

САМОСОГЛАСОВАННАЯ ХИМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЫ

А.Е. Давлетов

Казахский Государственный Университет имени аль-Фараби, г. Алматы,
Республика Казахстан

Предложена самосогласованная химическая модель частично ионизованной плазмы, позволяющая корректно описывать как термодинамические, так и транспортные свойства. Исходным пунктом является так называемое обобщенное уравнение Больцмана-Пуассона для макропотенциала, учитывающее наличие среды в потенциале взаимодействия частиц. Минимизация свободной энергии системы позволяет получить условие ионизационного равновесия и, тем самым, изучить состав плазмы в широкой области изменения ее параметров.

1. Введение

В настоящее время большой интерес представляют исследования термодинамических и транспортных свойств частично ионизованной плазмы, встречающейся как в различных физических процессах, так и в технологических установках.

Для изучения термодинамических свойств частично ионизованной плазмы необходимо, прежде всего, определить ионизационное равновесие. При этом степень ионизации определяется двумя конкурирующими процессами: термической ионизацией и рекомбинацией. Однако, в состоянии термодинамического равновесия степень ионизации не зависит от деталей вышеупомянутых процессов и может быть найдена из чисто термодинамических соображений.

Для определения термодинамических свойств частично ионизованной плазмы существует два принципиально разных подхода. Первый называется физической моделью и рассматривает плазму как смесь только электронов и ионов в рамках квантовой механики. Такой подход естественным образом включает в себя образование атомов и эффекты неидеальности, связанные с взаимодействием частиц [1-4]. Второй подход называется химической моделью и трактует плазму как смесь по крайней мере трех сортов частиц: электронов, ионов и атомов [5-10].

2. Безразмерные параметры плазмы

В данной работе рассматривается частично ионизованная водородная плазма, состоящая из свободных электронов (масса m_e , заряд $-e$, концентрация n_e), свободных протонов (масса m_p , заряд e , концентрация n_p) и атомов (масса m_n , концентрация n_n). Для определения состояния плазменной среды введем среднее расстояние между частицами

$$a = \left(\frac{3}{4\pi n} \right)^{1/3} \quad (1)$$

и соответствующий ему параметр плотности

$$r_s = \left(\frac{3}{4\pi n} \right)^{1/3} \frac{m_e e^2}{\hbar^2} = \frac{a}{a_B}, \quad (2)$$

где $n = n_p + n_n$ - полное число протонов в системе, $a_B = \hbar^2 / m_e e^2$ - первый боровский радиус, \hbar - постоянная Планка.

Интенсивность взаимодействия частиц плазмы между собой описывается параметром связи

$$\Gamma = \frac{e^2}{ak_B T}, \quad (3)$$

где k_B - постоянная Больцмана, T - температура плазменной среды.

Следует отметить, что знание значений безразмерных параметров плотности и связи вполне достаточно для определения всех свойств частично ионизованной плазмы, включая ее ионизационное равновесие.

3. Самосогласованная химическая модель

Воспользуемся химической моделью плазмы, в которой атомы рассматриваются как отдельный сорт частиц. Для этого необходимо определить вид свободной энергии системы, минимизация которой позволит выяснить условия ионизационного равновесия.

Цепочка уравнений Боголюбова для равновесных функций распределения в приближении парных корреляций имеет вид [11]

$$\Delta_i \Phi_{ab}(^a r_i, ^b r_j) = \Delta_i \varphi_{ab}(^a r_i, ^b r_j) - \sum_c \frac{n_c}{k_B T} \int d^c r_k \Delta_i \varphi_{ac}(^a r_i, ^c r_k) \cdot \Phi_{cb}(^c r_k, ^b r_j), \quad (4)$$

где φ_{ab} - микропотенциал взаимодействия частиц плазмы, Φ_{ab} - макропотенциал, учитывающий коллективные явления, $^a r_i$ - радиус-вектор i -ой частицы сорта a , Δ - оператор Лапласа, n_c - концентрация частиц сорта c .

