

# ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ НА ЗАРЯД И ЭКРАНИРОВКУ МАКРОЧАСТИЦЫ В ПЛАЗМЕ В РЕЖИМЕ СПЛОШНОЙ СРЕДЫ

Л. Г. Дьячков<sup>a\*</sup>, А. Г. Храпак<sup>a</sup>, С. А. Храпак<sup>b</sup>

<sup>a</sup> *Объединенный институт высоких температур Российской академии наук  
125412, Москва, Россия*

<sup>b</sup> *Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik  
D-85741, Garching, Germany*

Поступила в редакцию 13 июня 2007 г.

В рамках приближения сплошной среды рассмотрено влияние электронной эмиссии с поверхности сферической макрочастицы, помещенной в плазму, на ее заряд при условии, что можно пренебречь ионизацией и рекомбинацией в возмущенной области плазмы вокруг макрочастицы. Введен параметр, характеризующий интенсивность эмиссии независимо от ее механизма (вторичной, фото- или термоэмиссии), получено аналитическое выражение для заряда макрочастицы  $Z_d$  и приведен критерий изменения его знака. Более подробно рассмотрен случай термоэмиссии. Показано, что потенциал вдали от макрочастицы имеет кулоновскую асимптотику с некоторым эффективным зарядом  $Z_{eff}$ , который всегда отрицателен независимо от знака  $Z_d$ . Таким образом, при  $Z_d > 0$  потенциал меняет знак и проходит через минимум, что делает возможным электростатическое притяжение между положительно заряженными макрочастицами.

PACS: 52.27.Lw, 52.20.Hv

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Обычно макрочастица (частица конденсированной дисперсной фазы микронных размеров), помещенная в плазму, приобретает отрицательный заряд вследствие значительно большей подвижности электронов по сравнению с положительными ионами [1, 2]. Ее отрицательный заряд растет до тех пор, пока из-за усиливающегося отталкивания электронов и притяжения ионов их потоки на поверхность макрочастицы не сравняются. Это происходит независимо от того, является ли режим зарядки бесстолкновительным или сильностолкновительным.

Как известно, любой заряд в плазме экранирован. Но в столкновительном режиме, если в окрестности макрочастицы можно пренебречь объемной ионизацией и рекомбинацией (длины ионизации и рекомбинации много больше характерной длины экранирования  $\lambda_D$ ), происходит неполная экранировка заряда. Асимптотика потенциала на больших

расстояниях имеет кулоновский вид с некоторым эффективным зарядом, меньшим истинного заряда макрочастицы. Этот результат получен как в численных расчетах [3], так и аналитически [4–6]. Он связан с сохранением потока электронов и ионов из плазмы на поверхность макрочастицы.

Положительный заряд макрочастица может приобрести в результате электронной эмиссии с ее поверхности (вторичной, фото- или термоэмиссии). В этом случае стационарный заряд определяется балансом трех потоков: ионного и электронного из плазмы на частицу и электронноэмиссионного с ее поверхности в плазму. Если влияние эмиссии невелико, заряд, оставаясь отрицательным, уменьшается по абсолютной величине. С усилением эмиссии заряд становится положительным.

В данной работе исследуется влияние электронной эмиссии на зарядку и экранировку сферической макрочастицы в приближении сплошной среды при отсутствии объемной ионизации и рекомбинации в ее окрестности. Для этого случая предложена простая аналитическая модель. Аналогичный

\*E-mail: dyachk@mail.ru

вопрос для бесстолкновительного режима рассматривался в работах [7–9]. В работе [7] определен заряд макрочастицы с учетом термоэмиссии и найден критерий изменения его знака. В работе [8] исследована зарядка и экранировка методом молекулярной динамики, а в [9] построена соответствующая кинетическая теория. В этих работах было указано на возможность притяжения между положительно заряженными эмитирующими частицами. Экранировка заряда макрочастицы как с учетом, так и без учета источников объемной ионизации и рекомбинации была рассмотрена аналитически и численно в работах Филиппова и др. [10, 11].

