

Экранировка заряда микрочастицы в плазме с внешним источником ионизации

А. В. Филиппов¹⁾, А. Г. Загородний*, А. Ф. Паль, А. Н. Старостин

Государственный научный центр РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, 142190 Троицк, Московская обл., Россия

*Институт теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова НАН Украины, 03143 Киев, Украина

Поступила в редакцию 27 декабря 2004 г.

После переработки 20 января 2005 г.

Создана асимптотическая теория экранировки заряда пылевой частицы в плазме с внешним источником ионизации газа. Аналитически установлено, что в общем случае экранирование заряда микрочастицы, адсорбирующей заряд падающих на нее заряженных частиц плазмы, не описывается дебаевской теорией. Радиус экранирования определяется соотношением между коэффициентами электрон-ионной β_{ei} и ланжевеновской $\beta_L = 4\pi e k_i$ рекомбинаций (k_i – подвижность ионов) и при выполнении условия $\beta_L \gg \beta_{ei}$ радиус экранирования становится значительно больше электронного дебаевского радиуса. Установлено, что в изотермической плазме ионная компонента дает одинаковый вклад с электронами в экранировку при выполнении условия, что коэффициент электрон-ионной рекомбинации в два и более раз превышает ланжевеновский коэффициент рекомбинации ионов $\beta_{ei} \geq 2\beta_L$.

PACS: 52.27.Lw

Введение. Сегодня физика пылевой плазмы является одной из бурно развивающихся областей науки. Одним из важных и сложных вопросов в физике пылевой плазмы является вопрос о силе взаимодействия пылевых частиц. Этот вопрос тесно связан с вопросом о характере экранирования заряда пылевой частицы, до конца не решенным и в физике обычной низкотемпературной плазмы [1]. Практически во всех моделях, развиваемых в физике пылевой плазмы на современном этапе, используется предположение о дебаевском характере экранирования заряда пылевой частицы (см., например, обзорные работы [2, 3]). При этом нет единой точки зрения в вопросе о роли ионной компоненты в экранировке поля. Радиус экранирования является важным параметром, определяющим условия кристаллизации дебаевской плазмы [2], величину силы ионного увлечения (в этом контексте показательна статья [4] и последующая полемика [5, 6]), спектр собственных колебаний пылевой плазмы [2] и т.д.

В настоящей работе рассмотрено формирование и экранировка заряда уединенной пылевой частицы в плазме с внешним источником ионизации газа в гидродинамическом режиме переноса электронов и ионов. Исследование пылевой плазмы при повышенных давлениях, в которой ионизация газа осуществляется внешним источником, а ионизация собственными

электронами плазмы пренебрежимо мала, в последние годы вызывает все больший интерес (см. [2], а также [7–12]). Поэтому объектом исследования в настоящей работе является пылевая плазма с постоянной скоростью ионизации газа внешним источником, таким как пучок быстрых электронов или протонов в несамостоятельных разрядах или лазерное излучение в фоторезонансной плазме.

Асимптотическая теория экранирования.

Пусть в центре системы координат расположена пылинка, а ионизация плазмы, компенсирующая ее потери за счет поглощения плазменных частиц пылинкой, однородна и постоянна во времени и в пространстве. В дрейфово-диффузионном приближении уравнения, описывающие стационарное состояние плазмы, имеют вид

$$\nabla \Gamma_\sigma = Q_{\text{ion}} - \beta_{ei} n_e n_i; \quad \sigma = e, i, \quad (1)$$

где

$$\Gamma_\sigma = - \left\{ \frac{e_\sigma n_\sigma}{m_\sigma \nu_\sigma} \nabla \phi + D_\sigma \nabla n_\sigma \right\}; \quad (2)$$

ν_σ – частота столкновений, D_σ – коэффициент диффузии, Q_{ion} – интенсивность объемной ионизации внешним источником, β_{ei} – коэффициент рекомбинации, ϕ – потенциал самосогласованного поля, $e_\sigma = e$ для $\sigma = i$ и $e_\sigma = -e$ для $\sigma = e$, e – элементарный заряд. Нас интересует асимптотическое поведение

