

Рамазанов Т.С.,  
Молдабеков Ж.А.,  
Габдуллин М.Т.

**Эффективные потенциалы взаимодействия частиц неидеальной двухтемпературной плотной плазмы**

Рассматривается плотная, неидеальная, неизотермическая плазма. Получены новые эффективные экранированные потенциалы взаимодействия с учетом квантовых эффектов дифракции и симметрии. Представлен эффективный потенциал взаимодействия ионов для плазмы с сильно связанной ионной подсистемой и квазиклассической электронной подсистемой. Проведен анализ полученных эффективных потенциалов плазмы. Все полученные формулы применимы как к изотермической плазме, так и к неизотермической плазме.

**Ключевые слова:** неидеальная плазма, экранированные потенциалы взаимодействия, поляризация, неизотермическая плазма.

---

Ramazanov T.S.,  
Moldabekov Zh.A.,  
Gabdullin M.T.

**The effective potentials of interactions of a non-ideal non-isothermal dense plasma**

In this article a dense non-ideal, non-isothermal plasma is considered. New effective screened interaction potentials taking into account quantum-mechanical diffraction and symmetry effects have been obtained. The effective potential of ion-ion interaction in plasmas with strongly coupled ion subsystem and semiclassical electron subsystem is presented. Analysis of the obtained effective potentials are given.

**Key words:** non-ideal plasma, screened interaction potentials, polarization, non-isothermal plasma.

---

Рамазанов Т.С.,  
Молдабеков Ж.А.,  
Габдуллин М.Т.

**Идеал емес және изотермалды емес плазмадағы эффективті әсерлесу потенциалдары**

Бұл жұмыста тығыз идеал емес және изотермалды емес плазма қарастырылды. Жана экрандалған эффективті әсерлесу потенциалдары ванттық эффектерді ескере отырып алынды. Ион-ион әсерлесу эффективті потенциалы электрондар идеал ал иондар идеал емес жағдайында қолданыла алады. Алынған эффективті потенциалдардың анализі жасалды. Алынған нәтижелер изотермалды және изотермалды емес плазма үшін қолданыла алады. негізінде ион-тозаң және тозаң-тозаңның шашырау процестері зерттелді, жеке алғанда

**Түйін сөздер:** идеал емес плазма, экрандалған әсерлесу потенциалдары, поляризация, изотермалды емес плазма.

## **ЭФФЕКТИВНЫЕ ПОТЕНЦИАЛЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ НЕИДЕАЛЬНОЙ ДВУХ- ТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ**

### **Введение**

В настоящее время, много экспериментальных и теоретических работ посвящено исследованию свойств неидеальной плазмы сложного состава. К примеру исследования плотной, горячей плазмы важны для понимания эволюции планет и звезд, недра которых находятся в состоянии плотной, неидеальной плазмы [1]. Кроме того, много ожиданий связано с использованием плазмы в реакторах инерционного термоядерного синтеза. Экспериментально плотную неидеальную плазму исследуют методом ударно волнового сжатия [2], используя мощные лазеры [3] и ускорители ионов [4]. Характерной особенностью всех выше упомянутых экспериментов является то, что получаемая плазма, является неизотермической. Причиной тому является большая разница между массой иона и электрона, что затрудняет обмен энергией между ними. Поэтому в ионной и электронной подсистемах равновесие наступает значительно быстрее, чем между ионами и электронами [5]. Для корректного расчета свойств плазмы необходимо выбрать или разработать модель взаимодействия частиц с учетом особенностей и параметров исследуемой системы [6]. Таким образом, необходимо исследование влияния неизотермичности системы на коллективные и квантовые эффекты в плазме и эффективные потенциалы взаимодействия.

### **Потенциалы взаимодействия**

Под плотной плазмой подразумевается плазма, где среднее межчастичное расстояние является сравнимой с тепловой длиной волны частиц де-Бройля.

