

УДК 533.9

О ВЛИЯНИИ СВЯЗАННЫХ ИОНОВ НА ЭКРАНИРОВАНИЕ И СИЛУ ТРЕНИЯ В ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЕ

С. А. Майоров

В работе на основе численного моделирования методом частиц рассмотрена задача экранирования заряда, накопленного сферической пылинкой, в двухтемпературной плазме. Исследовано влияние связанных ионов на характеристики экранирования и силу трения пылинки при наличии ионного потока. Проведено сравнение с различными теоретическими моделями, определена их область применимости. Показано, что связанные ионы вокруг пылинки приводят к радикальному уменьшению силы трения в ионном потоке из-за того, что их распределение определяется температурой холодного буферного газа.

Задача об экранировании заряда сферического тела (пылинки или зонда), помещенного в неподвижную плазму, исследовалась давно, начиная с первых работ Ленгмюра [1], в которых получены результаты на основе приближения Дебая для распределения частиц плазмы вокруг стороннего заряда. Дальнейший прогресс в изучении этой задачи связан с использованием так называемого приближения ограниченных орбит ОМЛ (orbital motion limited), которое впервые для случая моноэнергетичных ионов введено в работе [2] и подробно исследовано в книге [3] и работе [4]. Успехи последних лет в экспериментальном исследовании пылевой плазмы (см., например, [5-7]) привели к необходимости более детального анализа этой задачи, особенно в применении к случаю движущейся плазмы. При этом следует отметить, что речь идет не о незначительных поправках к существующей теории, а о прояснении качественных характеристик экранирования.

При определенных условиях вокруг отрицательно заряженной пылинки возможно образование облака из связанных ионов, которые могут оказывать существенное влияние на экранирование заряда пылинки. В последнее время к вопросу о влиянии слабой столкновительной релаксации ионной компоненты в газоразрядной плазме на экранирование заряда пылинки привлечено большое внимание [8 – 10], хотя впервые на возможность образования связанных ионов указано еще в работе [2]. Следует отметить также и книгу [3], в которой исследован широкий круг вопросов взаимодействия плазмы с макрочастицами, в том числе рассмотрена задача определения концентрации ионов, находящихся на финитных орбитах (на примере актуальной в прошлом задачи движения спутников в разреженной плазме).

Возможность накопления связанных ионов на орбитах вокруг отрицательно заряженной пылинки рассматривалась во многих работах [4, 11 – 13]. Но только в работе [12] впервые было обнаружено, что число связанных ионов (и соответственно их влияние на экранирование) практически не зависит от частоты столкновений. Следовательно, даже в бесстолкновительной плазме, из-за сколь угодно редких столкновений возможно накопление большого числа связанных ионов.

В работе [8] на основе численного моделирования методом PIC (particles in cell) в рамках самосогласованной модели впервые количественно изучено влияние связанных ионов. Установлено, что в условиях большинства экспериментов по исследованию пылевой плазмы связанные ионы играют значительную роль в формировании заряда пылинки, и приближение OML приводит к большим ошибкам. Однако на основании верных расчетов сделан некорректный вывод о том, что увеличение столкновительной релаксации приводит к уменьшению экранировки.

В работе [9] решались уравнения самосогласованной модели OML, в которую добавлен учет связанных ионов. Получено линейное интегродифференциальное уравнение, описывающее баланс связанных ионов. Численное решение проводилось методом итераций и изучалось влияние связанных ионов на экранирование. Получено, что в условиях большинства экспериментов по пылевой плазме связанные ионы играют значительную роль. Но в используемой модели нет параметра, описывающего интенсивность столкновительной релаксации, т.е. рассмотрен предел бесконечно слабой релаксации. Установлено, что наличие даже слабой релаксации приводит к качественной смене характера поведения потенциала, и приближение OML без учета связанных ионов перестает быть справедливым. Расчеты показали, что распределения электронов и ионов близки к распределению Дебая.