¹⁾e-mail: fav@triniti.ru

эффективного потенциала при $r \gg a$, когда все коэффициенты в (1), (2) можно считать не зависящими от координат, а собственная ионизация атомов за счет плазменных электронов предполагается пренебрежимо малой по сравнению с Q_{ion} . Нужно отметить, что заряд и, соответственно, электрическое поле пылевой частицы формируются электронами, поэтому из термодинамических соображений ясно, что поле пылинки не может греть электронную компоненту и приводит к заметному изменению коэффициентов переноса, ионизации и рекомбинации электронов [8]. Это означает, что собственная ионизация плазмы возможна только во внешнем электрическом поле, величина которого в разрядах с внешним источником ионизации недостаточна для заметной ионизации газа.

Поскольку эффективный потенциал является убывающим с расстоянием, начиная с некоторого радиуса R_L можно провести линеаризацию уравнений (1), (2). Считая, что в отсутствие пылинки $\nabla \Gamma_\sigma = 0$, следовательно,

$$n_{0e,i} = \sqrt{Q_{\text{ion}}/\beta_{ei}}; \quad (3)$$

после линеаризации уравнения (1) приобретают вид

$$-\frac{e\sigma n_0}{m_\sigma \nu_\sigma} \Delta \phi - D_\sigma \Delta \delta n_\sigma = -\beta_{ei} n_0 (\delta n_e + \delta n_i), \quad (4)$$

где $n_0 \equiv n_{0e,i}$; $\delta n_\sigma \equiv \delta n_\sigma(r)$ – отклонения плотности частиц сорта σ из-за поглощения плазмы пылинкой ($n_e = n_{0e} + \delta n_e$; $n_i = n_{0i} + \delta n_i$).

Уравнение Пуассона в этих величинах имеет вид

$$\Delta \phi = -4\pi \delta \rho = -4\pi \sum_\sigma e_\sigma \delta n_\sigma. \quad (5)$$

Разделим уравнение (4) на D_σ , а затем просуммируем по сортам частиц. В итоге, с учетом (5) и соотношений Эйнштейна $D_\sigma = T_\sigma/m_\sigma \nu_\sigma$, для суммарной плотности $\sum_\sigma \delta n_\sigma \equiv \delta n_+$ получаем уравнение

$$\Delta \delta n_+ - k_s^2 \delta n_+ = k_{D-}^2 \delta n_-, \quad (6)$$

где $k_s^2 = \sum_\sigma \beta_{ei} n_0 / D_\sigma$, $k_{D-}^2 = k_{Di}^2 - k_{De}^2$, $k_{D\sigma}^2 = 4\pi e_\sigma^2 n_0 / T_\sigma$, $\delta n_- = \delta n_i - \delta n_e$.

С другой стороны, разделив (4) на D_σ и умножив на e_σ , после суммирования по сортам получаем

$$\Delta \delta n_- - k_D^2 \delta n_- = k_s^2 \delta n_+, \quad (7)$$

где $k_D^2 = k_{De}^2 + k_{Di}^2$, $k_s^2 = k_{si}^2 - k_{se}^2$, $k_{s\sigma}^2 = \beta_{ei} n_0 / D_\sigma$. Из уравнений (6) и (7) в случае *неизотермической плазмы* получаем

$$(\Delta - k_1^2) (\Delta - k_2^2) \delta n_- = 0, \quad (8)$$

где

$$k_{1,2}^2 = \frac{1}{2} \left[(k_D^2 + k_s^2) \pm \sqrt{(k_D^2 - k_s^2)^2 + 4k_{D-}^2 k_s^2} \right]. \quad (9)$$

Из (8), с учетом $\delta n_{e,i}(\infty) = 0$, следует:

$$\delta n_- = \frac{A}{r} e^{-k_1 r} + \frac{B}{r} e^{-k_2 r}, \quad (10)$$

где A и B – произвольные постоянные, не определяемые в рамках данного подхода. Подставив (10) в уравнение Пуассона (5), после интегрирования получаем:

$$\phi = \frac{A_1}{r} e^{-k_1 r} + \frac{B_1}{r} e^{-k_2 r}, \quad (11)$$

где $A_1 = -4\pi e A / k_1^2$, $B_1 = -4\pi e B / k_2^2$. Из (11) видно, что в нашем случае потенциал, создаваемый пылинкой, описывается, в отличие от дебаевской теории, суперпозицией двух экспонент с различными постоянными экранирования k_1 и k_2 . Из (11) следует

$$E = -\frac{A_1}{r^2} (1 + k_1 r) e^{-k_1 r} - \frac{B_1}{r^2} (1 + k_2 r) e^{-k_2 r}. \quad (12)$$