В плотной плазме высока вероятность столкновений частиц с максимальным сближением, при котором становится важным учет волновой природы сталкивающихся частиц, обусловленная такими квантово-механическими эффектами как дифракция и симметрия. Эти эффекты на малых расстояниях могут быть учтены в парном потенциале взаимодействия частиц или микропотенциале.

Таким образом, первым шагом является выбор парного потенциала взаимодействия между частицами без учета влияния среды, который справедлив при рассматриваемых параметрах плазмы и, как было указано выше, учитывал бы квантовые эффекты дифракции и симметрии на малых расстояниях.

В данной работе в качестве микропотенциала был использован потенциал Дойча, который апробирован во многих работах:

$$\varphi_{\alpha\beta}^{Deutsch}(r) = \frac{Z_\alpha Z_\beta e^2}{r} \left( 1 - \exp\left(-\frac{r}{\lambda_{\alpha\beta}}\right) \right), \quad (1)$$

где  $\alpha, \beta$  – сорта частиц (либо ион либо электрон);  $Z_\alpha, Z_\beta$  – зарядовое число частиц сорта  $\alpha, \beta$ ;  $e$  – заряд электрона;  $\lambda_{\alpha\beta} = \hbar / \sqrt{4\pi m_{\alpha\beta} k_B T_{\alpha\beta}}$  – тепловая длина волны де-Бройля для пары частиц  $\alpha, \beta$ ;  $m_{\alpha\beta} = m_\alpha m_\beta / (m_\alpha + m_\beta)$  – приведенная масса и  $k_B$  – постоянная Больцмана; здесь  $T_{ee} = T_e, T_{ii} = T_i$  – соответственно, температуры электронной и ионной подсистем. Для неизотермической двух температурной плазмы кроме температуры электронов и ионов появляется электрон-ионная температура  $T_{ei}$ . Используя уравнение Орэнштейна-Цернике, показано, что электрон-ионная температура должна быть выражена через температуры электронов и ионов в следующем виде:

$$T_{ei} = \sqrt{T_e T_i}. \quad (2)$$

$$\text{Таким образом } T_{\alpha\beta} = \sqrt{T_\alpha T_\beta}.$$

Как безразмерные параметры плазмы используются параметры связи  $\Gamma_{ee}, \Gamma_{ii}, \Gamma_{ei}$  и параметр плотности  $r_s$  которые находятся по формулам:

$$\Gamma_{ee} = \frac{e^2}{ak_B T_e}, \quad \Gamma_{ii} = \frac{Z_i^2 e^2}{ak_B T_i} \left( \frac{n_i}{n_e} \right)^{1/3} = \Gamma_{ee} Z_i^{5/3} \left( \frac{T_e}{T_i} \right),$$

$$\Gamma_{ei} = \frac{Z_i e^2}{ak_B T_{ei}} = \Gamma_{ee} Z_i \sqrt{\frac{T_e}{T_i}}, \quad r_s = a / a_B, \quad (3)$$

здесь  $a = (3 / (4\pi n_e))^{1/3}$  – среднее расстояние между электронами. Отношение  $n_i/n_e$  находится из условия квазинейтральности. Далее будем

рассматривать полностью ионизованную плазму со следующими параметрами: концентрация электронов от  $10^{21} \text{cm}^{-3}$  до  $10^{24} \text{cm}^{-3}$  и температура от  $10^4 \text{K}$  до  $10^6 \text{K}$ . В такой системе предположим, что ионы только одного сорта и  $n_i/n_e = 1/Z_i$ .