В работе [10] в рамках самосогласованной модели ОМЛ также изучалось влияние связанных ионов на экранирование и получено, что в экранировании заряда пылинки в условиях экспериментов по исследованию пылевой плазмы связанные ионы играют значительную роль. Учет связанных ионов проводился путем добавления в уравнение Пуассона явного выражения для плотности связанных ионов, получившаяся система уравнений решалась методом стрельбы. Но в используемой модели в выражении для зависимости плотности связанных ионов от потенциала присутствует один свободный параметр, по смыслу имеющий значение веса (доли) связанных ионов. Как и в работе [9], отмечено, что наличие даже очень слабой релаксации приводит к тому, что потенциал становится близок к потенциалу Дебая.

Настоящая работа продолжает работы [14 – 17] и ее результаты частично представлены в [18, 19]. Здесь на основе вычислительного эксперимента изучалось экранирование электрического заряда пылинок микронных размеров (макрочастиц), помещенных в плазму. Обычно, в реальных экспериментах в плазме газового разряда, температура электронов определяется энерговкладом от внешнего источника (СВЧ-излучение, разряд, фотоионизация и т.д.), ионы же находятся в тепловом равновесии с холодными атомами буферного газа. Рассмотрен случай двухтемпературной плазмы, включая случай движущейся плазмы, исследовано экранирование заряда пылинки при учете флуктуаций ее заряда, гибели носителей заряда на поверхности пылинки, стохастизации плазменных ионов в результате перезарядки на атомах буферного газа.

Рассмотрим плазму, состоящую из однократно заряженных ионов с положительным зарядом e массой M , и электронов с массой m , зарядом $-e$. Пусть в плазме также имеется неподвижный отрицательный точечный заряд $-Z_0e < 0$. Отметим, что хотя в пылевой плазме пылинка обычно имеет отрицательный заряд, в случае сильной термоэмиссии он может быть положительным. Точечный заряд $-Z_0e$ создает вокруг себя сферически симметричное заряженное облако ионов и электронов, плотность в котором зависит только от расстояния r до заряда. Уравнение Пуассона для среднего потенциала $\varphi(r)$ электрического поля вокруг неподвижного заряда имеет вид

$$-\Delta\varphi = 4\pi e[n_i(r) - n_e(r) - Z_0\delta(r)]. \quad (1)$$

В равновесии плотность частиц сорта s вокруг неподвижного заряда подчиняется закону Больцмана:

$$n_s(r) = n_{s0} \exp(-z_s e\varphi/T_s),$$

где n_{s0} – средняя по объему плотность частиц сорта s , T_s – температура, $z_s = -1$ или 1 для электронов и ионов соответственно.

Приближение Дебая. В приближении слабого взаимодействия $z_s e \varphi / T_s \ll 1$ экспонента в распределении Больцмана разлагается в ряд, при учете поправок первого порядка малости получаем

$$n_i(r) = n_{i0}(1 - e\varphi/T_i) \equiv n_{i0}(1 - \psi), \quad (2a)$$

$$n_e(r) = n_{e0}(1 + e\varphi/T_e) \equiv n_{e0}(1 + \chi), \quad (2b)$$

уравнение Пуассона (1) в этом случае имеет решение типа потенциала Юкавы

$$\varphi(r) = -\frac{Z_0 e}{r} \exp(-r/\lambda_D). \quad (3)$$

Здесь радиус Дебая $\lambda_D = (4\pi \sum_s z_s^2 e^2 N_{s0} / T_s)^{-1/2}$ задает длину экранирования кулоновского поля неподвижного заряда [10].