Уравнение (4) в Фурье пространстве представляет собой систему линейных алгебраических уравнений, решение которой в случае трехкомпонентной плазмы имеет вид

$$\tilde{\Phi}_{ab}(k) = \frac{1}{\Delta} (\tilde{\varphi}_{ab}(k) + \sum_{c=e,i,n} A_c [\tilde{\varphi}_{cc}(k) \tilde{\varphi}_{ab}(k) - \tilde{\varphi}_{ac}(k) \tilde{\varphi}_{bc}(k)] + \delta_{ab} \sum_{c,d=e,i,n} A_c A_d \left[\frac{\tilde{\varphi}_{ac}(k) \tilde{\varphi}_{ad}(k) \tilde{\varphi}_{cd}(k) + \tilde{\varphi}_{aa}(k) \tilde{\varphi}_{cc}(k) \tilde{\varphi}_{dd}(k) - \tilde{\varphi}_{aa}(k) \tilde{\varphi}_{cd}(k)^2 - \tilde{\varphi}_{cc}(k) \tilde{\varphi}_{ad}(k)^2 - \tilde{\varphi}_{dd}(k) \tilde{\varphi}_{ac}(k)^2}{2} \right]) \quad (5)$$

$$\Delta = 1 + \sum_{a=e,i,n} A_a \tilde{\varphi}_{aa}(k) + \sum_{a,b} A_a A_b [\tilde{\varphi}_{aa}(k) \tilde{\varphi}_{bb}(k) - \tilde{\varphi}_{ab}(k)^2] + A_a A_b A_c \times \quad (6)$$

$$\left[\frac{\tilde{\varphi}_{ab}(k) \tilde{\varphi}_{bc}(k) \tilde{\varphi}_{ac}(k)}{3} + \frac{\tilde{\varphi}_{aa}(k) \tilde{\varphi}_{bb}(k) \tilde{\varphi}_{cc}(k) - \tilde{\varphi}_{aa}(k) \tilde{\varphi}_{bc}(k)^2 - \tilde{\varphi}_{bb}(k) \tilde{\varphi}_{ac}(k)^2 - \tilde{\varphi}_{cc}(k) \tilde{\varphi}_{ab}(k)^2}{6} \right]$$

Здесь $A_c = n_c / k_B T$ и δ_{ab} - символ Кронекера.

Выражение для макропотенциалов в конфигурационном пространстве получается из (5) простым преобразованием Фурье

$$\Phi_{ab}(r) = \int \tilde{\Phi}_{ab}(k) \exp(ikr) dk. \quad (7)$$

В качестве микропотенциалов взаимодействия атома с заряженными частицами и атомом выберем потенциалы [12]

$$\varphi_{pn}(r) = -\varphi_{en}(r) = e^2 \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{a_B} \right) \exp\left(-\frac{2r}{a_B} \right), \quad \varphi_{mn}(r) = \frac{e^2}{r} \exp\left(-\frac{\sqrt{2}r}{a_B} \right), \quad (8)$$

тогда как заряженная компонента плазмы взаимодействует по закону Кулона

$$\varphi_{ee}(r) = \varphi_{pp}(r) = -\varphi_{ep}(r) = \frac{e^2}{r}. \quad (9)$$

Здесь необходимо сделать несколько замечаний. При получении выражений (8) предполагалось, что атомы находятся в основном состоянии и поляризационные эффекты, как в потенциале Леннарда-Джонса, не учитываются.

Радиальные функции распределения легко выражаются через макропотенциалы [11]

$$g_{ab}(r) = 1 - \frac{\Phi_{ab}(r)}{k_B T}, \quad (10)$$

а корреляционная энергия через радиальные функции распределения

$$E = 2\pi V \int_0^\infty \sum_{a,b} n_a n_b \varphi_{ab}(r) g_{ab}(r) r^2 dr. \quad (11)$$

Свободная энергия выражается через корреляционную энергию в виде [13]

$$F = -N_e k_B T \ln \left(\frac{2eV}{N_e \lambda_e^3} \right) - N_p k_B T \ln \left(\frac{eV}{N_p \lambda_p^3} \right) - N_n k_B T \ln \left(\frac{eV \Sigma_n}{N_n \lambda_n^3} \right) - T \int \frac{E}{T^2} dT, \quad (12)$$

где V - объем системы, N_a - число частиц сорта a , $\lambda_a = (2\pi\hbar^2 / m_a k_B T)^{1/2}$ - тепловая длина волны де Бройля, Σ_n - внутренняя атомная сумма.

В качестве внутренней статистической суммы атома выберем следующие выражения:

сумма Планка-Ларкина

$$\Sigma_n = \Sigma_{PL} = \sum_{n=1}^\infty 2n^2 \left[\exp \left(\frac{E_n}{k_B T} \right) - 1 - \frac{E_n}{k_B T} \right], \quad (13)$$

обрезанная статистическая сумма

$$\Sigma_n = \sum_{n=1}^\infty 2n^2 \exp \left(\frac{E_n}{k_B T} \right) \omega_n, \quad (14)$$

где

$$\omega_n = \begin{cases} 1, & n = 1 \\ 0, & n \neq 1 \end{cases}. \quad (15)$$

Для определения ионизационного равновесия свободная энергия (12) минимизируется как функция степени ионизации $\alpha = n_p / (n_p + n_n)$, а полученные численные результаты представлены на рисунках 1-4.

