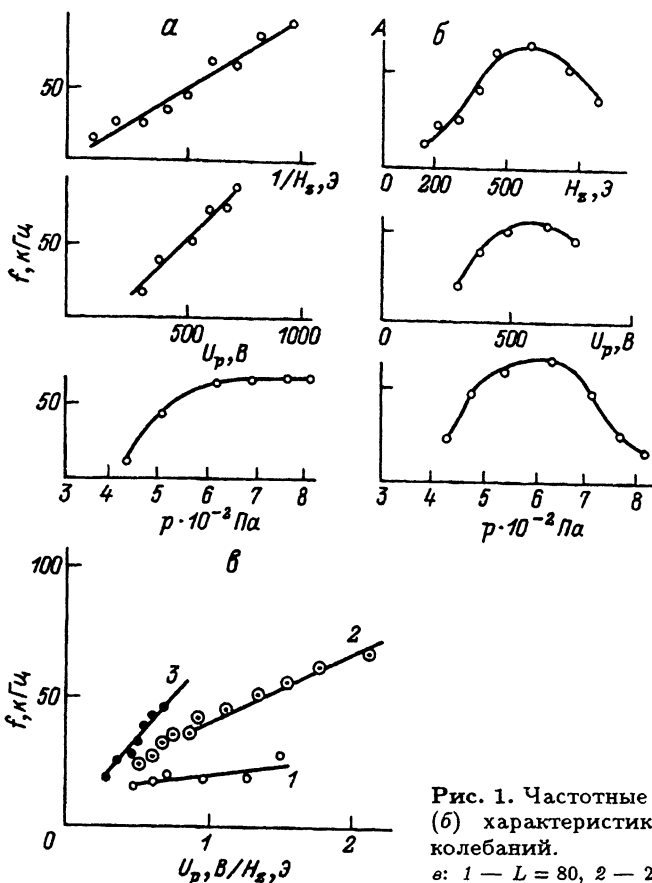


Рис. 1. Частотные (а) и амплитудные (б) характеристики низкочастотных колебаний.

в: 1 — $L = 80$, 2 — 200, 3 — 400 мм.

Исследование физических процессов, связанных с развитием колебаний в газоразрядной плазме, требует учета ее стационарных параметров и их пространственного распределения, т.е. условий, в которых развивается и протекает волновой процесс. В связи с этим зондовой методикой были экспериментально определены радиальные и аксиальные распределения потенциала, плотности и электронной температуры плазмы. Диапазон изменения разрядных условий, в которых определялись параметры, был тем же, что и при исследовании волновых процессов. Основные результаты, полученные в режимах, близких к диапазону возбуждения колебаний, следующие: плотность плазмы $n \sim 2-5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$, температура электронов $T_e \sim 20-50 \text{ эВ}$, тепловая скорость электронов $v_{Te} \sim 1.2-3 \cdot 10^8 \text{ см/с}$, тепловая скорость ионов $v_{Ti} \sim 2-4 \cdot 10^5 \text{ см/с}$. Для таких параметров плазмы выполнялись условия $\rho_e \ll a$, $\rho_i \geq a$, $r_D \ll a$, где a — радиус системы, ρ_α — ларморовский радиус частиц сорта α ($\alpha = e, i$), r_D — дебаевский радиус.

Из приведенных измерений следует, что в магнетронном диоде в исследуемом диапазоне параметров реализован режим ускорителя с замкнутым холловским током. В такой системе происходит формирование и ускорение стационарных потоков [12]. Потоки ионов были обнаружены экспериментально (рис. 2), и, как показали измерения, в

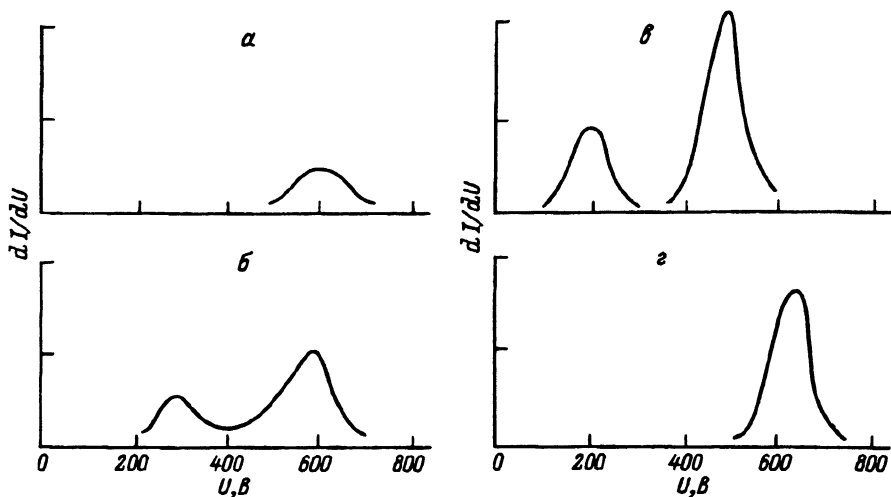


Рис. 2. Энергетические спектры ионов.