## 2. МОДЕЛЬ ЗАРЯДКИ

При отсутствии объемной ионизации и рекомбинации в окрестности макрочастицы после интегрирования уравнений непрерывности для концентраций ионов  $n_i$  и электронов  $n_e$  в диффузионно-дрейфовом приближении с учетом сферической симметрии имеем [4]

$$\frac{dn_{i(e)}}{dr} \pm \frac{en_{i(e)}}{T_{i(e)}} \frac{d\varphi}{dr} = \frac{I_{i(e)}}{4\pi D_{i(e)} r^2}, \quad (1)$$

где  $T_{i(e)}$ ,  $D_{i(e)}$  и  $I_{i(e)}$  — соответственно температура (в энергетических единицах), коэффициент диффузии и поток на макрочастицу ионов (электронов);  $\varphi$  — электростатический потенциал; верхний (нижний) знак соответствует ионам (электронам). При наличии электронной эмиссии  $I_e$  — полный поток электронов на макрочастицу, т. е. разность потоков из плазмы на макрочастицу и эмиссионного в обратном направлении. В стационарных условиях  $I_i = I_e$ . Общее решение (1) имеет вид

$$n_{i(e)}(r) = \exp\left(\mp \frac{e\varphi(r)}{T_{i(e)}}\right) \times \\ \times \left[ n_{i(e)}(r_0) \exp\left(\pm \frac{e\varphi(r_0)}{T_{i(e)}}\right) + \right. \\ \left. + \frac{I_{i(e)}}{4\pi D_{i(e)}} \int_{r_0}^r \exp\left(\pm \frac{e\varphi(r')}{T_{i(e)}}\right) \frac{dr'}{r'^2} \right], \quad (2)$$

где  $r_0$  — вообще говоря, произвольное значение радиуса. Обычно в качестве  $r_0$  принимается такое значение  $r$ , для которого записываются граничные условия. Если радиус макрочастицы  $a \ll \lambda_D$  ( $\lambda_D$  — дебаевский радиус), то существует область  $r < r_1$ , где экранированием можно пренебречь и потенциал аппроксимировать кулоновским:

$$\varphi(r) \approx \frac{eZ_d}{r} + \varphi_c. \quad (3)$$

Здесь  $eZ_d$  — заряд макрочастицы,  $\varphi_c$  — некоторая константа, определяемая экранировкой плазмы при  $r > r_1$  (явное выражение для  $\varphi_c$  приведено в разд. 4, знак  $\varphi_c$  противоположен знаку  $Z_d$ ). Тогда для  $r_0 = a$  и  $a < r < r_1$  из (2) получим

$$n_i(r) = \left[ n_i(a) + \frac{I_i}{4\pi z a \tau D_i} \right] \exp\left[ z\tau \left( 1 - \frac{a}{r} \right) \right] - \frac{I_i}{4\pi z a \tau D_i}, \quad (4)$$

$$n_e(r) = \left[ n_e(a) - \frac{I_e}{4\pi z a D_e} \right] \exp\left[ -z \left( 1 - \frac{a}{r} \right) \right] + \frac{I_e}{4\pi z a D_e}, \quad (5)$$

где

$$z = \frac{e^2 Z_d}{T_e a}, \quad \tau = \frac{T_e}{T_i}.$$

Вследствие экспоненциальной зависимости от  $r$  концентрации  $n_i$  и  $n_e$  быстро стремятся к постоянному значению, не зависящему от  $r$ , которое, очевидно, должно совпадать с невозмущенной плотностью плазмы  $n_0$ . Таким образом, можно записать соотношения

$$n_i(a) e^{z\tau} + \frac{I_i}{4\pi z a \tau D_i} (e^{z\tau} - 1) = n_0, \quad (6)$$

