

ЧАСТОТА СТОЛКНОВЕНИЙ И ДЛИНА СВОБОДНОГО ПРОБЕГА ЭЛЕКТРОНОВ ЧАСТИЧНО-ИОНИЗОВАННОЙ ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ

Т.С. Рамазанов, К. М. Туреханова

НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. аль-Фараби г. Алматы

Исследовано явление убегания электронов частично-ионизованной водородной плотной плазмы. Определены зависимости частоты столкновений и длины свободного пробега электронов от параметров связи и плотности частиц плазмы на основе моделей неидеальной классической и квазиклассической плазмы. Показано, что для определенных интервалов параметра связи плазмы различие в значении частоты столкновений и длины свободного пробега электронов для моделей плазмы существенны.

В устройствах, предназначенных для нагрева плазмы замкнутыми разрядными токами, ускорение электронов в вихревых полях является паразитным эффектом, который может оказаться ответственным за возникновение различных видов неустойчивости плазменного витка и дополнительных потерь энергии. На его основе созданы так называемые открытые разряды, используемые, в частности, для накачки лазеров [1]. В экспериментах по УТС локализованное выделение энергии убегающими электронами составляет одну из основных энергетических проблем. Именно быстрые (ускоренные) электроны определяют скорость ионизации и константы скоростей возбуждения нейтральных компонентов плазмы по сравнению с остальными электронами плазмы [2,3].

В данной работе рассматривается полностью ионизованная плазма с плотностью частиц $n = n_e + n_i + n_a = (10^{17} \div 10^{23}) \text{ cm}^{-3}$ и температурой $T = (10^4 \div 10^6) \text{ K}$, а также использованы безразмерные параметры, характеризующие систему: параметр связи $\Gamma = e^2 / (ak_B T)$; параметр плотности $r_s = a / a_B$. Здесь a , r_D , a_B - среднее расстояние между частицами, радиусы Дебая и Бора, соответственно.

В настоящей работе для описания взаимодействия заряженных частиц в квазиклассической частично-ионизованной плазме используется эффективный псевдопотенциал, учитывающий как коллективные эффекты, так и квантовые эффекты дифракции экранирующих частиц [4].

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

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 α и β частиц, $\lambda_{\alpha\beta} = h / \sqrt{2\pi m_{\alpha\beta} k_B T}$ - длина де-Бройля, $m_{\alpha\beta} = m_\alpha m_\beta / (m_\alpha + m_\beta)$ - приведенная масса α - β 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 убегания 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:

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

где α_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]:

$$\Psi_{es}(r) = -\frac{e^2 \alpha}{2r^4(1 - 4D^2/r_D^2)} \left(e^{-Br} (1 + Br) - e^{-Ar} (1 + Ar) \right)^2, \quad (3)$$

Суть явления убегания 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 [7]. В случае частично-ионизованной плазмы вероятность убегания электронов определяются их частотами столкновениями [8]:

$$\begin{aligned} v_e &= v_{ei} + v_{ee} + v_{ea} \\ v_{e\beta} &= n_\beta \sigma_{e\beta}^{tr} v_e \end{aligned} \quad (4)$$

где v_e - скорость электронов; $\sigma_{e\beta}^{tr}$ - транспортное сечение рассеяния частиц. В данной работе транспортные сечения рассеяния частиц рассчитывались методом фазовых функций [9]:

$$\sigma_{tr}^{e\beta} = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (l+1) \sin^2(\delta_{l+1}^{e\beta} - \delta_l^{e\beta}). \quad (5)$$

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

$$\frac{d\delta_l^{\alpha\beta}(r)}{dr} = -\frac{1}{k} U(r) \left[\cos \delta_l^{\alpha\beta}(r) \cdot J_l(kr) - \sin \delta_l^{\alpha\beta}(r) \cdot n_l(kr) \right]^2 \quad (6)$$

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

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

Состав частично-ионизованной водородной плазмы рассчитан с помощью уравнение Саха с учетом снижения потенциала ионизации, вызванного взаимодействием заряженных