Если заряд $Q = -Z_a e$ распределен равномерно по сфере радиуса a , то потенциал в этом случае равен:

$$\varphi(r) = \varphi_{aDeb} = -\frac{Z_a e}{a} \frac{1}{1 + a/\lambda_D} = \frac{\varphi_{aCol}}{1 + a/\lambda_D}, \text{ при } r < a \quad (4a)$$

$$\varphi(r) = \varphi_{Deb} = -\frac{Z_a e}{r(1 + a/\lambda_D)} \exp\left(\frac{a-r}{\lambda_D}\right) = \frac{a\varphi_a}{r} \exp\left(\frac{a-r}{\lambda_D}\right), \text{ при } r > a. \quad (4b)$$

При $r > a$ потенциал от равномерно заряженной сферы равен дебаевскому потенциалу (3) от точечного заряда $Z_0 = Z_a = \frac{\exp(a/\lambda_D)}{1+a/\lambda_D}$, при $r < a$ потенциал постоянен. Из уравнения (4a) следует, что для малых частиц $a \ll \lambda_D$ дебаевское значение поверхностного потенциала $\varphi_{aDeb} \approx \varphi_{aCol}(1 - a/\lambda_D)$ по модулю меньше кулоновского значения $\varphi_{aCol} = -Z_a e/a$.

Приближение OML. В этом приближении плотность электронов вокруг поглощающей сферы равна

$$n_e(r)/n_{e0} = e^\chi - \frac{1}{2} e^\chi \operatorname{erf} \sqrt{\Delta\chi} + \frac{1}{2} \sqrt{1-z^2} \operatorname{erfc} \sqrt{\frac{\Delta\chi}{1-z^2}} \times \exp \frac{z^2 \Delta\chi}{1-z^2}, \quad (5)$$

плотность свободных ионов

$$n_{if}(r)/n_{i0} = \sqrt{-\psi/\pi} + \frac{1}{2} e^{-\psi} \left\{ \operatorname{erfc} \sqrt{-\psi} + \sqrt{1-z^2} \times \exp \frac{\Delta\psi}{1-z^2} \right\}, \quad (6)$$

где $z = a/r$, а χ и ψ определены через (2). Для больших расстояний плотность свободных ионов и потенциал равны:

$$n_{if}(r)/n_{i0} = 1 - \psi(r) + \frac{z^2(2\psi(a) - 1)}{4}, \quad (7)$$

$$\varphi(r) = -(2\varphi(a) - T_i/e) \frac{T_e}{T_e + T_i} \frac{a^2}{4r^2} \approx \frac{Z_a e a^2}{2r^2}. \quad (8)$$

Для плотности связанных ионов в [10] получено следующее выражение

$$n_{ib}(r)/n_{i0} = A e^{-\psi} \sqrt{1 - z^2} \exp \frac{-z^2 \Delta\psi}{1 - z^2} \times \\ \times \left[\operatorname{erf} \sqrt{\frac{-\Delta_z \psi}{1 - z^2}} - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{-\Delta_z \psi}{1 - z^2}} \times \exp \frac{\Delta_z \psi}{1 - z^2} \right] \times \theta(-\Delta_z \psi), \quad (9)$$

где $\Delta_z \psi(r) = \psi(r) - z^2 \psi(a)$, $z = a/r$, θ – функция Хэвисайда.

Поток частиц на пылинку по модели Мотта-Смита для ионов равен

$$J_i(a) = \pi a^2 n_{i0} \sqrt{\frac{8T_e}{\pi M}} (1 - e\varphi/T_i) \equiv J_{i0} [1 - \psi(a)], \quad (10)$$

и, по закону Больцмана, для электронов:

$$J_e(a) = \pi a^2 n_{e0} \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m}} e^{e\varphi(a)/T_e} \equiv J_{e0} e^{\chi(a)}. \quad (11)$$

PIC моделирование. Плотности ионов и электронов, также как и распределение электрического поля и его потенциала, находились в результате самосогласованного решения уравнений динамики электронов и ионов совместно с уравнением Пуассона методом PIC (particles in cell). Начальные условия соответствовали равномерному распределению частиц по расчетной области, граничные условия определялись соответствующими физическими процессами – рекомбинацией зарядов на поверхности и термостатирующими граничными условиями на внешней границе. Постановка задачи подробно описана в работах [14 – 17]. В работе [8] использовалась аналогичная постановка вычислительного эксперимента, но для электронов использовалась модель электронной жидкости, распределенной по Больцману. В принципе, такое допущение вполне разумно для бесстолкновительной плазмы, только следует учитывать, что при этом существенно занижаются флуктуации заряда пылинки.