$p_0, \text{Па}$: а-в — $6 \cdot 10^{-2}$, г — $9.3 \cdot 10^{-2}$; $H_z, \text{Э}$: а — 250; б — 300; в, г — 500; $U_p, \text{В}$: а — 600; б — 530; в, г — 450.

системе наблюдаются не только характерные для таких устройств потоки ионов с наиболее вероятной энергией, близкой к потенциалу анода [1], но формируется также низкоэнергетичный поток ионов с энергией, близкой к усредненному значению потенциала в центральной части разрядного промежутка. Причем, дополнительные низкоэнергетичные потоки наблюдались только в режиме с развитыми низкочастотными колебаниями.

Возбуждение и срыв колебаний носили явно выраженный пороговый характер в зависимости от величины аксиальной составляющей внешнего магнитного поля, величины разрядного напряжения и давления рабочего газа. Можно предположить, что пороговыми величинами параметров плазмы являлись плотность плазмы или, как следствие, разрядный ток, которые значительно изменялись при переходе в режим развитых колебаний ($H_{z1} < H_z < H_{z2}$). При перестройке режима вблизи H_{z1} усредненное значение плотности плазмы увеличивалось с $6 \cdot 10^7$ до $8 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$, а разрядный ток изменялся с 6 до 26 мА.

При исследовании динамики радиального распределения потенциала плазмы было обнаружено наличие немонотонного распределения потенциала в нарастающей фазе разрядного тока (рис. 3, а, кривые 1, 2). Из рис. 3, а видно, что потенциал в прикатодной области заметно нарастает в фазе максимального значения тока разряда (кривая 3). Затем в фазе спада разрядного тока наблюдалось выравнивание потенциала в центральной части разрядного промежутка (рис. 3, а, кривые 4, 5). На рис. 3, б графически показано изменение отклонения величины потенциала пространства от стационарного значения потенциала в центральной части разрядного промежутка за период колебания разрядного тока.

Для проверки возможности управления низкочастотными колебаниями разряда в исследуемом магнетронном диоде были использованы два варианта воздействия на параметры плазмы: распространение в разрядном промежутке аксиального трубчатого пучка электронов и

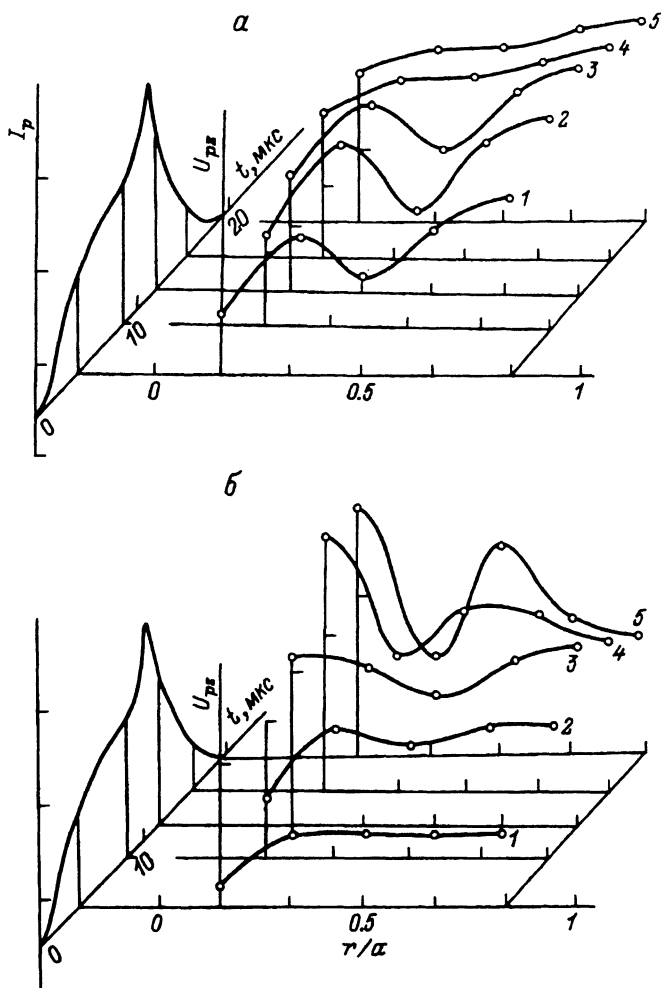


Рис. 3. Радиальные распределения суммарного (а) и переменной составляющей (б) потенциала пространства в разных фазах колебания разрядного тока.