частиц системы. Определяя степень ионизации $\alpha = \frac{n_e^*}{n_e}$ как отношение числа свободных

электронов к полному числу электронов в плазме, запишем уравнение Саха в виде [10]:

$$\frac{1-\alpha}{\alpha^2} = n_e \Delta^3 \exp\left[\frac{I-\Delta I}{k_B T}\right], \quad (7)$$

Энергия ионизации для водорода численно равна $I \approx 13.6$ эВ, ΔI - снижение потенциала ионизации, которая определяется с помощью химического потенциала. Уравнение Саха решалось численными методами (методом Ньютона для решения нелинейных уравнений).

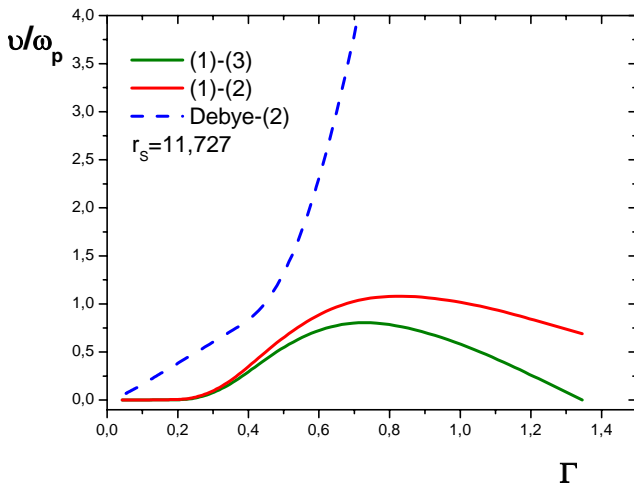


Рисунок 1 - Зависимость приведенной частоты столкновений электронов с частицами $\nu^* = \nu / \omega_p$ квазиклассической частично-ионизованной водородной плотной плазмы от параметра связи Γ при $r_s = 11.727$

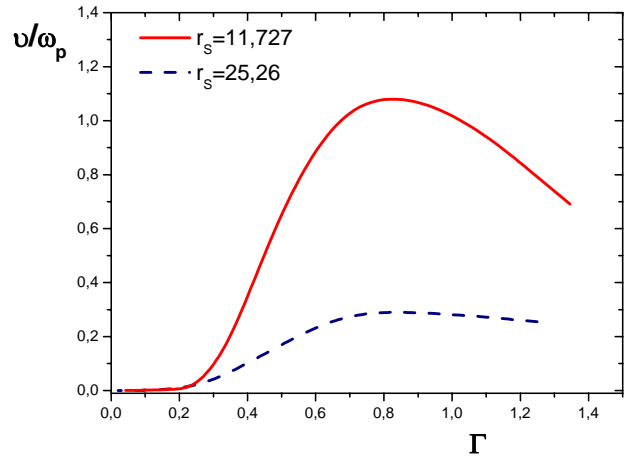


Рисунок 2 - Зависимость приведенной частоты столкновений электронов с частицами $\nu^* = \nu / \omega_p$ квазиклассической частично-ионизованной водородной плотной плазмы, взаимодействующих между собой посредством эффективных потенциалов (1)–(2), от параметра связи Γ при параметре плотности частиц $r_s = 11.727$ и $r_s = 25.26$

В рисунках 1-2 приведены результаты расчетов частоты соударений частиц квазиклассической частично-ионизованной водородной плотной плазмы. На рисунке 1 представлена зависимость приведенной частоты столкновений электронов $\nu^* = \nu / \omega_p$, где $\omega_p = \sqrt{4\pi n_e e^2 / m_e}$ - плазменная или ленгмюровская частота, от параметра связи Γ при $r_s = 11.727$. На рисунке также нанесена частота столкновений частиц, взаимодействующих посредством потенциала Дебая-Хюккеля. Как следует из этой зависимости частота столкновений электронов, взаимодействующих между собой посредством эффективного потенциала (1), при некоторых значениях параметра связи начинает спадать. По-видимому, это связано, с тем, что с ростом параметра связи вероятность рассеяния частиц уменьшается, т.е. сечение рассеяния уменьшается [11]. Частота столкновения электронов, взаимодействующих между собой посредством эффективного потенциала, стремится асимптотически к результатам разреженной плазмы при малых значениях параметра связи. На рисунке 2, где видно что, частота соударений частиц увеличивается с увеличением плотности частиц.