Как уже говорилось выше, в целях получения аналитического выражения для эффективного потенциала был использован метод функции диэлектрического отклика, где в качестве микропотенциала был выбран потенциал Дойча (1). Фурье образ такого эффективного потенциала определяется по следующей формуле:

$$\tilde{\Phi}_{\alpha\beta}(q) = \tilde{\varphi}_{\alpha\beta}(q) \times (\varepsilon(q))^{-1}, \quad (4)$$

где  $\tilde{\varphi}_{\alpha\beta}(q)$  – Фурье образ микропотенциала взаимодействия (1),  $\varepsilon(q)$  – диэлектрическая проницаемость плазмы в приближении случайных фаз, которая определяется по формуле:

$$\varepsilon_{RPA}(q) = 1 + \sum_\alpha \frac{n_\alpha}{k_B T_\alpha} \tilde{\varphi}_{\alpha\alpha}(q), \quad (5)$$

где  $n_\alpha$  – концентрация частиц сорта  $\alpha$ . Фурье образ потенциала взаимодействия определяется по формуле:

$$\tilde{\varphi}_{\alpha\beta}(q) = \frac{4\pi}{q} \int_0^\infty r \varphi_{\alpha\beta}(r) \sin(qr) dr. \quad (6)$$

Тогда для микропотенциала Дойча (1) Фурье образ можно записать в следующем виде:

$$\tilde{\varphi}_{\alpha\beta}(q) = \frac{4\pi e^2 Z_\alpha Z_\beta}{q^2 (\lambda_{\alpha\beta}^2 q^2 + 1)}. \quad (7)$$

Для диэлектрической проницаемости, подставляя потенциал (7) в формулу (5) в качестве микропотенциала взаимодействия находим:

$$\varepsilon(q) = \frac{q^4 + q^2 \gamma^2 + k_D^2 / \lambda_{ee}^2}{q^2 (q^2 + 1 / \lambda_{ee}^2)}, \quad (8)$$

где  $k_D^2 = k_e^2 + k_i^2$  параметр экранирования с учетом вклада электронов и ионов,  $\gamma^2 = k_i^2 + 1 / \lambda_{ee}^2$ .

Находим Фурье образ эффективного потенциала взаимодействия частиц на основе формул (8), (7) и (4):

$$\tilde{\Phi}_{\alpha\beta}(q) = \frac{4\pi e^2 Z_\alpha Z_\beta}{\lambda_{\alpha\beta}^2} \frac{(q^2 + 1/\lambda_{ee}^2)}{(q^2 + 1/\lambda_{\alpha\beta}^2)(q^2 + A^2)(q^2 + B^2)}$$

где постоянные  $A$  и  $B$  равны:

$$A^2 = \frac{\gamma^2}{2} \left( 1 + \sqrt{1 - \left( \frac{2k_D}{\lambda_{ee}\gamma^2} \right)^2} \right),$$

$$B^2 = \frac{\gamma^2}{2} \left( 1 - \sqrt{1 - \left( \frac{2k_D}{\lambda_{ee}\gamma^2} \right)^2} \right).$$

Используя формулу для обратного Фурье преобразования:

$$\Phi_{\alpha\beta}(r) = \frac{1}{2\pi^2 r} \int_0^\infty q \tilde{\Phi}_{\alpha\beta}(q) \sin(qr) dq, \quad (9)$$

получаем выражение для эффективного потенциала взаимодействия частиц:

$$\Phi_{\alpha\beta}(r) = \frac{Z_\alpha Z_\beta e^2}{r} \frac{1}{\gamma^2 \sqrt{1 - (2k_D / \lambda_{ee}\gamma^2)^2}} \left( \left( \frac{1/\lambda_{ee}^2 - B^2}{1 - B^2 \lambda_{\alpha\beta}^2} \right) \exp(-Br) - \left( \frac{1/\lambda_{ee}^2 - A^2}{1 - A^2 \lambda_{\alpha\beta}^2} \right) \exp(-Ar) \right) - \frac{Z_\alpha Z_\beta e^2 (1 - \delta_{\alpha\beta})}{r (1 + C_{\alpha\beta})} \exp(-r/\lambda_{\alpha\beta}), \quad (10)$$

где  $(2k_D / \lambda_{ee}\gamma^2)^2 < 1$  и

$$C_{\alpha\beta} = \frac{k_D^2 \lambda_{\alpha\beta}^2 - k_i^2 \lambda_{ee}^2}{\lambda_{ee}^2 / \lambda_{\alpha\beta}^2 - 1}. \quad (11)$$