На больших расстояниях экранирование будет определяться меньшей постоянной, а именно, величиной k_2 со знаком “–” перед знаком корня в (9). В плазме всегда $D_e \gg D_i$, поэтому

$$k_s^2 \simeq \frac{\beta_{ei} n_0}{D_i} = \frac{\beta_{ei}}{\beta_L} k_{Di}^2, \quad k_{s-}^2 \simeq k_s^2, \quad (13)$$

где $\beta_L = 4\pi e k_i$ – ланжевеновский коэффициент рекомбинации ионов. Для большинства ионов при атмосферном давлении $\beta_L \gg \beta_{ei}$, поэтому $k_s^2 \ll k_{Di}^2$. В этом случае при $T_e \gg T_i$ из (9) следует, что радиус экранирования в неизотермической плазме в электронных радиусах Дебая λ_{De} определяется выражением

$$\lambda_2 = \lambda_{De} \sqrt{\frac{\beta_L}{2\beta_{ei}}}, \quad (14)$$

то есть при условии $\beta_L \gg \beta_{ei}$ радиус экранирования будет заметно выше электронного дебаевского радиуса, что отмечалось нами при численном моделировании в предыдущих работах [7–11]. Причем в работе [9] при исследовании характера экранирования заряда микрочастицы при постоянной плотности плазмы было установлено, что экранирование имело экспоненциальный характер, а радиус экранирования падал с ростом коэффициента электрон-ионной рекомбинации, в полном согласии с (14). Отметим, что если в процессах гибели электронов необходим

учет трехчастичной рекомбинации электронов и ионов с электроном в качестве третьего тела, то вместо β_{ei} во все выражения войдет сумма $(\beta_{ei} + 2\beta_3 n_{0e})$ и выражение (14) примет вид

$$\lambda_2 = \lambda_{De} \sqrt{\frac{\beta_L}{2(\beta_{ei} + 2\beta_3 n_{0e})}}. \quad (15)$$

Выражение (14) можно представить в виде

$$\lambda_2 = \sqrt{D_a \tau_{rec}}, \quad (16)$$

откуда видно, что радиус экранирования с точностью до постоянного множителя определяется характерной длиной амбиполярной диффузии ионов с коэффициентом $D_a = D_i (1 + T_e/T_i)$ за характерное рекомбинационное время $\tau_{rec} = (2\beta_{ei} n_{e0})^{-1}$. Выражение (16) с точностью до постоянного множителя совпадает с оценкой размера области возмущения плазмы пылевой частицей, полученной в [11].

Далее рассмотрим случай *изотермической* плазмы $T_e = T_i$. В этом случае $k_{D-}^2 = 0$ и в уравнении (6) разрывается связь между величинами δn_+ и δn_- . Из (6) теперь следует

$$\delta n_+ = \frac{A}{r} e^{-k_s r}. \quad (17)$$

В случае, когда нет стока электронов и ионов (например, неадсорбирующая электроны и ионы микрочастица), плотности электронов и ионов будут распределены по закону Больцмана и в изотермическом случае будет выполнено равенство $\delta n_+ = 0$, поэтому $A = 0$ и в приведенных ниже выражениях останутся только дебаевские члены. Но в неизотермическом случае в плазме с рассматриваемым здесь методом генерации заряженных частиц токи будут даже в случае неадсорбирующей пылинки (из равенства токов (2) нулю следуют больцмановские распределения для электронов и ионов, разложив которые на больших расстояниях и подставив в (4), мы увидим, что при $T_e \neq T_i$ правая часть (4) не сводится к нулю).