Теперь, используя найденные значения степени ионизации, можно установить зависимости макропотенциалов от расстояния при различных значениях безразмерных параметров плазмы. На рисунках 5 и 6 приведены зависимости электрон – электронного и протон – атомного макропотенциалов от расстояния. Нетрудно заметить, что электрон – электронный макропотенциал почти совпадает с потенциалом Дебая, а в зависимости протон – атомного макропотенциала от расстояния появляется минимум, свидетельствующий о смене силы отталкивания на малых расстояниях на силу притяжения на больших расстояниях между взаимодействующими частицами. По – видимому, этот результат можно объяснить тем, что в соответствии с рисунком 6 атом отталкивает протоны, расположенные на малых расстояниях, в результате вокруг атома образуется электронная «шуба», которая способствует притяжению протонов, находящихся на больших расстояниях.

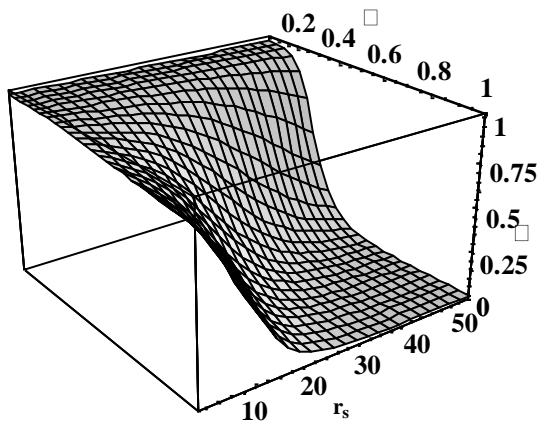


Рисунок 1. Степень ионизации водородной плазмы в зависимости от безразмерных параметров связи Γ и плотности r_s с атомной суммой Планка-Ларкина.

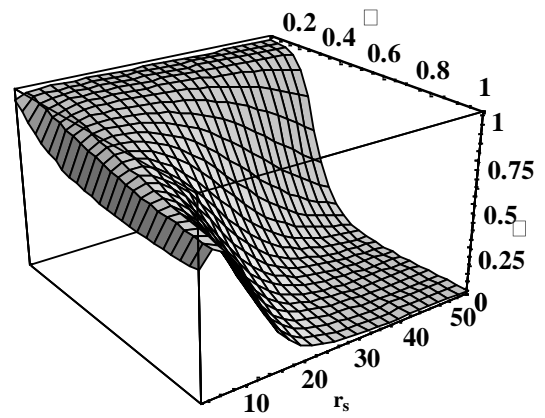


Рисунок 2. Степень ионизации водородной плазмы в зависимости от безразмерных параметров связи Γ и плотности r_s с обрезанной атомной суммой.

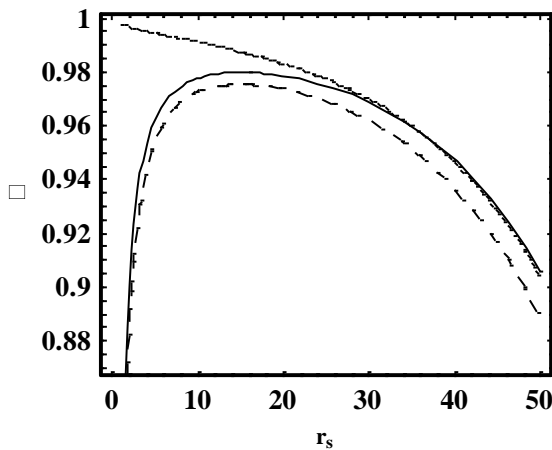


Рисунок 3. Степень ионизации водородной плазмы в зависимости от безразмерного параметра плотности r_s при $\Gamma = 0.2$.

Пунктирная линия – уравнение Саха; линия с точками – атомная сумма Планка-Ларкина; сплошная линия - обрезанная атомная сумма.

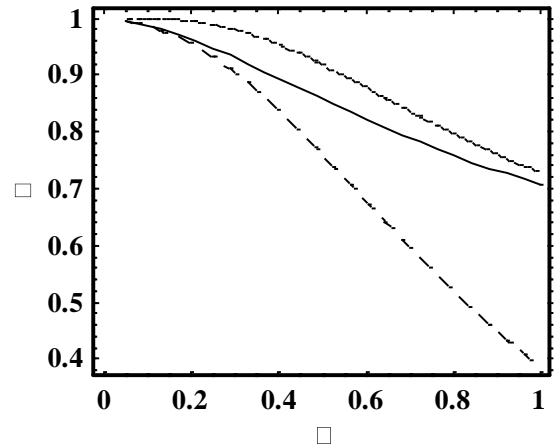


Рисунок 4. Степень ионизации водородной плазмы в зависимости от безразмерного параметра связи Γ при $r_s = 5$. Пунктирная линия – уравнение Саха; линия с точками – атомная сумма Планка-Ларкина; сплошная линия - обрезанная атомная сумма.