Эффективный потенциал (10) описывает взаимодействие для всех пар частиц. В последнем члене с правой стороны символ  $1 - \delta_{\alpha\beta}$  был включен формально для указания того, что этот член исчезает для ионно-ионного и электрон-электронного взаимодействия. Символ  $1 - \delta_{\alpha\beta}$

может быть опущен, поскольку для ион-ионного случая  $\lambda_{ii} \rightarrow 0$  и член  $\exp(-r/\lambda_{\alpha\beta})$  стремится к нулю, для электрон-электронного случая согласно формуле (11)  $C_{ee} \rightarrow \infty$  и последний член с правой стороны стремится к нулю.

Таким образом, символ  $1 - \delta_{\alpha\beta}$  избавляет от необходимости делать предельные переходы каждый раз, когда рассматривается ион-ионная или электрон-электронная пара.

Из формулы (10) получаем аналитические выражения для эффективного потенциала электрон-электронного взаимодействия:

$$\Phi_{ee}(r) = \frac{e^2}{(1 + \lambda_{ee}^2 k_i^2) \sqrt{1 - (2k_D / \lambda_{ee}\gamma^2)^2}} \frac{(\exp(-Br) - \exp(-Ar))}{r}, \quad (12)$$

для эффективного потенциала ион-ионного взаимодействия:

$$\Phi_{ii}(r) = \frac{Z_i Z_i e^2}{\gamma^2 \sqrt{1 - (2k_D / \lambda_{ee}\gamma^2)^2}} \frac{1}{r} \left( \exp(-Br) \left( \frac{1}{\lambda_{ee}^2} - B^2 \right) - \exp(-Ar) \left( \frac{1}{\lambda_{ee}^2} - A^2 \right) \right). \quad (13)$$

И для эффективного потенциала электрон-ионного взаимодействия:

$$\Phi_{ei}(r) = -\frac{Z_i e^2}{\lambda_{ei}^2 \gamma^2 \sqrt{1 - (2k_D / \lambda_{ee} \gamma^2)^2}} r \left( \left( \frac{1/\lambda_{ee}^2 - B^2}{1/\lambda_{ei}^2 - B^2} \right) \exp(-Br) - \left( \frac{1/\lambda_{ee}^2 - A^2}{1/\lambda_{ei}^2 - A^2} \right) \exp(-Ar) \right) + \frac{e^2}{r} \frac{1}{1 + C_{ei}} \exp(-r/\lambda_{ei}) \quad (14)$$

Полученные потенциалы удовлетворяют всем предельным переходам. В случае отсутствия экранирования  $k_D \rightarrow 0$ ,  $k_i \rightarrow 0$ ,  $k_e \rightarrow 0$ , формулы (12), (13) и (14) равны соответственно:

$$\begin{aligned} \Phi_{ee}(r) &= \frac{e^2}{r} (1 - \exp(-r/\lambda_{ee})), \\ \Phi_{ii}(r) &= \frac{Z_i Z_i e^2}{r}, \\ \Phi_{ei}(r) &= -\frac{Z_i e^2}{r} (1 - \exp(-r/\lambda_{ei})), \end{aligned}$$

что совпадает с микрopotенциалами, которые использованы как исходные. Когда  $\lambda_{ee} \rightarrow 0$ ,  $\lambda_{ei} \rightarrow 0$  выражение для эффективного потенциала формула (10) переходит в формулу для экранированного потенциала Дебая без учета квантовых эффектов:

$$\Phi_{\alpha\beta}(r) = \frac{Z_\alpha Z_\beta e^2}{r} \exp(-rk_D).$$

В случае, когда  $(2k_D / \lambda_{ee} \gamma^2)^2$  становится больше единицы в формуле (10) появляется мнимая единица. Поскольку эффективный потенциал взаимодействия (10) всегда вещественный, для случая  $(2k_D / \lambda_{ee} \gamma^2)^2 > 1$  удобно использовать формулу (10) в преобразованном виде без мнимой единицы, в виде:

$$\sqrt{1 - (2k_D / \lambda_{ee} \gamma^2)^2} = \sqrt{-1} \sqrt{(2k_D / \lambda_{ee} \gamma^2)^2 - 1}.$$