$$n_e(a) e^{-z} + \frac{I_e}{4\pi z a D_e} (1 - e^{-z}) = n_0, \quad (7)$$

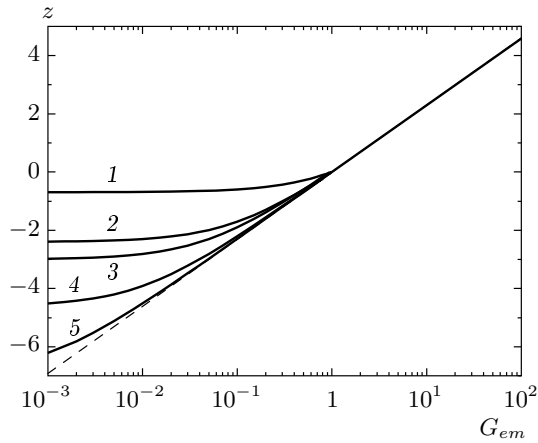
которые справедливы для значений  $r$ , удовлетворяющих следующим условиям: в случае притягивающихся частиц (ионов при  $Z_d < 0$  или электронов при  $Z_d > 0$ )  $a \ll r < r_1$ ; в случае отталкивающихся частиц  $z\tau a \ll r < r_1$  или  $|z|a \ll r < r_1$  соответственно для ионов или электронов.

Из формулы (6) при нулевом граничном условии для ионов  $n_i(a) = 0$  получим [6, 12]

$$I_i = \frac{4\pi a n_0 z \tau D_i}{e^{z\tau} - 1}. \quad (8)$$

При наличии электронной эмиссии нулевое граничное условие для электронов уже неприменимо. Очевидно, граничное условие зависит от механизма эмиссии (вторичная, фото- или термоэмиссия) и ее интенсивности. Не конкретизируя механизм электронной эмиссии, будем характеризовать ее интенсивность при заданном значении  $n_0$  параметром  $G_{em} = n_e(a)/n_0$ . Тогда из формулы (7) получим

$$I_e = 4\pi a n_0 z D_e \frac{1 - G_{em} e^{-z}}{1 - e^{-z}}. \quad (9)$$



**Рис. 1.** Зависимости  $z$  от параметра  $G_{em}$  для различных значений  $\tau/d$ : 1 (1), 0.1 (2), 0.05 (3), 0.01 (4), 0.001 (5); штриховая линия — асимптотическая зависимость (12)

Баланс потоков  $I_i = I_e$  приводит к уравнению

$$\tau \frac{D_i}{D_e} \frac{1 - e^{-z}}{e^{z\tau} - 1} = 1 - G_{em} e^{-z}, \quad (10)$$

решение которого дает безразмерный заряд макро-частицы  $z$ . В случае изотермической ( $\tau = 1$ ) плазмы

$$z = \ln(D_i/D_e + G_{em}).$$

Из уравнения (10) видно, что изменение знака заря-да происходит при

$$G_{em} = G_0 = 1 - D_i/D_e. \quad (11)$$

При  $G_{em} < G_0$  заряд отрицателен, при  $G_{em} > G_0$  — положителен. Обычно  $D_e \gg D_i$ , поэтому  $G_0 \approx 1$ .

Влияние параметров  $\tau$  и  $d = D_e/D_i$  на величину  $z$  существенно лишь при  $G_{em} \lesssim \tau/d$  (как правило,  $\tau/d \ll 1$  или, во всяком случае,  $\tau/d < 1$ ). При  $G_{em} \gg \tau/d$  левая часть уравнения (10) мала и оно сводится к простому соотношению

$$z = \ln G_{em}. \quad (12)$$

Физически это соответствует тому, что ионный поток, равный разности двух противоположно направленных электронных потоков — диффузионно-дрейфового из плазмы на макрочастицу и эмиссионного потока с ее поверхности в плазму, — мал по сравнению с каждым из электронных потоков, т. е. имеет место приближенный баланс этих электронных потоков. На рис. 1 показана зависимость безразмерного заряда  $z$  от  $G_{em}$  для различных значений  $\tau/d$ . С ростом  $G_{em}$  выход на асимптотическую

