

# О ЯВЛЕНИЯ УБЕГАЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОЙ НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ

**К. М. Туреханова**

*Казахский Национальный Университет им. аль-Фараби, НИИЭТФ,  
Толе би, 96, 050012, г. Алматы, Казахстан*

Исследовано явление убегания электронов частично-ионизованной неидеальной плазмы на основе псевдопотенциальных моделей. Получены условия “просвиста” электронов. Определены зависимости длины свободного пробега электронов от параметров связи и плотности частиц плазмы. Показано, что учет эффекта экранировки и кванто-механических эффектов дифракции в частично-ионизованной плазме приводит к появлению максимума на кривой частоты столкновений электронов и минимума на кривой длины свободного пробега электронов при определенных значений параметра связи.

Исследование явления убегания электронов в системе представляет фундаментальный и практический интерес, поскольку быстрые (ускоренные) электроны определяют скорость ионизации и константы скоростей возбуждения нейтральных компонент плазмы по сравнению с остальными электронами плазмы [1]. В экспериментах по УТС локализованное выделение энергии убегающих электронов составляет одну из основных энергетических проблем. в связи при изучении физических свойств плазмы, находящейся во внешнем электрическом поле. В связи с этим возникает необходимость анализировать вероятность явление убегания электронов в системе при изучение физических свойств неидеальной плазмы и их моделированиям.

В данной работе рассматривается частично ионизованная водородная плазма с плотностью частиц  $n_{tot} = n_e + n_i = (10^{20} \div 10^{24}) \text{ cm}^{-3}$  и температурой  $T = (10^4 \div 5 \cdot 10^6) \text{ K}$ , а также использованы безразмерные параметры, характеризующие систему: параметр связи  $\Gamma = Ze^2 / (ak_B T)$ ; параметр плотности  $r_s = a / a_B$ . Здесь  $a$ ,  $r_D$ ,  $a_B$  - среднее расстояние между частицами, радиусы Дебая и Бора, соответственно.  $\alpha = n_e / n^{tot}$  - степень ионизации.

В настоящей работе в качестве описания взаимодействия заряженных частиц в классической частично-ионизованной плазме используется псевдопотенциал, который учитывает корреляционные эффекты высших порядков на больших расстояниях [3]:

$$\Phi(r) = \frac{\gamma}{r} e^{-r} \frac{1 + \gamma \frac{f(r)}{2}}{1 + c(\gamma)} \quad (1)$$

$$f(r) = (e^{-\sqrt{\gamma}r} - 1)(1 - e^{-2r}) / 5;$$

$$c(\gamma) = -0.008617 + 0.455861 \gamma - 0.108389 \gamma^2 + 0.009377 \gamma^3$$

Также для описания взаимодействия заряженных частиц в квазиклассической частично-ионизованной плазме используется эффективный псевдопотенциал, учитывающий эффекта экранировки и квантовых эффектов [4].

$$\Phi_{\alpha\beta}(r) = \frac{Z_\alpha Z_\beta e^2}{\sqrt{1 - 4\lambda_{\alpha\beta}^2 / r_D^2}} \left( \frac{e^{-Br}}{r} - \frac{e^{-Ar}}{r} \right), \quad (2)$$

где  $A^2 = \frac{1}{2\lambda^2} \left(1 + \sqrt{1 - \lambda_{\alpha\beta}^2 / r_D^2}\right)$ ,  $B^2 = \frac{1}{2\lambda^2} \left(1 - \sqrt{1 - \lambda_{\alpha\beta}^2 / r_D^2}\right)$ ,  $Z_\alpha e$ ,  $Z_\beta e$  - электрические заряды  $\alpha$  и  $\beta$  частиц,  $\lambda_{\alpha\beta} = \hbar / \sqrt{2\pi m_{\alpha\beta} k_B T}$  - длина де-Бройля,  $m_{\alpha\beta} = m_\alpha m_\beta / (m_\alpha + m_\beta)$  - приведенная масса  $\alpha$  -  $\beta$  частиц,  $r_D = \left(k_B T / \left(4\pi e^2 \sum_j n_j Z_j^2\right)\right)^{1/2}$  - радиус Дебая.