Решение уравнения (7) при $k_D \neq k_s$ имеет вид

$$\delta n_- = \frac{k_s^2 - k_D^2}{k_s^2 - k_D^2} \frac{A}{r} e^{-k_s r} + \frac{B}{r} e^{-k_D r}. \quad (18)$$

Для отклонений концентрации ионов и электронов от равновесной получаем

$$\delta n_i = \frac{1}{2} \frac{k_s^2 + k_s^2 - k_D^2}{(k_s^2 - k_D^2)} \cdot \frac{A}{r} e^{-k_s r} + \frac{1}{2} \frac{B}{r} e^{-k_D r}, \quad (19)$$

$$\delta n_e = \frac{1}{2} \frac{k_s^2 - k_s^2 - k_D^2}{(k_s^2 - k_D^2)} \cdot \frac{A}{r} e^{-k_s r} - \frac{1}{2} \frac{B}{r} e^{-k_D r}. \quad (20)$$

При выполнении условия

$$k_D^2 = k_s^2 + k_s^2, \quad (21)$$

что тождественно равенству

$$\beta_{ei} = \beta_L, \quad (22)$$

из (19) следует, что на расстояниях $r \gg k_D^{-1}$

$$\delta n_i \simeq 0, \quad (23)$$

хотя из (20) видно, что возмущение электронной плотности в этой области спадает по экспоненте

$$\delta n_e \approx \frac{A}{r} e^{-k_s r}. \quad (24)$$

В случае неизотермической плазмы приближенное равенство (23) на больших расстояниях справедливо при выполнении условия

$$k_D^2 + k_{D-}^2 = k_s^2 + k_s^2, \quad (25)$$

откуда снова следует равенство (22). На основе (18) из уравнения Пуассона получаем:

$$\phi = -\frac{A_2}{(k_s^2 - k_D^2)} \frac{1}{r} e^{-k_s r} - \frac{B_2}{r} e^{-k_D r}, \quad (26)$$

где $A_2 = 4\pi e A k_s^2 / k_s^2$, $B_2 = 4\pi e B / k_D^2$. Из (26) следует, что на расстояниях $r \gg k_{\max}^{-1}$, где $k_{\max} = \max\{k_s, k_D\}$, асимптоты потенциала и напряженности электрического поля имеют вид

$$\phi \propto \frac{1}{r} e^{-k_{\min} r}; \quad E \propto \frac{1 + k_{\min} r}{r^2} e^{-k_{\min} r}, \quad (27)$$

где $k_{\min} = \min\{k_s, k_D\}$. При $k_s = k_D$, то есть в случае резонанса, решение уравнения (7) имеет вид

$$\delta n_- = \left(-\frac{k_s^2 - A}{2k_s} + \frac{B}{r} \right) e^{-k_s r}. \quad (28)$$

В этом случае из уравнения Пуассона получаем:

$$\begin{aligned} \phi &= \left(\frac{A_2}{2k_s} + \left[\frac{A_2}{k_s^2} - B_2 \right] \cdot \frac{1}{r} \right) e^{-k_s r}, \\ E &= \left(\frac{A_2}{2} + \left[\frac{A_2}{k_s^2} - B_2 \right] \cdot \frac{1 + k_s r}{r^2} \right) e^{-k_s r}. \end{aligned} \quad (29)$$

Видно, что асимптоты при $k_s = k_D$ имеют вид простой экспоненты с дебаевским радиусом экранирования

$$\phi \propto e^{-k_s r}; \quad E \propto e^{-k_s r}. \quad (30)$$

Как отмечалось выше, для большинства ионов при атмосферном давлении $\beta_L > \beta_{ei}$ и, следовательно,

$k_s^2 < k_D^2$. Поэтому в изотермической плазме радиус экранирования определяется выражением

$$\lambda_s = k_s^{-1} = \lambda_{De} \sqrt{\frac{\beta_L}{\beta_{ei}}}, \quad (31)$$

которое незначительно отличается от (14). Из (14) и (31) можно сделать вывод, что при выполнении условия $\beta_L \gg \beta_{ei}$ как в изотермической, так и в неизотермической плазме ионы не участвуют в экранировке поля пылевой частицы. При выполнении противоположного условия, $\beta_L < \beta_{ei}$, в распределении ионов появляется горб (см. рис.1). Поэтому диффузионная составляющая тока ионов разворачивается против дрейфовой составляющей. По этой причине