зависимость (12) происходит тем быстрее, чем меньше отношение  $\tau/d$ , но всегда при  $G_{em} < G_0$  (т. е. при  $z < 0$ ). Действительно, легко показать, что даже в случае  $\tau/d \sim 1$  при приближении  $G_{em}$  к  $G_0$  ( $G_0 - G_{em} \ll 1$ ) становится справедливым соотношение (12), поскольку  $d \gg 1$ . Если же  $G_0 - G_{em} \gtrsim 1$ , то  $e^{-|z|\tau} \ll 1$ , и  $z$  будет зависеть только от отношения  $\tau/d$ , но не от каждого из этих параметров. В результате решение уравнения (10) можно записать в следующем виде:

$$z \approx \begin{cases} -\ln \frac{1 + \tau/d}{G_{em} + \tau/d}, & G_{em} < G_0 \approx 1, \\ \ln G_{em}, & G_{em} \geq G_0 \approx 1. \end{cases} \quad (13)$$

В случае  $\tau/d \ll 1$  (что обычно выполняется) первое из выражений (13) при  $G_{em} > 1$  совпадает со вторым и, следовательно, остается справедливым во всем диапазоне изменения  $G_{em}$ .

Отметим, что подобным образом может быть рассмотрено влияние ионной эмиссии с поверхности макро-частицы на ее заряд, а для электроотрицательных газов — роль отрицательных ионов.

Условия, соответствующие рассматриваемой модели, могут быть реализованы для макро-частицы микронных размеров ( $a \approx 1$  мкм) в плазме, образованной легкоионизируемой присадкой в инертном газе или воздухе, при давлении порядка атмосферного и температуре несколько тысяч градусов. Например, в объеме плазмы с линейными размерами порядка одного-нескольких сантиметров при  $T_e \approx 4000$  К термическая ионизация примеси натрия в воздухе может обеспечить концентрацию заряженных частиц  $n_0 = 10^{10}-10^{11}$  см<sup>-3</sup> при концентрации примеси  $n_{Na} = 10^{13}-10^{14}$  см<sup>-3</sup>. В этом случае основным механизмом гибели заряженных частиц является их амбиполярная диффузия из объема плазмы ( $D_a \sim D_i \sim 1$  см<sup>2</sup> · с<sup>-1</sup>). Оценка скорости ионизации Na методом работы [13] дает значение  $10^{-14}$  см<sup>3</sup> · с<sup>-1</sup>. Тогда в возмущенной макро-частицей области радиуса порядка 10–30 мкм будет происходить  $10^2-10^4$  актов ионизации в секунду. По условию модели эта величина должна быть малой по сравнению с потоком плазмы на макро-частицу, определяемым выражениями (8) и (9). Это условие выполняется при  $z\tau < 8$ , что при  $\tau \approx 1$  соответствует зарядам макро-частицы  $Z_d < 2000$  и значениям параметра  $G_{em} < 3000$ .

Следует заметить, что при температуре 4000 К многие материалы уже не могут находиться в конденсированном состоянии. Поэтому в изотермической плазме с такой температурой существование макро-частиц лишь из термостойких материалов. В случае плазмы с более низкими темпе-

ратурами либо объем плазмы должен быть достаточно большим для замедления диффузионной гибели заряженных частиц, либо должен быть обеспечен внешний источник ионизации, например, фотоионизационный.

Вообще говоря, необходимая плотность заряженных частиц может быть обеспечена за счет самого процесса поверхностной эмиссии с макрочастиц, поскольку работа выхода электронов, как правило, значительно меньше, чем энергия ионизации атома. Но в этом случае концентрация макрочастиц должна быть достаточно большой и каждую из них уже нельзя будет полагать уединенной. Все это приведет к значительному усложнению модели. В частности, вместо невозмущенной плотности плазмы  $n_0$  следует рассматривать несовпадающие между собой значения для ионов  $n_{0i}$  и электронов  $n_{0e}$  на некотором расстоянии, соответствующем половине среднего расстояния между макрочастицами. Кроме того, плазма достаточной концентрации  $n_0$  при отсутствии объемных источников ионизации и рекомбинации, как отмечено в работе [10], может быть реализована в так называемой Q-машине.