создание в разрядном промежутке аксиальной составляющей внешнего магнитного поля, спадающей от оси и формирующей шир в системе.

Трубчатый электронный пучок инжектировался вдоль оси устройства таким образом, что максимум плотности электронов соответствовал максимальному значению изменения радиального профиля потенциала в центральной части разрядного промежутка вблизи аксиального катода. Наличие электронного пучка привело к полному подавлению колебаний. На стационарном распределении в этом случае наблюдалось значительное понижение потенциала вблизи катода (рис. 4, кривая 2).

С целью исследования особенностей влияния шира внешнего магнитного поля на условия возбуждения и подавления релаксационных колебаний в устройстве автономным источником создавалась азимутальная составляющая магнитного поля H_ϕ . Величина тока I в акси-

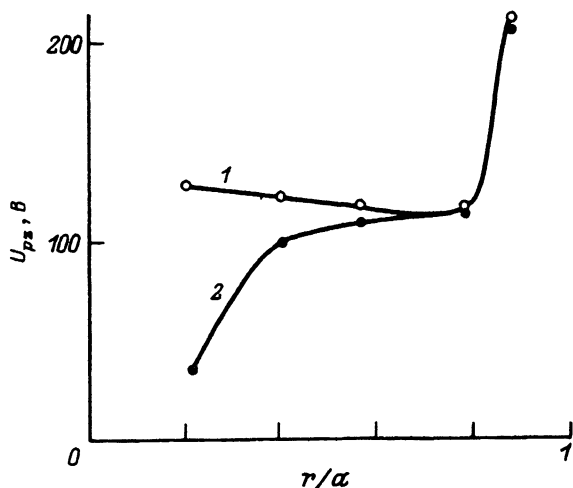


Рис. 4. Результаты стационарных измерений радиального распределения потенциала пространства.

1 — в режиме возбуждения низкочастотных колебаний ($p_0 = 6 \times 10^{-2}$ Па, $H_z = 500$ Э, $U_p = 450$ В); 2 — в режиме подавления колебаний пучком электронов.

альном стержне, создающего спадающую от оси азимутальную составляющую, могла изменяться от 0 до 400 А. Оказалось, что с увеличением H_ϕ колебания возбуждались при больших значениях $H_{zкр1}$, а сама зависимость интенсивности колебаний от аксиальной составляющей внешнего магнитного поля приобретала более резко выраженный резонансный характер (рис. 5). Положение максимума интенсивности колебаний в этом случае практически не изменялось, однако наблюдалось увеличение ее абсолютного значения, а также подавление шумового спектра разряда.

Мерой шира может служить безразмерный параметр θ , имеющий смысл угла проворота силовой линии на длине неоднородности плазмы [13],

$$\theta = \frac{4\pi r_0 [I \times H_z]}{c H_z^2},$$

где I — величина тока, создающего шир магнитного поля (ток в аксиальном стержне); H_z — величина внешнего продольного магнитного поля; r_0 — характерный размер неоднородности плазмы.

При исследовании влияния шира магнитного поля на развитие низкочастотных колебаний обнаружено некоторое значение параметра шира $\theta_0 \sim 1.4r_0$, превышение которого приводило к полному подавлению низкочастотных колебаний. При этом наблюдалось исчезновение гистерезисов на границах зон возбуждения. В этом режиме наличие азимутальной составляющей приводило к уменьшению величины разрядного тока на 2–3%. Наблюдалось также полное исчезновение низкоэнергетичного пучка ионов.