В этом случае нетрудно показать, что эффективный потенциал (10) приобретает следующий вид:

$$\begin{aligned} \Phi_{\alpha\beta}(r) &= \frac{Z_\alpha Z_\beta e^2}{r} \frac{d_{\alpha\beta}}{\gamma^2 \sqrt{(2k_D / \lambda_{ee} \gamma^2)^2 - 1}} \sin(\sqrt{k_D / \lambda_{ee}} \sin(\omega/2) r + \theta_{\alpha\beta}) \exp[-r \sqrt{k_D / \lambda_{ee}} \cos(\omega/2)] - \\ &\quad - \frac{Z_\alpha Z_\beta e^2 (1 - \delta_{\alpha\beta})}{r} \frac{1}{1 + C_{\alpha\beta}} \exp(-r/\lambda_{\alpha\beta}) \end{aligned} \quad (15)$$

где  $(2k_D / \lambda_{ee} \gamma^2)^2 > 1$  и постоянные  $d_{\alpha\beta}$ ,  $\theta_{\alpha\beta}$ ,  $\omega$  определяются по следующим формулам:

$$\begin{aligned} d_{\alpha\beta} &= \sqrt{a_{\alpha\beta}^2 + b_{\alpha\beta}^2}, \quad \theta_{\alpha\beta} = \arctan(b_{\alpha\beta} / a_{\alpha\beta}), \quad \omega = \arctan\left[\sqrt{(2k_D / \lambda_{ee} \gamma^2)^2 - 1}\right], \\ a_{\alpha\beta} &= \frac{2(1/\lambda_{ee}^2 - \gamma^2/2)(1 - \gamma^2 \lambda_{\alpha\beta}^2/2) + \gamma^4 \lambda_{\alpha\beta}^2 ((2k_D / \lambda_{ee} \gamma^2)^2 - 1)}{(1 - \gamma^2 \lambda_{\alpha\beta}^2/2)^2 + \gamma^4 \lambda_{\alpha\beta}^4 (4k_D^2 / \lambda_{ee}^2 \gamma^4 - 1)/4}, \\ b_{\alpha\beta} &= \frac{\gamma^2 (1 - \lambda_{\alpha\beta}^2 / \lambda_{ee}^2) \sqrt{(2k_D / \lambda_{ee} \gamma^2)^2 - 1}}{(1 - \gamma^2 \lambda_{\alpha\beta}^2/2)^2 + \gamma^4 \lambda_{\alpha\beta}^4 (4k_D^2 / \lambda_{ee}^2 \gamma^4 - 1)/4}. \end{aligned}$$

На рисунках 1-4 приведены графики для эффективных потенциалов (10) – (15) по сравнению с потенциалами Дойча (1) и Дебая для различных типов взаимодействия. Здесь  $\Gamma_{ee}=\Gamma_{ii}=\Gamma_{ei}=\Gamma$ . Из рисунка видно, что вследствие учета коллективных эффектов и волновой природы электронов, эффективные потенциалы для электрон-электронного и электрон-ионного взаимодействия экранированы на больших расстояниях и конечны – на малых, соответственно. Эффективный ион-ионный потенциал взаимодействия также экранирован на больших расстояниях, но как следствие учета волновой природы электронов экранировка немного слабее по сравнению с потенциалом Дебая.

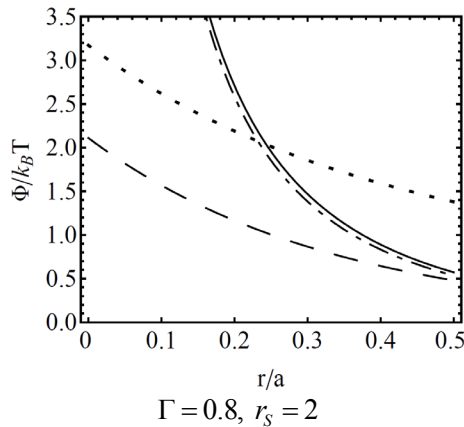
Найденные эффективные потенциалы взаимодействия (10) и (15) могут быть использованы для многокомпонентной плотной слабо-неидеальной двух температурной плазмы с параметрами неидеальности меньше единицы  $\Gamma_{ii}<1, \Gamma_{ee}<1$ .