### 3. ТЕРМОЭМИССИЯ

Рассмотрим более подробно влияние термоэмиссии электронов с поверхности макрочастицы на ее заряд. Поток термоэлектронов выражается хорошо известной формулой Ричардсона–Дешмана (см., например, [14]):

$$I_{em} = \frac{16\pi^2 a^2 m T_d^2}{h^3} \exp\left(-\frac{W}{T_d}\right), \quad (14)$$

где  $m$  — масса электрона,  $h$  — постоянная Планка,  $T_d$  — температура поверхности макрочастицы,  $W$  — работа выхода электронов. Согласно (9) этот поток можно записать также в виде

$$I_{em} = \frac{4\pi a n_0 z D_e G_{em}}{e^z - 1}.$$

Приравнявая эти выражения, находим

$$G_{em} = g \frac{e^z - 1}{z} \exp\left(-\frac{W}{T_d}\right), \quad g = \frac{4\pi a m T_d^2}{h^3 n_0 D_e}. \quad (15)$$

Таким образом, величина  $G_{em}$  зависит помимо  $z$  от двух безразмерных параметров  $g$  и  $W/T_d$ . Подставляя (15) в (10) или (13) и решая уравнение, получим заряд  $z$ . При  $T_d \sim 0.1$  эВ,  $a \sim 1-10$  мкм,  $n_0 \sim 10^{10}-10^{11}$  см $^{-3}$  характерное

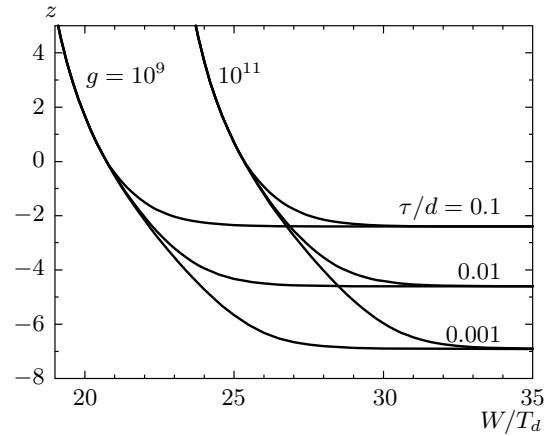


Рис. 2. Зависимости безразмерного заряда  $z$  макрочастицы от отношения работы выхода  $W$  электронов к температуре  $T_d$  поверхности макрочастицы при различных значениях параметров  $g$  и  $\tau/d$

значение  $g \sim 10^9-10^{11}$ . На рис. 2 приведена зависимость  $z$  от  $W/T_d$  при нескольких значениях параметров  $\tau/d$  и  $g$ . Правая (горизонтальная) часть каждой кривой соответствует пренебрежимо малому влиянию эмиссии; в этом случае заряд отрицателен и  $z$  зависит только от  $\tau/d$ ,  $z = -\ln(1 + d/\tau)$ . Левая (спадающая) часть кривой соответствует асимптотической зависимости (12); здесь, наоборот, заряд не зависит от  $\tau/d$  и при  $ge^{-W/T_d} \gg 1$  справедливо соотношение  $z \approx ge^{-W/T_d}$ .

Из выражений (11) и (15) следует критерий смены знака заряда макрочастицы:

$$\frac{W}{T_d} = \ln \frac{g}{1 - D_i/D_e}. \quad (16)$$

Аналогичный критерий для бесстолкновительного режима зарядки, полученный в приближении ограниченного орбитального движения (ОМЛ), имеет вид [7]

$$\left(\frac{W}{T_d}\right)_{OML} = \ln \frac{2(2\pi m)^{3/2} T_d^2}{h^3 n_0 T_e^{1/2}} \approx \ln g + \ln \left(\sqrt{2\pi} \frac{\ell_e}{a}\right), \quad (17)$$

где учтено, что  $D_e \approx \ell_e \sqrt{T_e/m}$ ,  $\ell_e$  — средняя длина свободного пробега электрона. В силу логарифмической зависимости от отношения  $\ell_e/a$ , которое в рассматриваемом режиме, как правило, отличается от единицы не более, чем на один–два порядка, значения отношения  $W/T_d$ , при которых происходит смена знака заряда макрочастицы, в гидродинамическом и бесстолкновительном режимах близки.