В случае $\theta < 1.4r_0$ подавление колебаний в плазме разряда не наблюдалось, однако наличие в системе азимутальной составляющей внешнего магнитного поля приводило к значительным изменениям в радиальном распределении плотности тока ионов, покидающих разряд в аксиальном направлении. На рис. 6 приведена радиальная зависимость плотности тока ионов при напряженности аксиальной составляющей внешнего магнитного поля в диапазоне $H_z = 600-700$ Э, снятая с помощью многоколлекторного анализатора, расположенного на расстоянии 1 см от среза анода, для различных значений H_ϕ . Как видно

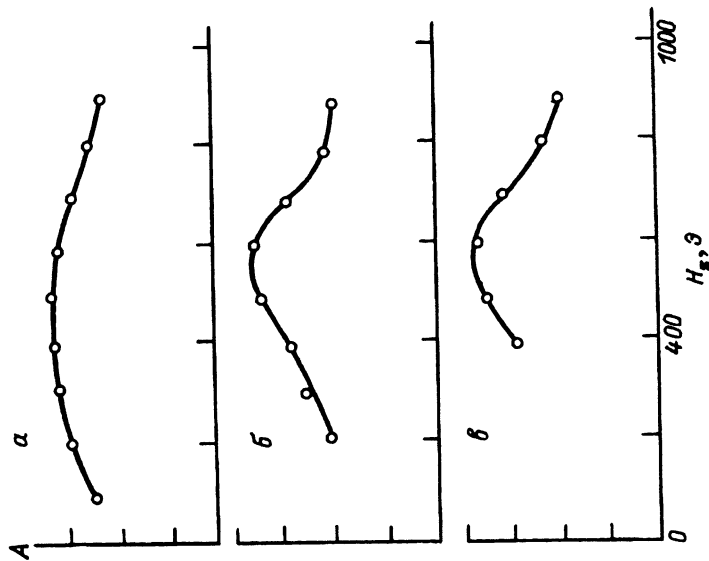


Рис. 4. Зависимость амплитуды колебаний ионов от величины продольного магнитного поля. а — $I = 0$, б — 200, в — 350 А.

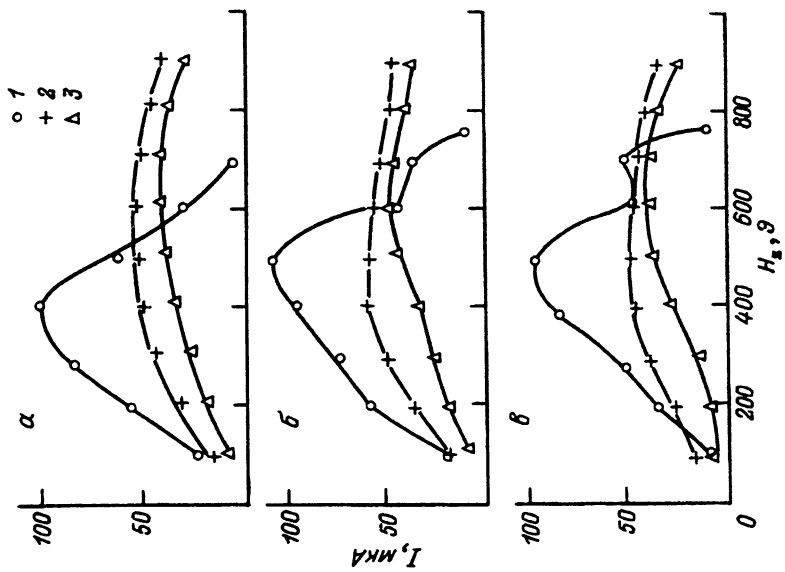


Рис. 6. Зависимости плотности аксиального тока ионов от величины продольного магнитного поля в точках плоскости сечения $z = L$. I — $r = 1,6$, 2 — 2,5, 3 — 3,4 мм; а — $I = 0$, б — 100, в — 350 А.

из рисунка, при $H_\phi = 0$ степень неоднородности плотности тока ионов в радиальном сечении составляла 20–30%. Наличие азимутальной составляющей магнитного поля H_ϕ приводило к перераспределению плотности тока ионов в пучке. Степень его неоднородности по радиусу значительно уменьшалась и при токе в аксиальном электроде $I = 350$ А не превышала 4–5%.

Обсуждение результатов

Из приведенных измерений следует, что исследуемые низкочастотные колебания не связаны с вращением асимметричной плазмы ($m_\phi = 0$), т.е. ни дрейф частиц в скрещенных полях [11], ни возникновение асимметричных токовых каналов [6], ни ионизационные процессы в анодном слое [7] не могут быть причиной возбуждения таких колебаний.