– уравнение Саха; линия с точками – атомная сумма Планка-Ларкина; сплошная линия - обрезанная атомная сумма.

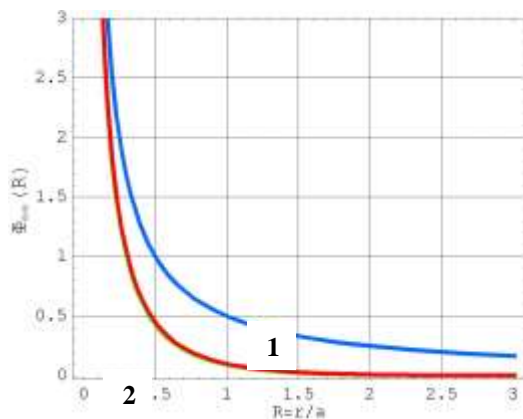


Рисунок 5. Зависимость электрон – электронного макропотенциала от расстояния при $r_s = 5$ and $\Gamma = 0.5$. 1: Кулоновский потенциал; 2: макропотенциал.

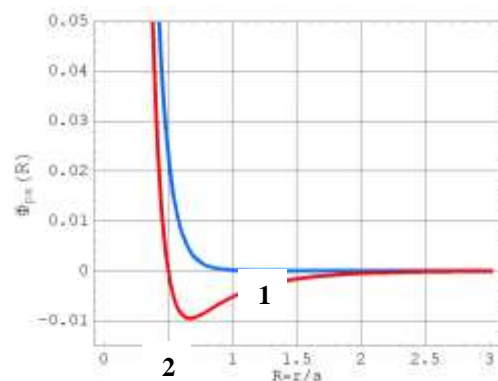


Рисунок 6. Зависимость протон – протонного макропотенциала от расстояния при $r_s = 5$ and $\Gamma = 0.5$. 1: микропотенциал, 2: макропотенциал

В качестве применения предлагаемой модели взаимодействия частиц частично ионизованной плазмы рассмотрим ее термодинамические свойства и электропроводность.

4. Термодинамические свойства

Одна из наиболее практически важных термодинамических функций представляет собой давление системы

$$P = P_{id} - \frac{2\pi}{3} \int_0^{\infty} \sum_{a,b} n_a n_b \frac{d\varphi_{ab}(r)}{dr} g_{ab}(r) r^3 dr, \quad (16)$$

где $P_{id} = (n_e + n_p + n_n)k_B T$ - давление идеального газа.

Численные результаты для уравнения состояния при различных значениях параметров плазмы представлены на рисунках 7, 8.

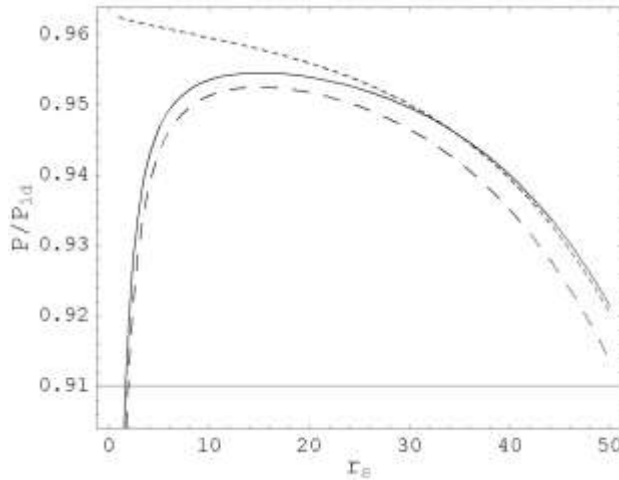


Рисунок 7. Уравнение состояния водородной плазмы в зависимости от безразмерного параметра плотности r_s при $\Gamma = 0.2$.

Пунктирная линия – уравнение Саха; линия с точками – атомная сумма Планка-Ларкина; сплошная линия - обрзанная атомная сумма.