и уравнения Пуассона. Задавались следующие граничные условия:

$$\begin{aligned} n_{e,i}|_{r=r_0} &= 0, & E|_{r=r_0} &= eq_{\text{int}}/r_0^2, \\ n_{e,i}|_{r=\infty} &= n_0 = \sqrt{Q_{\text{ion}}/\beta_{ei}}, & \phi|_{r=\infty} &= 0, \end{aligned} \quad (33)$$

где $q_{\text{int}} = 4\pi r_0^2 \int (|\Gamma_i| - |\Gamma_e|) dt$. Более подробно методика расчета описана в [8]. В контрольных расчетах с нулевыми источниками рождения и гибели электронов в расчетной ячейке было получено решение с неэкранированным зарядом, подробно обсуждавшееся в [9]. Отметим, что такие условия, возможно, реализуются в так называемой Q-машине [13], в которой ионизация атомов цезия происходит на разогретых стенках рабочей камеры, а рекомбинация электронов и атомарных ионов в объеме идет с пренебрежимо малой скоростью. При тех же граничных условиях с ненулевыми Q_{ion} и β_{ei} квазинейтральность расчетной ячейки восстанавливалась. Причем величина заряда микрочастицы, распределение плазмы и электрического поля не зависели от вида граничного условия для поля – в приведенном выше виде через накопленный заряд или в виде равенства нулю поля на внешней границе. Расчеты проведены для аргона при скорости ионизации $Q_{\text{ion}} = 10^{16} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ при разных давлениях с постоянным коэффициентом рекомбинации $\beta_{ei} = 0.85 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$ для следующих параметров: $T_e = T_i = 300 \text{ К}$, $r_0 = 10 \text{ мкм}$, $n_{e0} = n_{i0} = n_0 = 1.087 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $\lambda_{De} = 3.63 \text{ мкм}$, $\lambda_D = 2.56 \text{ мкм}$. Изменение ланжевеновского коэффициента рекомбинации осуществлялось изменением давления.

Из рис.1 видно, что действительно при выполнении условия (22) концентрация ионов остается постоянной почти до самой пылевой частицы, когда начинает сказываться поглощение ионов пылинкой. Постоянство плотности ионов обусловлено тем, что уменьшение скорости гибели ионов в процессе электрон-ионной рекомбинации по мере уменьшения концентрации электронов точно компенсируется увеличением скорости ланжевеновской рекомбинации. Подробно этот вопрос, а также условие появления максимума в распределении ионов и формировании области амбиполярной диффузии, совпадающее с (22), обсуждались в [8], а в настоящей работе это условие получило строгое обоснование.

На рис.2 проводится проверка соотношения (17) путем сравнения с расчетным распределением величины δn_+ . Видно прекрасное согласие расчета и развитой здесь асимптотической теории. На рис.3 приведены распределения приведенного поля. Видно, что

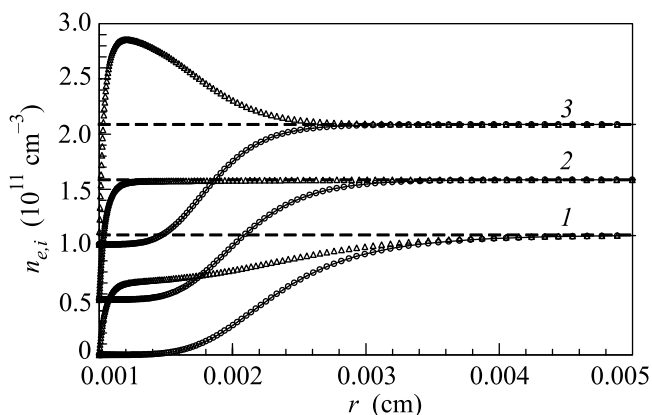


Рис.1. Распределение ионов и электронов около пылевой частицы. \circ , \triangle – расчетные точки для электронов и ионов, соответственно; сплошные линии – распределения Больцмана для электронов; штриховые линии – плотность электронов и ионов в невозмущенной плазме. 1 – концентрация атомов аргона $N = 2.8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$; 2 – $N = 1.12 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$; 3 – $N = 4.5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Кривые 2 и 3 для удобства представления сдвинуты вверх

не распределение ионов становится близким к равновесному и ионная компонента начинает принимать участие в экранировке. Поэтому радиус экранирования, равный электронному дебаевскому при $\beta_L = \beta_{ei}$ ($k_s = k_D/\sqrt{2}$), становится равным классическому дебаевскому при $\beta_L \leq \frac{1}{2}\beta_{ei}$ ($k_s \leq k_D$).