### 4. ЭКРАНИРОВКА

Чтобы найти поведение потенциала на больших расстояниях, положим в формуле (2)  $r_0 = \infty$  и, следовательно,  $\varphi(r_0) = 0$ ,  $n_{i(e)}(r_0) = n_0$ . Тогда в стационарных условиях ( $I_i = I_e = I_0$ )

$$n_{i(e)}(r) = \exp\left(\mp \frac{e\varphi(r)}{T_{i(e)}}\right) \times \left[ n_0 - \frac{I_0}{4\pi D_{i(e)}} \int_r^\infty \exp\left(\pm \frac{e\varphi(r')}{T_{i(e)}}\right) \frac{dr'}{r'^2} \right]. \quad (18)$$

На достаточно больших расстояниях от частицы потенциал мал,  $e|\varphi(r)|/T_{i(e)} \ll 1$ , и с точностью до членов порядка  $r^{-1}$  получим

$$n_{i(e)}(r) = n_0 \left( 1 \mp \frac{e\varphi(r)}{T_{i(e)}} \right) - \frac{I_0}{4\pi D_{i(e)} r}. \quad (19)$$

Подстановка (19) в уравнение Пуассона дает

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left( r^2 \frac{d\varphi}{dr} \right) = \frac{\varphi}{\lambda_D^2} + \frac{eI_0}{r} \left( \frac{1}{D_i} - \frac{1}{D_e} \right), \quad (20)$$

где

$$\lambda_D = [4\pi e^2 n_0 (1/T_i + 1/T_e)]^{-1/2}.$$

Решение (20) имеет вид

$$\varphi(r) = \frac{A}{r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) + \frac{eZ_{eff}}{r}, \quad (21)$$

где  $A$  — некоторая константа, знак которой совпадает со знаком  $Z_d$ , и

$$Z_{eff} = -I_0 \lambda_D^2 \left( \frac{1}{D_i} - \frac{1}{D_e} \right). \quad (22)$$

Оценить константу  $A$  можно, сшив (21) с выражением для потенциала на малых расстояниях (3), что дает

$$A = e(Z_d - Z_{eff}), \quad (23)$$

$$\varphi_c = -A/\lambda_D. \quad (24)$$

Вид потенциала (21)–(23) следует также из асимптотической теории экранировки [10, 11] при отсутствии объемной ионизации и рекомбинации в окрестности макрочастицы. В асимптотической области  $r \gg \lambda_D$  потенциал имеет кулоновский вид с эффективным зарядом  $eZ_{eff}$ . Подстановка (8) в (22) приводит к соотношению

$$z_{eff} = \frac{e^2 Z_{eff}}{T_e a} = -\frac{z\tau}{(1+\tau)(e^{z\tau} - 1)} \left( 1 - \frac{D_i}{D_e} \right). \quad (25)$$

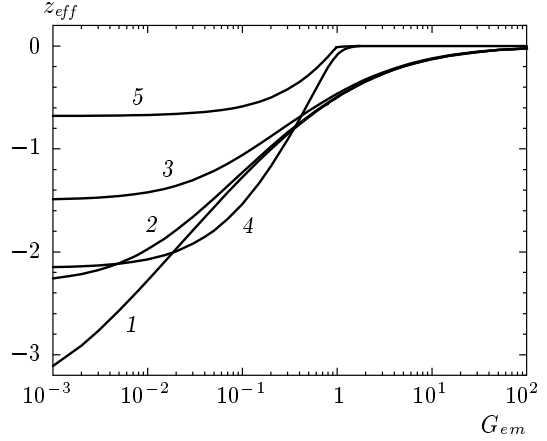


Рис. 3. Зависимости безразмерного эффективного заряда макрочастицы  $z_{eff}$  от параметра  $G_{em}$  для различных значений параметров  $\tau = 1$  (1, 2, 3), 10 (4), 100 (5),  $d = 1000$  (1), 100 (2, 4, 5), 20 (3)