Результаты расчетов PIC методом. В табл. 1 представлены результаты расчетов двухтемпературной неподвижной плазмы аргона с $z = 1$, температурой ионов

$T_i = 0.025$ эВ и электронов $T_e = 1$ эВ и плотностью $n_i = 10^9$ см⁻³. Различные столбцы этой таблицы соответствуют разным величинам длины свободного пробега ионов до столкновения с нейтральными атомами. Дебаевский радиус (полный) при этих параметрах плазмы равен 36.7 мкм, число ионов в дебаевской сфере равно 207. Число ионов в вычислительной модели $N_i = 64000$, число электронов было таким, что общий заряд системы, включая заряд пылинки, был равен нулю. Длительность расчета составляла 13.5 мкс, что соответствовало примерно 45 ленгмюровским периодам. При вычислении средних характеристик экранирования из расчета выбрасывался начальный участок – 20% от всей длительности, на котором происходила релаксация начального состояния к стационарному значению.

Результаты расчетов демонстрируют качественную смену характера экранирования при учете столкновительной релаксации. Происходит переход от распределения, которое соответствует модели OML (расчет N 1) к распределению Дебая. Детальный анализ показывает, что распределение ионов даже у поверхности частицы практически совпадает с распределением Дебая (4) или (7), (9). Таким образом, можно сделать вывод, что релаксация (как и следовало ожидать) приводит к увеличению экранировки, а не к ее уменьшению, как отмечено в [8]. Из-за значительного увеличения потока ионов на пылинку происходит уменьшение ее заряда (модуля заряда), экранирование же на близких расстояниях усиливается.

Влияние связанных ионов на силу трения. Большой интерес представляет определение влияния связанных ионов на силу трения, которую оказывает ионный поток на пылинку. В приэлектродном слое ионы, помимо тепловой скорости, имеют еще и направленную скорость, величина которой соответствует энергии порядка электронной температуры. Структура “течения” ионного потока вокруг заряженной пылинки различной формы (сфера и иголочка) рассмотрена в работах [23, 24], но без учета связанных ионов. Вычислению силы ионного увлечения (ion drag force) посвящено несколько работ [25 – 28], но окончательного ответа нет, видимо, из-за сложности задачи оценки влияния ионной фокусировки на силу ионного увлечения. В этих условиях только численное моделирование дает возможность проверки различных теоретических подходов.

Т а б л и ц а 1

Характеристики зарядки пылинки при различных длинах свободного пробега ионов L_{mfP} . Приведены средние по времени: ΔN_i – число частиц, имеющих полную энергию $\epsilon = \frac{1}{2}mv^2 + q\varphi$ меньше заданного значения ($\epsilon < 0$, $\epsilon < -T_i$, $\epsilon < -2T_i$); $-Q/e$ – заряд пылинки в единицах заряда электрона и его среднеквадратичное отклонение от среднего значения $\Delta Q/e$; J_i/J_{i0} – полученный в численном эксперименте поток ионов на пылинку, нормированный на величину невозмущенного потока $J_{i0} = \pi a^2 n_{i0} (8T_e/\pi M)^{1/2}$; J_i/J_{iMS} – поток ионов, нормированный на величину потока по модели Мотта–Смита $J_{iMS} = J_{i0}[1 - \psi_{PIC}(a)]$, вычисленного с использованием полученного из моделирования значения поверхностного потенциала $\varphi_{PIC}(a)$; J_e/J_{eVol} – поток электронов, нормированный на величину потока по модели Больцмана $J_{eVol} = J_{e0} \exp[\chi_{PIC}(a)]$, вычисленную с использованием $\varphi_{PIC}(a)$; поверхностный потенциал $\varphi_{PIC}(a)$, нормированный на электронную температуру, а также его значения по моделям Дебая и Больцмана