Так же, в случае когда ионная подсистема является сильно связанной  $\Gamma_{ii}>1$ , а электронная слабо неидеальной или идеальной  $\Gamma_{ee}\ll 1$ , тогда  $k_i=0$  и можно использовать эффективные потенциал (13) для исследования сильно связанной однокомпонентной плазмы ионов на фоне квазиклассической слабосвязанной плазмы электронов.

В этом случае эффективный потенциал взаимодействия ионов имеет следующий вид:

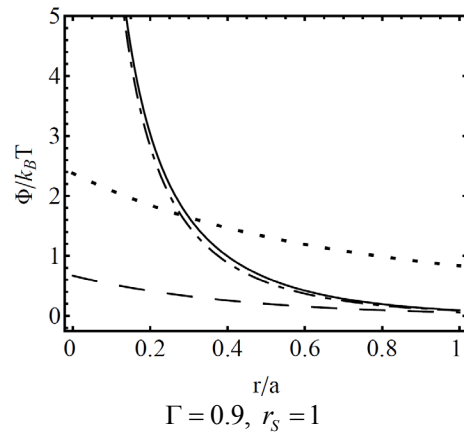
$$\Phi_{ii}(r) = \frac{Z_i^2 e^2}{r \sqrt{1-(2\lambda_{ee}k_e)^2}} \left( \left( \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{1-(2\lambda_{ee}k_e)^2} \right) \exp(-Br) - \left( \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{1-(2\lambda_{ee}k_e)^2} \right) \exp(-Ar) \right), \quad (16)$$

при условии  $(2k_e\lambda_{ee})^2 < 1$  и



Сплошная линия формула (13) для  $i-i$  пары, пунктирно-точечная линия потенциал Дебая, пунктирная линия формула (12), точечная линия микрopotенциал (1).

**Рисунок 1** – Потенциалы взаимодействия



Сплошная линия формула (15) для пары  $i-i$ , пунктирно-точечная линия потенциал Дебая, пунктирная линия формула (15) для пары  $e-e$ , точечная линия микрopotенциал (1)

**Рисунок 2** – Потенциалы взаимодействия

$$\Phi_{ii}(r) = \frac{Z_i^2 e^2}{r} \frac{2k_e\lambda_{ee}}{\sqrt{(2\lambda_{ee}k_e)^2 - 1}} \sin\left(\sqrt{k_e/\lambda_{ee}} \sin(\omega/2)r + \theta_{ii}\right) \exp[-r\sqrt{k_e/\lambda_{ee}} \cos(\omega/2)], \quad (17)$$

при условии  $(2k_e\lambda_{ee})^2 > 1$ .

В формулах (16) и (17) постоянные коэффициенты равны:

$$B^2 = \frac{1}{2\lambda_{ee}^2} (1 - \sqrt{1 - 4\lambda_{ee}^2 k_e^2}), \quad A^2 = \frac{1}{2\lambda_{ee}^2} (1 + \sqrt{1 - 4\lambda_{ee}^2 k_e^2}),$$

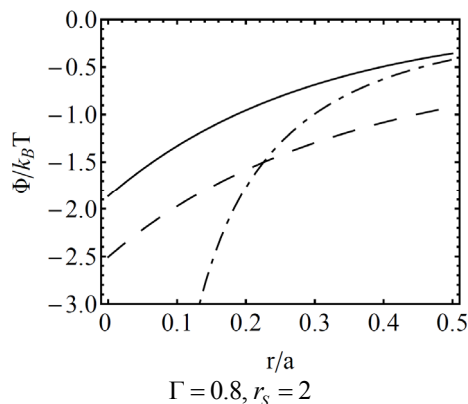
$$\omega = \theta_{ii} = \arctan(\sqrt{4\lambda_{ee}^2 k_e^2 - 1}).$$

Таким образом, эффективные потенциалы (16) и (17) могут быть использованы для моделирования методами молекулярной динамики, Монте Карло или для расчета тормозной способности плазмы с сильно неидеальной ионной компонентой при условии  $\Gamma_{ee} < 1$ .