Влияние атомов на эффект убления электронов в частично-ионизованной плазме увеличивается с уменьшением плотности свободных электронов. Известно, что в плазме эффект поляризации играет большую роль во взаимодействии заряженных частиц с атомами. В настоящей работе в качестве модельного потенциала взаимодействия «заряд-атом» была использована экранированная версия потенциала Букингема [5], которая выглядит следующим образом:

$$\Phi_{ea}(r) = -\frac{e^2 \alpha_D}{2(r^2 + r_0^2)^2} \exp(-2r/r_D) \cdot (1 + r/r_D)^2 \quad (3)$$

где  $\alpha_D$  - дипольная поляризуемость, для водородной плазмы  $\alpha_D = 4,5 a_B^3$ ;  $r_0$  - характерный размер экранированного атома, для атома водорода  $r_0 = 1,4565 a_B$ .

Также в качестве модельного потенциала взаимодействия «заряд-атом» в частично-ионизованной плотной квазиклассической плазме был использован поляризационный потенциал, учитывающий эффекта экранировки и кванто-механических эффектов [6]:

$$\Psi_{es}(r) = -\frac{e^2 \alpha}{2r^4 (1 - 4\lambda^2 / r_D^2)} \left( e^{-Br} (1 + Br) - e^{-Ar} (1 + Ar) \right)^2, \quad (4)$$

где

$$A^2 = \frac{1}{2\lambda^2} \left(1 + \sqrt{1 - 4\lambda^2 / r_D^2}\right),$$

$$B^2 = \frac{1}{2\lambda^2} \left(1 - \sqrt{1 - 4\lambda^2 / r_D^2}\right).$$

В настоящей работе была использована химическая модель плазмы, состав плазмы определялось с помощью уравнение Саха [7]:

$$\frac{1 - \alpha}{\alpha^2} = n_e \tilde{\lambda}^3 \exp\left[\frac{I - \Delta I}{k_B T}\right], \quad (8)$$

где  $I \approx 13.6 \text{ eV}$  ионизационный потенциал,  $\Delta I = \Delta\mu$  - понижение потенциала ионизации для водородной плазмы.

Суть явления убления электронов плазмы, находящейся во внешнем электрическом поле, заключается в том, что основная масса электронов на длине свободного пробега получает от поля больше энергии, чем теряет в упругих столкновениях, и электроны непрерывно ускоряются, которое давно предсказано [8]. В случае частично-ионизованной плазмы вероятность убления электронов определяются их частотами столкновениями [9]:

$$V_e = V_{ei} + V_{ee} + V_{ea}$$

$$v_{e\beta} = n_{\beta} \sigma_{e\beta}^{tr} v_e \quad (9)$$

где  $v_e$  – скорость электронов;  $\sigma_{e\beta}^{tr}$  – транспортное сечение рассеяния частиц. В данной работе транспортные сечения рассеяния частиц рассчитывались методом фазовых функций [10]:

$$\sigma_{tr}^{e\beta} = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (l+1) \sin^2(\delta_{l+1}^{e\beta} - \delta_l^{e\beta}). \quad (10)$$

Здесь фазовые сдвиги  $\delta_i^{e\beta}$  были получены из решения уравнение Калоджеро с помощью потенциала взаимодействия:

$$\frac{d\delta_l^{\alpha\beta}(r)}{dr} = -\frac{1}{k} U(r) \left[ \cos \delta_l^{\alpha\beta}(r) \cdot J_l(kr) - \sin \delta_l^{\alpha\beta}(r) \cdot n_l(kr) \right]^2 \quad (11)$$

$$\delta_l^{\alpha\beta}(0) = 0 \quad ; \quad \delta_l^{\alpha\beta} = \lim_{r \rightarrow \infty} \delta_l^{\alpha\beta}(r)$$

где  $j_l(kr)$  и  $n_l(kr)$  – известные функции Рикатти-Бесселя.

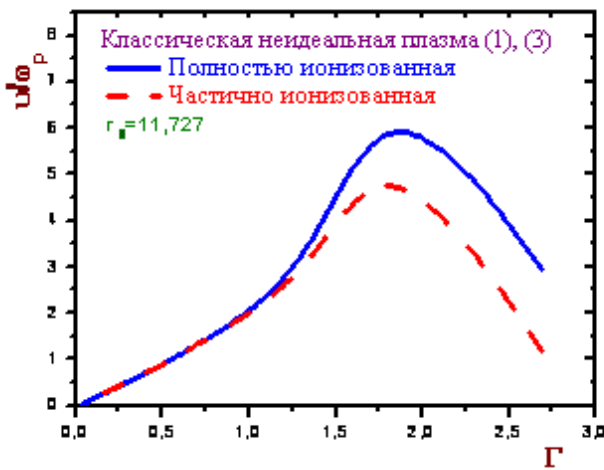


Рис. 1. Зависимость приведенной частоты столкновений электронов от параметра связи на основе псевдопотенциальной модели классической неидеальной плазмы при  $r_s = 11.727$ .