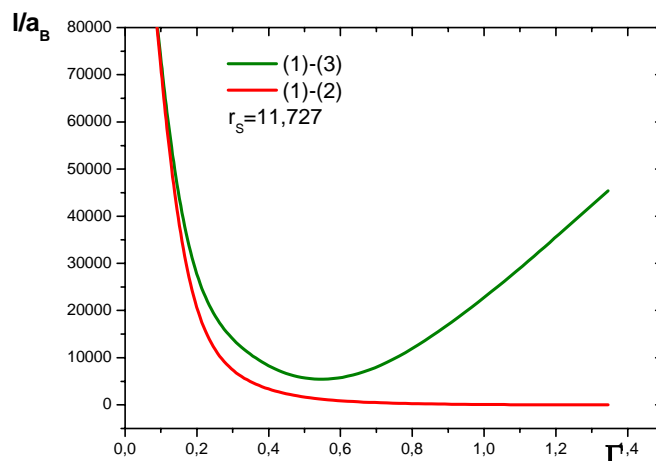


Рисунок 3 - Зависимости длины свободного пробега электронов $l^* = l/a_B$ квазиклассической частично-ионизованной водородной плотной плазмы от параметра связи Γ при $r_s = 11.727$

Длина свободного пробега электронов $l = v_e / \nu_e = 1/n\sigma_{tr}$ быстро растет с увеличением энергии в сильноионизованной плазме, где частота столкновений электронов с ионами много больше частоты их столкновений с нейтральными атомами, т.е. во внешнем электрическом поле электроны между столкновениями набирают энергию, сравнимую с тепловой и быстро ускоряются [12]. Зависимости длины свободного пробега электронов от параметра связи плазмы представлены на рисунке 3. 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 эффективных потенциальной моделях (1)-(3), появляется минимум, что связано с возрастанием роли экранированных и квантовых эффектов, что приводит к уменьшению сечения рассеяния частиц.

Для оценки относительного числа убегающих электронов в плотной плазме при $E_0 < E_{кр}$ используем уравнение движения электронов в электрическом поле [13]:

$$\frac{du}{dt} = \frac{eE_0}{m} - \nu_e u \quad (8)$$

где ν_{ei} , u и ν_{Te} - частота столкновений частиц, упорядоченная и тепловая скорости электронов, соответственно. Очевидно, в режим ускорения попадут электроны, начальные скорости которых вдоль электрического поля больше их тепловой скорости. Введем величину критической упорядоченной скорости электронов следующим образом:

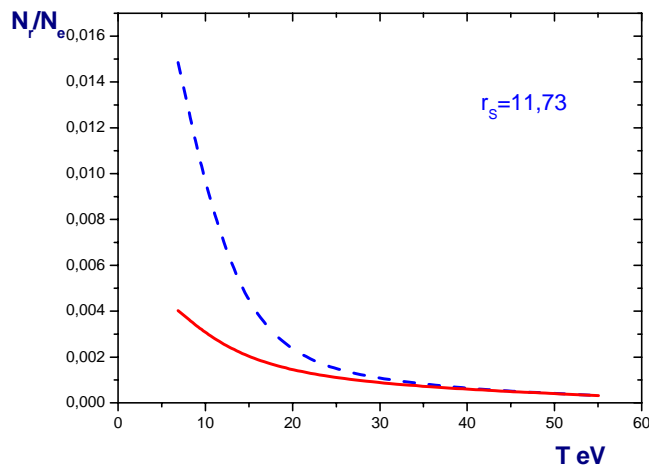
$$u_{кр}^2 = \frac{\nu_{ei} m}{eE_0} \nu_{Te}^3 \quad (9)$$