Наиболее вероятным представляется связать возбуждение низкочастотных колебаний с движением ионных потоков в разрядном промежутке магнетронного диода, работающего в режиме ускорителя с замкнутым холловским током [12]. В центральной части разрядного промежутка в исследуемом магнетронном диоде создаются условия, сходные с описанными в работе [9] для короткозамкнутого диода без внешнего магнитного поля. Центральную часть разрядного промежутка можно, по-видимому, описать моделью короткозамкнутого диода. В этой области (не включающей в себя приэлектродные слои) поток ионов распространяется между точками пространства с практически одинаковыми потенциалами (рис. 3, 4). Расчеты [2] показали, что при движении потоков заряженных частиц в ограниченных системах существуют некоторые критические параметры потока, при достижении которых система выходит из режима со сквозным пролетом частиц и в разрядном промежутке образуются “виртуальные электроды”, способные отражать своим объемным зарядом частицы потока. Одним из критических в таких условиях является параметр, связанный со скоростью и плотностью заряженных частиц потоков, распространяющихся в короткозамкнутом диоде [2].

Выравнивание потенциала в центральной части разрядного промежутка в режиме развитых колебаний (рис. 3, а) может свидетельствовать о заполнении отраженными ионами потенциальной ямы при достижении критического значения разрядного тока. Экспериментально наблюдалось также образование “виртуальных электродов” в центральной части разрядного промежутка (рис. 3, б), аналогичных теоретически рассчитанным в [9].

Таким образом, можно предположить, что наблюдаемые в плазме магнетронного диода низкочастотные колебания релаксационного типа обусловлены накоплением и сбросом ионов в ограниченном пучке, распространяющемся в скрещенных $\mathbf{E} \times \mathbf{H}$ -полях, аналогично [2,3]. В исследуемом диапазоне магнитных полей электроны являются сильно замагниченными ($\rho_i \ll a$), а ионы можно считать незамагниченными ($\rho_i > a$). Следовательно, динамика ионного пучка в радиальном направлении может быть описана моделью работ [2,3], в то время как практически неподвижные в радиальном направлении электроны (скорость радиального дрейфа электронов значительно меньше радиаль-

ной скорости ионов) формируют фоновое распределение потенциала в центральной части разрядного промежутка.

Наблюдаемые в устройстве нелинейные колебания разрядного тока (рис. 3) хорошо коррелируют с результатом аналитического решения, полученным для электронного потока в короткозамкнутом диоде в режимах с гистерезисными переходами [3] в виде импульса тока на постоянном фоне $J = ev$ с амплитудой, близкой к J . Колебания потенциала пространства связаны с накоплением и сбросом ионов в центральной части разрядного промежутка.

Наличие низкоэнергетических потоков ионов, их исчезновение при подавлении колебаний широм внешнего магнитного поля, а также подавление колебаний при распространении в системе электронного трубчатого пучка, который компенсирует своим объемным зарядом "виртуальный электрод" вблизи аксиального катода (рис. 4), — все это подтверждает принятый нами механизм возбуждения, основанный на теоретически описанном в [2,3] характере поведения потоков заряженных частиц в ограниченных системах.

Список литературы

- [1] Каганский М.Г., Каминский Д.Л., Ключарев А.Н. // ЖТФ. 1964. Т. 34. Вып. 6. С. 1050–1056.
- [2] Пащенко А.В., Руткевич В.Н. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика плазмы и проблемы управляемых термоядерных реакций. 1976. Вып. 1(5). С. 76–82.
- [3] Пащенко А.В., Руткевич В.Н. // Там же. С. 83–84.
- [4] Арефьев В.И. // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 3. С. 546–559.
- [5] Knauer W. // J. Appl. Phys. 1992. Vol. 33. N 6. P. 2093–2099.
- [6] Кервалишвили Н.А. // Физика плазмы. 1989. Т. 15. № 2. С. 174–181.
- [7] Ерофеев В.С., Саночкин Ю.В. // ЖТФ. 1970. Т. 40. Вып. 9. С. 1810–1816.
- [8] Цендин Л.Д. // Колебания и волны в плазме. Минск: Наука и техника, 1971. С. 6–8.
- [9] Гришин С.Д., Ерофеев В.С., Жаринов А.В. // Плазменные ускорители / Под ред. Л.А. Арцимовича. М.: Машиностроение, 1973. С. 54–61.
- [10] Ерофеев В.С. // Колебания и волны в плазме. Минск: Наука и техника, 1971. С. 21–23.
- [11] Тимофеев А.Б., Шейлкин В.Н. // УФН. 1976. Т. 118. № 2. С. 273–306.
- [12] Ерофеев В.С., Лесков Л.В. // Физика и применение плазменных ускорителей / Под ред. А.И. Морозова. Минск: Наука и техника, 1974. С. 18–47.
- [13] Мизгайловский А.В. Теория плазменных неустойчивостей. Т. 2. Неустойчивости неоднородной плазмы. М.: Атомиздат, 1977. 380 с.