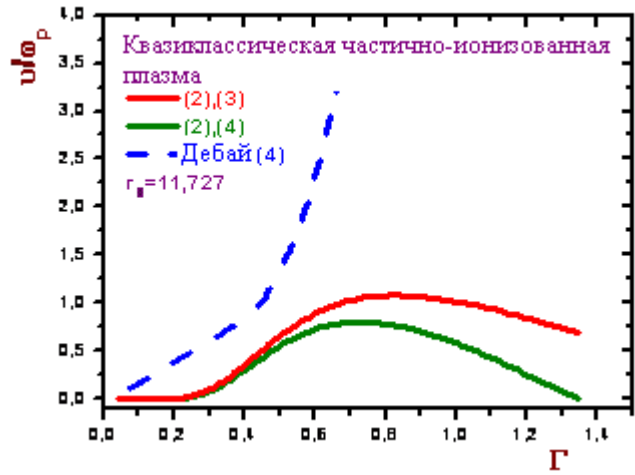


Рис. 2. Зависимость приведенной частоты столкновений электронов от параметра связи на основе эффективной псевдопотенциальной модели квазиклассической неидеальной плазмы при  $r_s = 11.727$ .

На рисунке 1 представлены результаты вычисления частоты столкновений электронов от параметра связи на основе псевдопотенциальной модели классической неидеальной плазмы. Показано, что кривая частоты столкновений электронов для случае частично-ионизованной плазмы лежит ниже, чем для случае полностью ионизованной плазмы, т.е.  $e-a$  взаимодействия слабеет при определенных значений параметра связи. Зависимость приведенной частоты столкновений электронов от параметра связи на основе эффективной псевдопотенциальной модели квазиклассической неидеальной плазмы

представлена на рисунке 2. Видно, что учет эффекта экранировки и кванто-механических эффектов приводит к уменьшению частоты столкновений электронов с увеличением параметра связи.

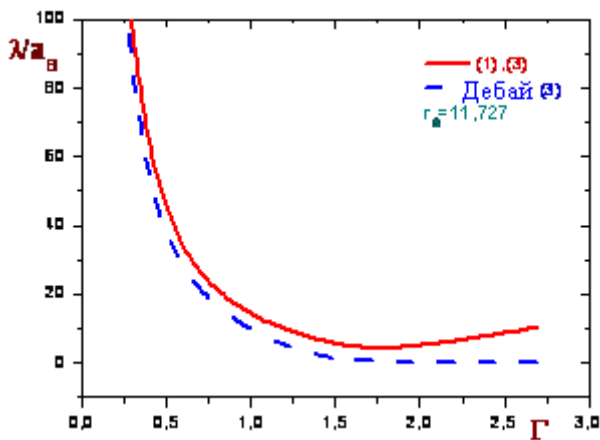


Рис. 3. Зависимость длины свободного пробега электронов от параметра связи плазмы на основе псевдопотенциальных моделей частично-ионизированной водородной классической неидеальной плазмы.

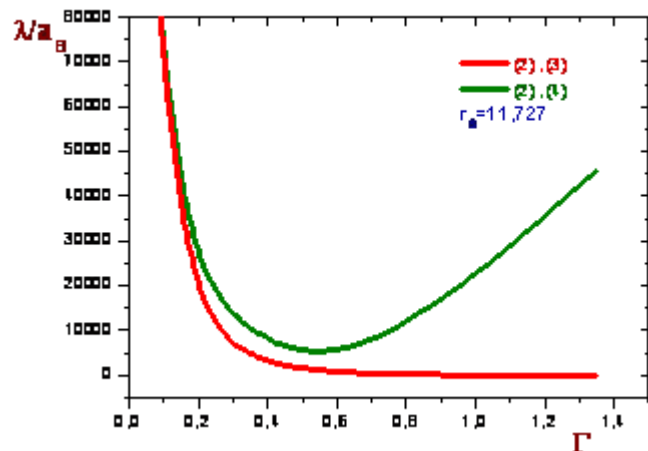


Рис. 4. Зависимость длины свободного пробега электронов от параметра связи плазмы на основе эффективных псевдопотенциальных моделей частично-ионизированной водородной квазиклассической неидеальной плазмы.