№ расчета	1	2	3	4	5	6
$L_{mfP}, \mu m$	∞	1000	500	200	100	50
$\langle \Delta N_i(\epsilon < 0) \rangle$	0	1537	1436	1446	1750	3286
$\langle \Delta N_i(\epsilon < -T_i) \rangle$	0	339	284	223	197	219
$\langle \Delta N_i(\epsilon < -2T_i) \rangle$	0	147	124	93	80	87
$-Q/e$	4871	3393	2924	2337	1934	1766
$\Delta Q/e$	127	103	88	87	77	82
J_i/J_{i0}	16.6	34.7	45.4	62.3	74.2	85.8
J_i/J_{iMS}	0.118	0.372	0.553	0.955	1.379	1.741
J_e/J_{eVol}	1.820	1.184	1.178	1.081	0.977	1.015
$-\psi_{PIC}(a) = -e\varphi_{PIC}(a)/T_e$	3.413	2.324	1.997	1.593	1.319	1.211
$\psi_{sDeb} = e\varphi_s/T_e$	3.331	2.320	1.999	1.597	1.322	1.206
$\psi_{sCol} = e\varphi_s/T_e$	3.508	2.444	2.106	1.683	1.392	1.271

Влияние связанных ионов на экранирование в двухтемпературной плазме с холодными ионами привело к гипотезе о важности связанных ионов и для движущейся плазмы. Хотя ионы в потоке и имеют кинетическую энергию порядка электронной температуры, при перезарядке образуются холодные ионы, имеющие температуру атомов буферного газа. Поэтому, при значительном количестве связанных ионов, они могут давать решающий вклад в экранирование заряда пылинки.

Для проверки этой гипотезы выполнен расчет с параметрами расчета N3 из табл. 1, но при ионной температуре, равной электронной $T_i = T_e = 1 \text{ эВ}$. При этом температура образующихся в результате перезарядки ионов полагалась равной температуре газа $T_a = 0.025 \text{ эВ}$. В табл. 2 представлены результаты этого расчета, для сравнения во второй строке приведены данные расчета N3 из табл. 1. Приведенные данные, как и анализ функций распределений плотностей ионов и электронов, показывают, что характеристикой экранирования является радиус Дебая, определяемый температурой газа.

Т а б л и ц а 2

Характеристики зарядки пылинки при длине свободного пробега ионов

$L_{mfp} = 500 \text{ мкм}$ – приведены средний заряд, поток ионов, поверхностный потенциал

	$-Q/e$	J_i/J_{i0}	$-\psi_{PIC}(a)$	ψ_{sDeb}
$T_i = 1 \text{ эВ}$	2805	48.8	1.902	1.996
$T_i = 0.025 \text{ эВ}$	2924	45.4	1.997	1.999

MD моделирование. Для проверки полученного результата был выполнен расчет методом молекулярной динамики для движущейся плазмы. Все параметры задачи и постановка те же, что и в работе [23]. Плотности ионов и электронов, также как и распределение электрического поля и его потенциала, находились в результате самосогласованного решения уравнений динамики электронов и ионов совместно с уравнением Пуассона. Начальные условия соответствовали равномерному распределению частиц по расчетной области, граничные условия определялись соответствующими физическими процессами – рекомбинацией зарядов на поверхности и термостатирующими граничными условиями на внешней границе. Постановка задачи подробно описана в работе [23], только добавлен учет столкновений с атомами и появление в результате перезарядки ионов с температурой холодного газа.