Относительное число убегающих электронов N_r / N_e во внешнем электрическом поле $E_0 < E_{кр}$ определяется следующим выражением:

$$\frac{N_r}{N_e} = \sqrt{\frac{m}{2\pi T_e}} \int_{u_{kp}}^{\infty} dv e^{-\frac{v^2}{2v_{Te}^2}} = \frac{1}{2} \left[1 - \Phi \left(\frac{u_{kp}}{\sqrt{2} v_{Te}} \right) \right], \quad (10)$$

где $\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-x^2} dx$ - интеграл ошибок, который в данной работе решается численным методом Симпсона.

Результаты относительного числа убегающих электронов, полученные на основе квазиклассических моделей плазмы, представлены на рисунке 4. Для сравнения, на этом же рисунке нанесены данные расчета силы трения в приближении полной ионизации плазмы. Сравнение показывает, что наличие нейтральных частиц приводит к уменьшению относительных чисел убегающих электронов, особенно при малых энергиях (скоростях) частиц.



----- - частично ионизованная водородная плазма (1) и (2)
 _____ - приближение полной ионизации (1)

Рисунок 4 - Зависимость относительного числа убегающих электронов N_r / N_e квазиклассической частично-ионизованной водородной плотной плазмы от температуры системы T при $r_s = 11.727$

Из полученных результатов можно заключить, что в плотной плазме вероятность убегания электронов увеличивается, что связан с уменьшением эффективных прицельных параметров рассеяния в неидеальной плазме или с уменьшением частоты столкновений электронов в плотной плазме, а также с образованием некоторых упорядоченных структур в неидеальной плазме [14].

Литература

1. Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А. // УФН. - 1990. -Т. 160, №7. - С. 49.
2. Sharma A.S. Jayakumar R. // Nucl. Fusion. - 1988. - Vol. 28, № 3. - P. 491.
3. N.P. Kozlov, Yu.S. Protasov, G.E. Norman. Phys.Lett. 77A, 1980, 445.
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. Dreicer H. Phys. Rev. 115, 238 (1959)
8. Смирнов Б.М. УФН, т.172, 12, 2002,1411.
9. Babikov V.V. Phase function method in quantum mechanics – М.:Nauka, 1976. – 287 p.
10. Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N., Gabdullin M.T. J. Phys. A: Math. Gen. 39, 249 (2006).
11. Ramazanov T.S., Turekhanova K.M.. Contrib. Plasma. Phys. 43, 2003, 338.
12. Голант В.Е. Физика плазмы. – М.Наука, 1977.
13. Александров А.Ф., Богданкеевич Л.С. Основы электродинамики плазмы. - М.: Наука, 1978. - С. 204.
14. Ramazanov T.S., Turekhanova K.M. // Phys. Plasmas. 12, 102502 (2005)

ЖАРТЫЛАЙ ИОНДАЛҒАН СУТЕКТІ ПЛАЗМАДҒЫ ЭЛЕКТРОНДАРДЫҢ СОҚТЫҒЫСУ ЖИЛІГІ МЕН ЕРКІН ЕРКІН ЖҰРУ ҰЗЫНДЫҒЫ

Т.С. Рамазанов, Қ.М. Төреханова

Сыртқы электр өрісіндегі идеал емес плазма электрондарының «зымырау» құбылысы зерттелген. Электрондардың еркін жүру ұзындығының плазма тығыздығына және байланыс параметріне тәуелділіктері алынған. Классикалық және квазиклассикалық идеал емес плазма модельдері үшін зымырағыш электрондардың салыстырмалы сандары есептелген.

THE LENGTH OF FREE RUN AND RELATIVE NUMBER OF RUNWAY ELECTRONS IN NONIDEAL PLASMA.

T.S. Ramazanov, K.M. Turekhanova

In this work the effect of electron runaway is investigated for nonideal plasma. The dependences of free run length of electrons on plasma density and nonideality parameters are obtained. The relative number of runaway electrons on their velocity or temperature is considered for classical and semiclassical models of nonideal plasma.