Сравнение асимптотической теории экранирования с результатами численных расчетов. На рис.1 приведены распределения электронов и ионов в окрестности пылевой частицы при разных соотношениях коэффициентов электрон-ионной и ланжевеновской рекомбинаций, полученные при численном решении нестационарных уравнений непрерывности

$$\partial n_{\sigma}/\partial t + \text{div } \Gamma_{\sigma} = Q_{\text{ion}} - \beta_{ei} n_e n_i \quad (32)$$

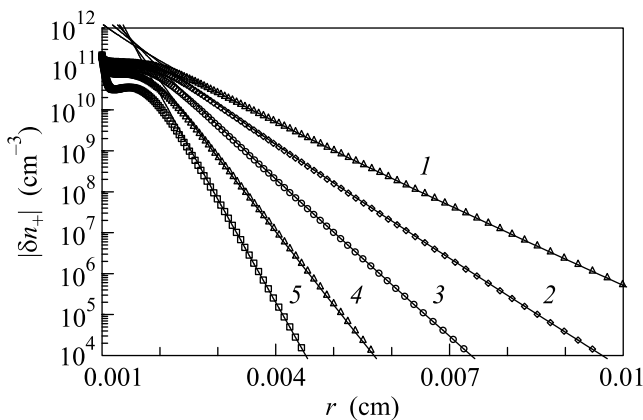


Рис.2. Распределение δn_+ около пылевой частицы. Точки - расчет, сплошные линии - распределение (17). 1 - $\beta_L = 4\beta_{ei}$, $N = 2.8 \cdot 10^{19}$; 2 - $\beta_L = 2\beta_{ei}$, $N = 5.6 \cdot 10^{19}$; 3 - $\beta_L = \beta_{ei}$, $N = 1.12 \cdot 10^{20}$; 4 - $\beta_L = \frac{1}{2}\beta_{ei}$, $N = 2.24 \cdot 10^{20}$; 5 - $\beta_L = \frac{1}{4}\beta_{ei}$, $N = 4.48 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$

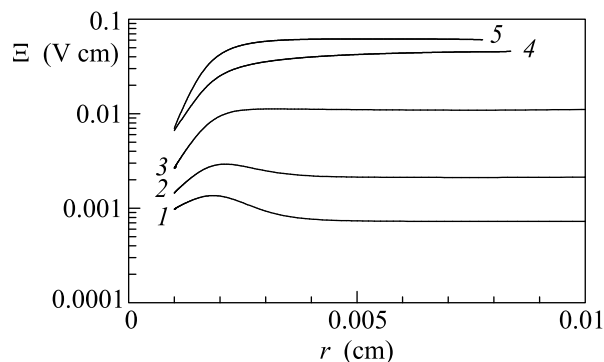


Рис.3. Распределение приведенного поля. Для кривых 1-3, 5 - $\Xi = Er_0^2 \exp(k_{\min} r) (1 + k_{\min} r)^{-1}$, а для 4 - $\Xi = Er_0^2 \exp(k_{\min} r_0) (1 + k_{\min} r_0)^{-1}$. Соответствие номеров кривых параметрам расчета, как на рис.2

начиная с некоторого расстояния, функции $\Xi(r)$ выходят на асимптоты, параллельные оси абсцисс, как и должно быть согласно выражениям (27) и (30).

На рис.4 для примера проводится сравнение найденных нами в работах [10, 11] (путем аппроксимации расчетного потенциала с помощью стандартной экспоненты, деленной на радиус) радиусов экранирования с вычисленными по формуле (15). Видно хорошее согласие расчета с асимптотической теорией. Расхождение на малых временах связано с тем, что плотность электронов в фоторезонансной плазме на начальном этапе еще мала и радиус экранирования оказывается огромным. Поэтому расчеты для его правильного определения надо было проводить со значительно большим радиусом расчетной ячейки, чем это сделано в [10, 11].