Результаты расчетов MD методом. На рис. 1а представлен результат расчета плотности ионов из работы [23], на рис. 1б – то же самое при учете столкновений ионов с атомами. Как и следовало ожидать, столкновения приводят к появлению большого числа связанных ионов, что, в свою очередь, вызывает смену характера распределения ионной плотности. От типичного кильватерного хвоста ионного фокуса на рис. 1а происходит переход к распределению, близкому к сферически симметричному распределению на рис. 1б.

Еще более впечатляющим является результат вычисления силы трения. При учете перезарядки сила трения уменьшается почти в сто раз и даже меняет знак – сила трения

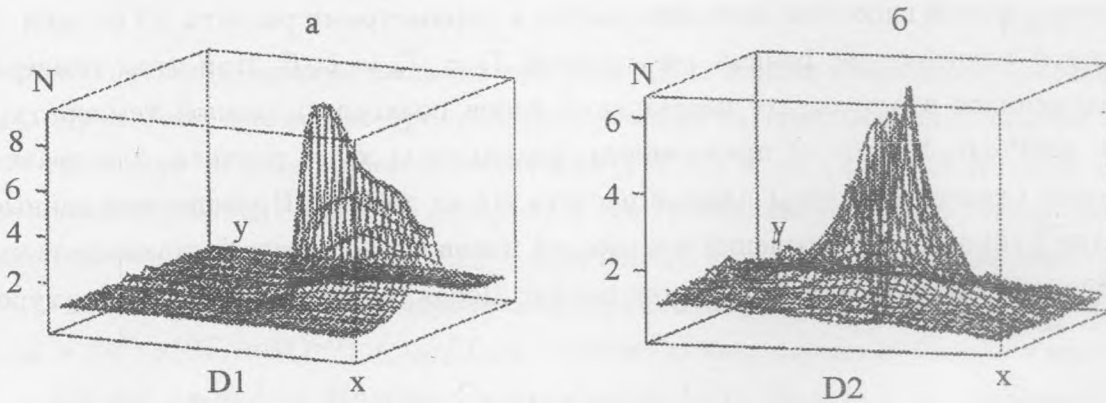


Рис. 1. Трехмерное изображение поверхности плотности ионов в плоскости xy , проходящей через пылинку: а) распределение без учета перезарядки; б) распределение с учетом перезарядки. Ось x направлена вдоль потока.

становится отрицательной (скорость потока положительна). Смена знака силы трения в принципе не вызывает большого удивления в свете работ [24, 25], в которых отрицательный коэффициент трения предсказывался на основе анализа кинетических моделей. Однако, хотя отрицательная сила в данном расчете и вычислена статистически достоверно, но природа ее вполне может быть и нефизичной, например, сила изображения от границ вычислительной ячейки. Этот эффект требует более тщательного исследования, которое планируется выполнить.

Результаты численного моделирования позволили проанализировать кинетические процессы, приводящие к экранированию пылевой частицы в газоразрядной плазме, и проверить существующие теоретические модели.

Получено, что наличие даже слабой столкновительной релаксации приводит к радикальному отклонению от широко используемой модели ограниченных орбит.

Распределения потенциала электрического поля и плотность ионов при учете перезарядки становятся очень близки к результатам модели Дебая. Распределение электронов хорошо описывается моделью Больцмана с дебаевским потенциалом. Но потоки частиц на пылинку сильно зависят от частоты столкновений ионов с атомами (давления газа) и соответственно заряд пылинки не может быть корректно определен по модели Мотта-Смита. Этот факт должен учитываться, например, при интерпретации экспериментов по измерению силы взаимодействия между пылинками [13, 22].

Для пылинки, находящейся в ионном потоке, показано, что связанные ионы приво-

дят к радикальному уменьшению силы трения. Распределение экранирующего заряда вокруг пылинки в ионном потоке в существенной мере определяется температурой холодного буферного газа. Поэтому характерной длиной, определяющей масштаб экранирования, становится ионный дебаевский радиус.