При любом знаке заряда макрочастицы  $Z_d$  ее эффективный заряд  $Z_{eff}$  отрицателен. Этот результат является весьма общим и, в частности, никак не связан с электронноэмиссионным механизмом зарядки. Отрицательность  $Z_{eff}$  видна уже из формулы (22), так как всегда  $I_0 > 0$  и  $D_e > D_i$ . В частности, при нулевом заряде макрочастицы ( $G_{em} = G_0$ ) ее эффективный заряд конечен и отрицателен:

$$z_{eff}|_{z=0} = -\frac{1}{1+\tau} \left( 1 - \frac{D_i}{D_e} \right). \quad (26)$$

Таким образом, с большого расстояния любая макрочастица выглядит отрицательно заряженной, что является следствием большей подвижности электронов по сравнению с ионами в поглощаемом ею потоке плазмы, а влияние электронной эмиссии не выходит за пределы экранирующего облака.

На рис. 3 показана зависимость безразмерного эффективного заряда  $z_{eff}$  от  $G_{em}$  для нескольких значений параметров  $\tau$  и  $d$ . При малых  $G_{em} \ll \tau/d$  электронная эмиссия не влияет на величину как истинного, так и эффективного зарядов макрочастицы. С ростом ее интенсивности при  $G_{em} \sim 1$  эффективный заряд (25) перестает зависеть от  $d$  (ср. кривые 1–3, соответствующие  $\tau = 1$  и сильно различающимся значениям  $d$ ), так как для  $z$  становится справедливой асимптотическая зависимость (12).

Таким образом, при  $Z_d < 0$  заряд макрочастицы не полностью экранирован, а при  $Z_d > 0$  на некотором расстоянии от макрочастицы происходит переэкранировка ее заряда, потенциал (21) меняет знак и появляется потенциальная яма. Измене-

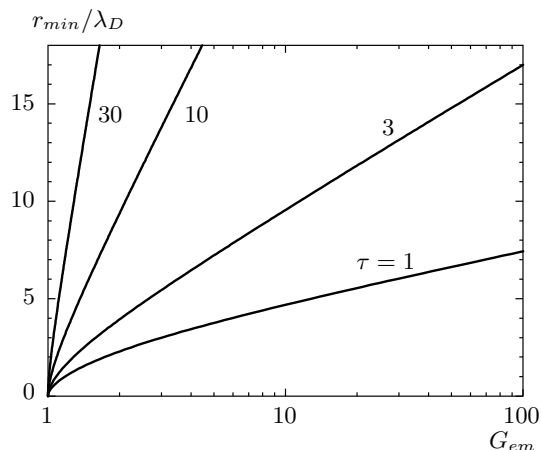


Рис. 4. Положение минимума электростатического потенциала в окрестности макрочастицы как функция  $G_{em}$  при различных значениях параметра  $\tau$

ние знака потенциала для положительно заряженной макрочастицы было получено как в численных расчетах [15], так и аналитически методом линейного отклика [16]. Следовательно, между двумя положительно заряженными макрочастицами возможно возникновение притяжения. Положение минимума потенциала  $r = r_{min}$  находится из решения уравнения

$$\left(1 + \frac{r}{\lambda_D}\right) \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) = \frac{e|Z_{eff}|}{A}. \quad (27)$$

С учетом (12), (23) и (25) уравнение (27) обращается в следующее:

$$\left(1 + \frac{r}{\lambda_D}\right) \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) = \frac{\tau}{(1 + \tau)(G_{em})^\tau - 1}. \quad (28)$$