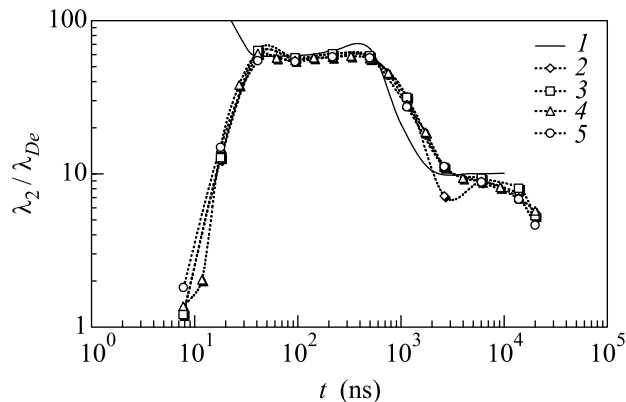


Рис.4. Радиус экранирования в электронных дебаевских радиусах, рассчитанный из соотношения (15) (кривая 1) в сравнении с опубликованными в [11] данными для фоторезонансной плазмы. 2 - радиус пылевых частиц $r_0 = 1 \text{ мкм}$, 3 - $r_0 = 2 \text{ мкм}$, 4 - $r_0 = 5 \text{ мкм}$, 5 - $r_0 = 10 \text{ мкм}$

Заключение. В настоящей работе методом возмущений создана асимптотическая теория экранировки заряда уединенной пылевой частицы в плазме с внешним источником ионизации газа в гидродинамическом режиме переноса электронов и ионов. Установлено, что в общем случае экранирование заряда микрочастицы, адсорбирующей заряженные частицы плазмы, не описывается дебаевской теорией. Радиус экранирования определяется отношением коэффициентов диссоциативной и ланжевеновской рекомбинаций, и при малости последнего радиус экранирования становится значительно больше даже электронного дебаевского радиуса. Таким образом, получено строгое обоснование неоднократно наблюдавшегося ранее в численных расчетах в гидродинамическом приближении заметного превышения величины радиуса экранирования над дебаевским радиусом [7-11], а также отмеченной в [9, 11] корреляции радиуса экранирования и коэффициента рекомбинации ионов.

Настоящая работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проекты # 04-02-16883а, # 04-02-16775а, # 4-02-08085 офи.а и НШ-1257.2003.2, а также Государственного фонда фундаментальных исследований Украины, проект # 2.7/0049.

1. Ю. П. Райзер, *Физика газового разряда*, М.: Наука, 1987.
2. В. Е. Фортгов, А. Г. Храпак, С. А. Храпак и др., *УФН* **174**, 495 (2004).
3. A. Piel and A. Melzer, *Plasma Phys. Control. Fusion* **44**, R1 (2002).

4. C. Zafu, A. Melzer, and A. Piel, *Phys. Plasmas* **9**, 4794 (2002); **10**, 1278 (2003).
5. S. A. Khrapak, A. V. Ivlev, G. E. Morfill et al., *Phys. Plasmas* **10**, 4579 (2003).
6. C. Zafu, A. Melzer, and A. Piel, *Phys. Plasmas* **10**, 4582 (2003).
7. А. Ф. Паль, Д. В. Сивохин, А. Н. Старостин и др., *Физика плазмы* **28**, 32 (2002).
8. А. В. Филиппов, Н. А. Дятко, А. Ф. Паль, А. Н. Старостин, *Физика плазмы* **29**, 214 (2003).
9. O. Bystrenko and A. Zagorodny, *Phys. Rev* **E67**, 066403 (2003).
10. А. Г. Леонов, А. Ф. Паль, А. Н. Старостин, А. В. Филиппов, *Письма в ЖЭТФ* **77**, 577 (2003).
11. А. Г. Леонов, А. Ф. Паль, А. Н. Старостин, А. В. Филиппов, *ЖЭТФ* **126**, 75 (2004).
12. В. Н. Бабичев, А. Ф. Паль, А. Н. Старостин и др., *Письма в ЖЭТФ* **80**, 276 (2004).
13. С. И. Попель, А. П. Голубь, Т. В. Лосева, *Письма в ЖЭТФ* **74**, 396 (2001).