Автор благодарит Австралийский исследовательский совет (ARC), Университет г. Сиднея, Российский фонд фундаментальных исследований (проект 02-02-16439) и Нидерландское научное общество (NWO) за финансовую поддержку работы, а также С. В. Владимирова, А. М. Игнатова, А. А. Самаряна и С. А. Тригера за длительные полезные обсуждения проблем моделирования пылевой плазмы.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Mott-Smith H., Jr, and Langmuir I. *Phys. Rev.*, **28**, 27 (1926).
- [2] Bernshtein I. V. and Rabinovitz I. N. *Phys. Fluids*, **2**, 112 (1959).
- [3] Альперт Я. Л., Гуревич А. В., Питаевский А. П. Искусственные спутники в разреженной плазме. М., Наука, 1964.
- [4] Laframboise J. G. and Parker L. W. *Phys. Fluids*, **16**, 629 (1973).
- [5] Thomas H. and Morfill G. E. *Nature (London)*, **379**, 806 (1996).
- [6] Цытович В. Н. *УФН*, **167**, N1, 57 (1997).
- [7] Lampe M., Jouce G., Ganduli G., and Gavrishchaka V. *Phys. of Plasmas*, **7**, 3851 (2000).
- [8] Зобнин А. В., Нефедов А. П., Синельщиков В. А., и др. *ЖЭТФ*, **118**, вып. 3(9), 554 (2000).
- [9] Lampe M., Gavrishchaka V., Ganduli G., and Jouce G. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 5278 (2001).
- [10] Bystrenko T. and Zagorodny A. *Phys. Lett., A* **299**, 383 (2002).
- [11] Daugherty J. E., Porteous R. K., Kilgore M. D., and Graves D. B. *J. Appl. Phys.*, **72**(9), 3934 (1992).
- [12] Goree J. *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 277 (1992).
- [13] Schweigert V. A., Bedanov V. M., Schweigert I. V., et al. *ЖЭТФ*, **87**, 905 (1998).
- [14] Майоров С. А. *Физика плазмы*, **26**, N 7, 669 (2000).
- [15] Майоров С. А. *Теплофизика высоких температур*, **39**, N 6, 858 (2001).
- [16] Майоров С. А., Владимиров С. В., Крамер Н. Ф. *Физика плазмы*, **28**, N 11, 1025 (2002).

- [17] Владимиров С. В., Майоров С. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 2, 30 (2002).
- [18] Maiorov S. A. and Vladimirov S. V. 29th European Physical Society Conference on Plasma Physics and Controlled Fusion. Montreux, Switzerland, 17 – 21 June 2002, p. 47.
- [19] Майоров С. А. 31-ая Звенигородская конференция по физике плазмы и УТС, 16 – 20 февраля 2004, с. 207.
- [20] Игнатов А. М. Физика плазмы, **28**, N 10, 919 (2002).
- [21] Паль А. Ф., Сивохин Д. В., Старостин А. Н. и др. Физика плазмы, **28**, N 1, 32 (2002).
- [22] Melzer A., Schweigert V. A., and Piel A. Phys. Rev. Lett., **83**, 73194 (1999).
- [23] Maiorov S. A., Vladimirov S. V., and Cramer N. F. Phys. Rev., **E63**, No. 1, 017401 (2001).
- [24] Trigger S. A. and Zagorodny A. G. Contr. Plas. Phys., N 5 – 6, 381 (2003).
- [25] Trigger S. A. Phys. Rev., **E67**, 046403 (2003).
- [26] Khrapak S. A., Ivlev A. V., Morfil G. E., and Zhdanov S. K. Phys. Rev. Lett., **90**, 225002 (2003).

Институт общей физики
им. А. М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 12 мая 2004 г.