Положение минимума потенциала  $r = r_{min}$ , определенное из (28), в зависимости от  $G_{em}$  показано на рис. 4 для нескольких значений  $\tau$ . Глубина потенциальной ямы определяется выражением

$$|\varphi(r_{min})| = \frac{e|Z_{eff}|}{\lambda_D + r_{min}}. \quad (29)$$

Следует заметить, что переэкранировка положительно заряженной макрочастицы существенна только в изотермической или близкой к изотермической плазме ( $\tau \sim 1$ ). В случае  $\tau \gg 1$  эффективный заряд, как следует из соотношений (25) и (12), быстро уменьшается с ростом  $G_{em}$  и при  $G_{em} > G_0$  практически исчезает (кривые 4, 5 на рис. 3). Энергия связи  $U = eZ_d|\varphi(r_{min})|$  двух одинаковых положительно заряженных макрочастиц радиуса  $a \sim 1$  мкм в изотермической плазме при

$T \sim 0.1$  эВ,  $n_0 \sim 10^{10}$  см $^{-3}$ ,  $G_{em} \sim 5$  будет иметь значение порядка 0.1 эВ.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках гидродинамического приближения рассмотрена зарядка сферической макрочастицы, помещенной в плазму, при условии, что можно пренебречь процессами ионизации и рекомбинации в возмущенной области вокруг макрочастицы. Тем самым предполагается, что источник плазмы, компенсирующий ее потери на поверхности макрочастицы, находится где-то на большом расстоянии. Введен параметр, характеризующий интенсивность электронной эмиссии с поверхности макрочастицы независимо от ее механизма (вторичная, термоили фотоэмиссия), и на основании баланса эмиссионного и плазменных потоков на макрочастицу получено приближенное выражение для ее заряда  $Z_d$ . Приводится критерий изменения знака  $Z_d$  при усилении электронной эмиссии. Более подробно исследуется случай термоэмиссии. Рассмотрено поведение потенциала вокруг макрочастицы на больших расстояниях и показано, что он имеет кулоновскую асимптотику с некоторым эффективным зарядом  $Z_{eff}$ , который всегда отрицателен независимо от знака  $Z_d$ . Таким образом, происходит переэкранировка положительно заряженной макрочастицы, потенциал меняет знак и проходит через минимум, что говорит о возможности притяжения между положительно заряженными макрочастицами.

Авторы благодарны А. В. Филипову за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН «Исследование вещества в экстремальных условиях» и РФФИ (гранты №№ 05-02-16707, 06-02-08100). С. А. Х. поддержан грантом DLR/BMBF 50WP0203.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. Е. Фортов, А. Г. Храпак, С. А. Храпак и др., УФН **174**, 495 (2004).
2. V. E. Fortov, A. V. Ivlev, S. A. Khrapak et al., Phys. Rep. **421**, 1 (2005).
3. O. Bystrenko and A. Zagorodny, Phys. Rev. E **67**, 066403 (2003).
4. C. H. Su and S. H. Lam, Phys. Fluids **6**, 1479 (1963).

5. I. M. Cohen, Phys. Fluids **6**, 1492 (1963).
6. S. A. Khrapak, G. E. Morfill, A. G. Khrapak, and L. G. D'yachkov, Phys. Plasmas **13**, 052114 (2006).
7. H.-C. Wu and B.-S. Xie, Phys. Plasmas **12**, 064503 (2005).
8. G. L. Delzanno, G. Lapenta, and M. Rosenberg, Phys. Rev. Lett. **92**, 035002 (2004).
9. G. L. Delzanno, A. Bruno, G. Sorasio, and G. Lapenta, Phys. Plasmas **12**, 062102 (2005).
10. А. В. Филиппов, А. Г. Загородний, А. Ф. Паль, А. Н. Старостин, Письма в ЖЭТФ **81**, 180 (2005).
11. А. В. Филиппов, А. Г. Загородний, А. И. Момот, А. Ф. Паль, А. Н. Старостин, ЖЭТФ **131**, 164 (2007).
12. Б. М. Смирнов, УФН **170**, 496 (2000).
13. В. А. Вайнштейн, И. И. Собельман, Е. А. Юков, *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий*, Наука, Москва (1979).
14. M. S. Sodha and S. Guha, Adv. Plasma Phys. **4**, 219 (1971).
15. А. В. Филиппов, частное сообщение.
16. S. A. Khrapak, G. E. Morfill, V. E. Fortov et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 055003 (2007).