Нужно заметить, что формулы (16) и (17) описывают один и тот же эффективный потенциал взаимодействия (как и формулы (10) и (15)). Потенциал (16) переходит в (17) при замене  $\sqrt{1 - 4\lambda_{ee}^2 k_e^2} = i\sqrt{4\lambda_{ee}^2 k_e^2 - 1}$  и обратно. При условии  $4\lambda_{ee}^2 k_e^2 = 1$ , (16) и (17) приобретают один и тот же, особо простой вид:

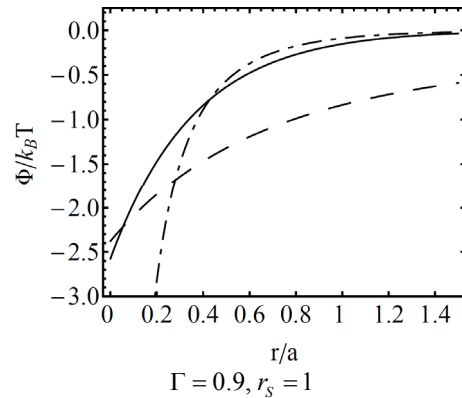
$$\Phi_{ii}(r) = \frac{Z_i^2 e^2}{r} \left( 1 + \frac{r}{2\sqrt{2}\lambda_{ee}} \right) \exp\left( -\frac{r}{\sqrt{2}\lambda_{ee}} \right), \quad (18)$$

используя безразмерные параметры условие  $4\lambda_{ee}^2 k_e^2 = 1$  можно записать как  $\Gamma_{ee} = \sqrt{\pi r_s / 6}$ .



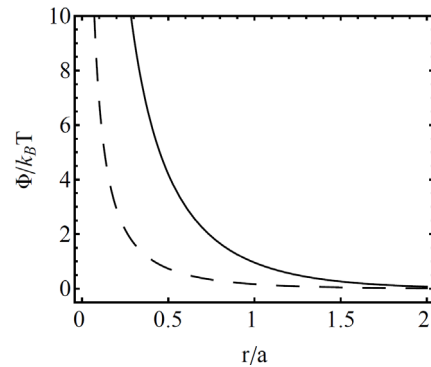
Сплошная линия формула (14), пунктирно-точечная линия потенциал Дебая; точечная линия микрopotенциал (1).

**Рисунок 3** – Эффективные потенциалы взаимодействия электронов с ионами



Сплошная линия формула (15), пунктирно-точечная линия потенциал Дебая, точечная линия микрopotенциал (1).

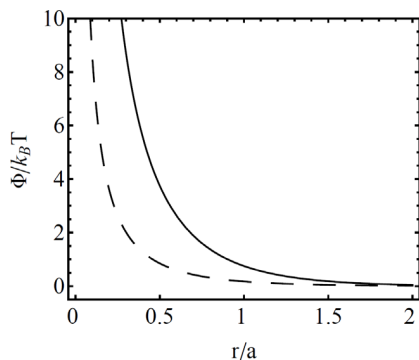
**Рисунок 4** – Эффективные потенциалы взаимодействия электронов с ионами



Сплошная линия формула (17), пунктирно-точечная линия потенциал Дебая.