Результаты расчетов представлены на рисунке 3 в виде зависимости длины свободного пробега электронов от параметра связи частично-ионизированной водородной плазмы, где видно, что длина свободного пробега электронов для псевдопотенциальной модели лежит выше, чем соответствующие данные для потенциала Дебая. Известно, что длина свободного пробега электронов уменьшается с увеличением плотности и сечения рассеяния частиц. Но с увеличением параметра связи на кривой длины свободного пробега, полученной на основе псевдопотенциальной модели, появляется минимум. Это возможно связано с возрастанием роли корреляционных эффектов высших порядков, что приводит к уменьшению сечения рассеяния частиц. На рисунке 4 показана, что длина свободного пробега электронов, полученная на основе эффективного псевдопотенциала увеличивается с увеличением параметра связи при учете эффекта экранировки и квантовых эффектов.

Определяющая границу перехода электронов в режим непрерывного ускорения, критическая напряженность поля (критерий Дрейсера) выражается следующим образом: [11]:

$$E_{cr} = \frac{4\pi e^3 n_e}{k_B T_e} \lambda \approx 2.6 * 10^{-13} \frac{n_e}{k_B T_e} \lambda \quad (12)$$

здесь  $\lambda$  - кулоновский логарифм, который определяется с помощью потенциала взаимодействия частиц [12].

На рисунках 5 и 6 показаны зависимости напряженности критического электрического поля на основе псевдопотенциальных моделей частично-ионизированной водородной неидеальной плазмы. Результаты сравнены с результатами полученных на основе потенциала Дебая, расхождения, которых можно объяснить с учетом корреляционных эффектов высших порядков.

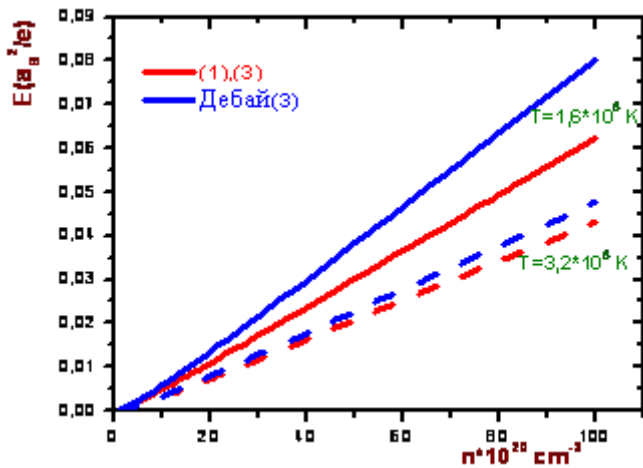


Рис.5. Критическое электрическое поле как функция плотности частиц при различных температурах системы на основе псевдопотенциальных моделей классической частично-ионизованной водородной неидеальной плазмы.

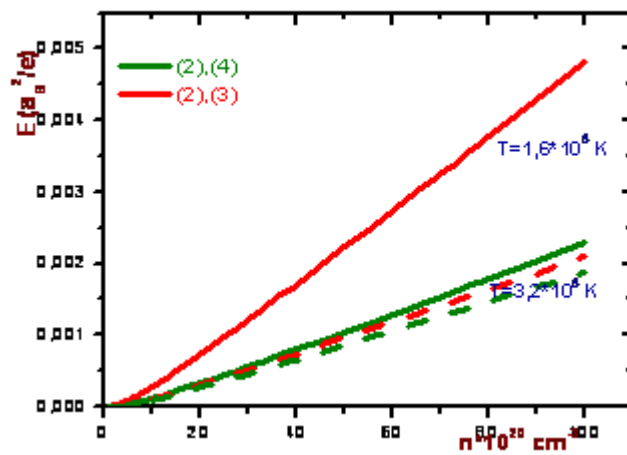
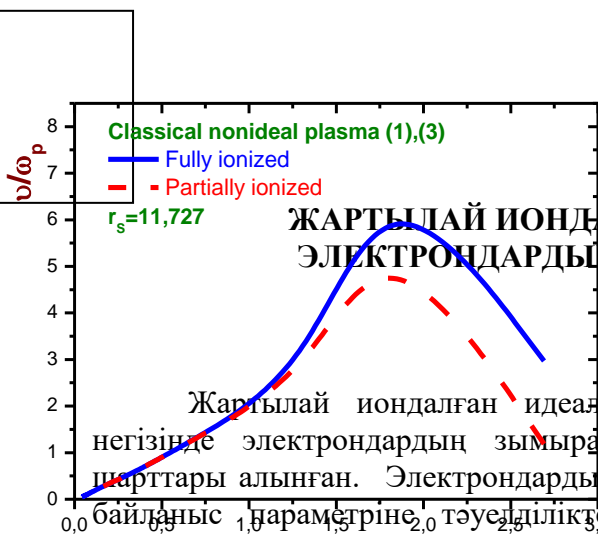