**Рисунок 5** – Эффективные потенциалы взаимодействия ионов

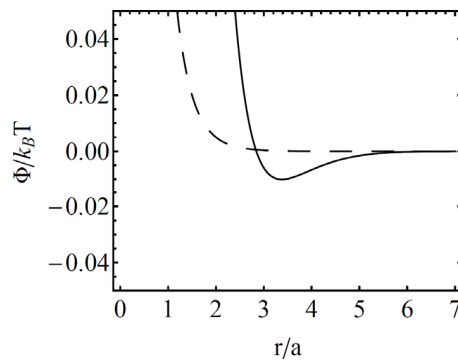
На рисунках 5-7 приведены графики потенциалов (17), (18) и потенциала Дебая  $\varphi_D = Z_i^2 \exp(-rk_e)/r$ . Как видно из рисунков эффект ослабления экранировки вследствие учета квантовых эффектов выражен еще сильнее.



$$\Gamma_{ii} = 4, r_S = 2, \Gamma_{ee} = \sqrt{\pi r_S / 6}$$

Сплошная линия формула (18), пунктирно-точечная линия потенциал Дебая

**Рисунок 6** – Эффективные потенциалы взаимодействия ионов



$$\Gamma_{ii} = 10, \Gamma_{ee} = 0.8, r_S = 0.4$$

Сплошная линия эффективный потенциал взаимодействия ионов (17), пунктирно-точечная линия потенциал Дебая.

**Рисунок 7** – Эффективные потенциалы взаимодействия

### Заключение

Используя метод функции диэлектрического отклика и потенциал взаимодействия с учетом проявления волновой природы электрона на малых межчастичных расстояниях, получены эффективные потенциалы взаимодействия частиц для неиде-

альной плотной электрон-ионной плазмы. Полученные эффективные потенциалы могут быть использованы как для неизотермической, так и для изотермической плазмы. Так же предложен эффективный потенциал взаимодействия ионов для плазмы с сильнонеидеальной ионной подсистемой ионных и квазиклассической слабонеидеальной электронной подсистемой.

### Литература

- 1 French M. et al. Ab initio simulations for material properties along the jupiter adiabat // *Astrophys. J. Suppl. S.* – 2012. – Vol. 202. – P. 5.
- 2 Fortov V.E., Yakubov I.N. *Physics of nonideal plasma.* – New York: Hemisphere. – 1989.
- 3 Lower T. et al. Uniform Multimegabar Shock Waves in Solids Driven by Laser-Generated Thermal Radiation // *Phys. Rev. Lett.* – 1994. – Vol. 72.– No. 20. – P. 3186 .
- 4 Tahir N.A. et al., Generation of plane shocks using intense heavy ion beams: Application to Richtmyer-Meshkov instability growth studies // *Phys. Plasmas.* – 2011. – Vol. 18. – P. 032704.
- 5 Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. *Физическая кинетика.* М.: Физматлит, 2002. – 536 с.
- 6 Lyon M., Bergeson S.D., and Murillo M.S. Limit of strong ion coupling due to electron shielding // *Phys. Rev. E.* – 2013. – Vol. 87. – P. 033101.

### References

- 1 M. French et al., Ab initio simulations for material properties along the jupiter adiabat // *Astrophys. J. Suppl. S.* – 2012. – Vol. 202. – P. 5.
- 2 V.E. Fortov, I.N. Yakubov, *Physics of nonideal plasma* – New York: Hemisphere. – 1989.
- 3 T. Lower et al., Uniform Multimegabar Shock Waves in Solids Driven by Laser-Generated Thermal Radiation // *Phys. Rev. Lett.* – 1994. – Vol. 72.– No. 20. – P. 3186 .
- 4 Tahir N.A. et al., Generation of plane shocks using intense heavy ion beams: Application to Richtmyer-Meshkov instability growth studies // *Phys. Plasmas.* – 2011. – Vol. 18. – P. 032704.
- 5 E.M. Lifshitz and L.P. Pitaevskii , *Physical Kinetics* – Moscow : Phymathlit. – 2002. – 536 p.
- 6 M. Lyon, S.D. Bergeson, and M.S. Murillo, Limit of strong ion coupling due to electron shielding // *Phys. Rev. E.* – 2013. – Vol. 87.– P. 033101.