Рис.6. Критическое электрическое поле как функция плотности частиц при различных температурах системы на основе эффективных псевдопотенциальных моделей квазиклассической частично-ионизованной водородной неидеальной плазмы.

Из вышеуказанных результатов видно, что при учете эффекта экранировки и квантовых эффектов, частота столкновений электронов уменьшается с увеличением параметра связи плазмы. Таким образом, можно заключить, что в плотной плазме вероятность убегания электронов увеличивается по сравнению с разреженной плазмы. По-видимому, подобный результат связан с образованием некоторых структур в неидеальной плазме [9], а также с уменьшением частоты столкновений электронов в неидеальной плазме.

## Литература

1. J.R. Martin-Solis. et.all. Nucl.Fussion **44**, 974 (2004)
2. Ramazanov T.S., Turekhanova K.M. Contrib. Plasma Phys. **43**, 338 (2003)
3. Baimbetov F.B., Nurekenov Kh.T., Ramazanov T.C. Phys. Letters A. **198**. 1233 (1995)
4. Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N. Phys. Plasmas. **9**. 3758 (2002)
5. Redmer R. Phys. Rev. E. **59**, 1073 (1999)
6. Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N., Omarbakiyeva Yu.A., Roepke G. J.Phys.A: Math. And Gen. **39**. 4369 (2006)
7. Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N., Gabdullin M.T. J. Phys. A: Math. Gen. **39**, 249 (2006).
8. Dreicer H. Phys. Rev. **115**, 238 (1959)
9. Golant V.E. Physic of plasma. – M.Nauka, 1977.
10. Babikov V.V. Phase function method in quantum mechanics – M.:Nauka, 1976. – 287 p.
11. Gurevich A.V. JETF. **39**, 1296 (1960)
12. Ramazanov T.S., Kodanova S.K. Phys. Plasmas. **8**. 5049 (2001)
13. Ramazanov T.S., Turekhanova K.M. Phys. Plasmas. **12**, 102502 (2005)



**ЖАРТЫЛАЙ ИОНДАЛҒАН ИДЕАЛ ЕМЕС ПЛАЗМАДАҒЫ  
ЭЛЕКТРОНДАРДЫҢ ЗЫМЫРАУ ҚҰБЫЛЫСЫ ТУРАЛЫ**

**Төреханова Қ.М.**

Жартылай иондалған идеал емес плазманың псевдопотенциальдық модельдері негізінде электрондардың зымырау құбылысы зерттелген. Электрондардың зымырау шарттары алынған. Электрондардың еркін жүру ұзындығының плазма тығыздығына және байланыс параметріне тәуелділіктері алынған. Экрандалу эффектісін және кванттық дифракция эффектісін ескергенде байланыс параметрінің белгілі бір мәндерінде электрондардың соқтығысу жиілік сызығында максимум және еркін жүру ұзындық сызығында минимум пайда болатындығы көрсетілген.

**ON PHENOMENON OF ELECTRON'S RUNAWAY IN PARTIALLY IONIZED  
NON-IDEAL PLASMA**

**K.M. Turekhanova**

The effect of electrons runaway in partially ionized hydrogen plasma is investigated on the basis of the pseudopotential models. The electrons runaway conditions were determined. Dependences of electron free path on the plasma density and coupled parameter were obtained. It has been shown that if the quantum-mechanical and screening effects in non-ideal partially ionized plasma are taken into consideration, then collision frequency curve for electrons would have maxima, also free path curves for electrons would have minima.