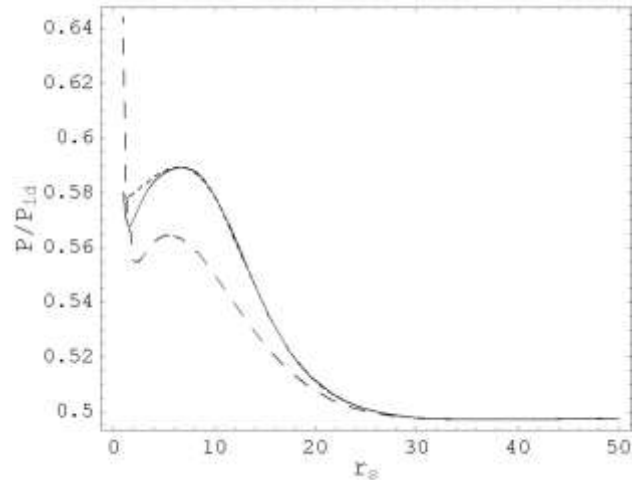


Рисунок 8. Уравнение состояния водородной плазмы в зависимости от безразмерного параметра плотности r_s при $\Gamma = 1.0$.

Пунктирная линия – уравнение Саха; линия с точками – атомная сумма Планка-Ларкина; сплошная линия - обрзанная атомная сумма.

Приведем сравнение предложенной химической модели плазмы с результатами точного квантовомеханического разложения, имеющего вид

$$\beta p = \sum_a \zeta_a + \frac{\kappa^3}{12\pi} + \sum_{a,b} \zeta_a \zeta_b \left[\frac{\pi}{3} (\beta e_a e_b)^3 \ln(\kappa \lambda_{ab}) + A_0 \beta^3 e_a^2 e_b^4 + 2\pi \lambda_{ab}^3 K_0(\xi_{ab}; s_a) \right], \quad (17)$$

где $\beta = \frac{1}{k_B T}$, $\xi_{ab} = -\frac{\beta e_a e_b}{\lambda_{ab}}$, $\lambda_{ab} = \frac{\hbar}{\sqrt{2m_{ab}k_B T}}$, $m_{ab} = \frac{m_a m_b}{m_a + m_b}$,

с вириальными функциями Эбелинга

$$K_0(\xi_{ab}; s_a) = Q(\xi_{ab}) + \delta_{ab} \frac{(-1)^{2s_a}}{2s_a + 1} E(\xi_{ab}), \quad (18)$$

$$Q(\xi) = -\frac{\xi}{6} - \frac{\xi^2 \sqrt{\pi}}{8} - \frac{\xi^3}{6} \left(\frac{C}{2} + \ln 3 - \frac{1}{2} \right) + \sum_{n=4}^{\infty} \frac{\sqrt{\pi} \zeta(n-2)}{\Gamma\left(\frac{n}{2} + 1\right)} \left(\frac{\xi}{2} \right)^n, \quad (19)$$

$$E(\xi) = \frac{\sqrt{\pi}}{4} + \frac{\xi}{2} + \ln 2 \frac{\sqrt{\pi}}{4} \xi^2 + \frac{\pi^2}{72} \xi^3 + \sum_{n=4}^{\infty} \frac{\sqrt{\pi} (1 - 2^{2-n}) \zeta(n-2) \left(\frac{\xi}{2}\right)^n}{\Gamma\left(\frac{n}{2} + 1\right)}. \quad (20)$$

Сравнение приведено на рисунках 9 и 10. Видно, что наблюдается довольно хорошее согласие между двумя методами. При этом предлагаемый подход имеет ряд преимуществ. Во-первых, он позволяет определить долю атомов в системе, а во-вторых, можно построить корреляционные функции в широком диапазоне изменения параметров плазмы.

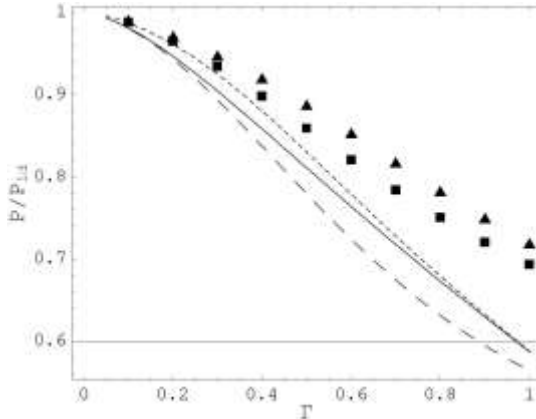


Рисунок 9. Уравнение состояния водородной плазмы в зависимости от безразмерного параметра связи Γ при $r_s = 5$. Пунктирная линия – уравнение Саха; линия с точками – атомная сумма Планка-Ларкина; сплошная линия - обрзанная атомная сумма.

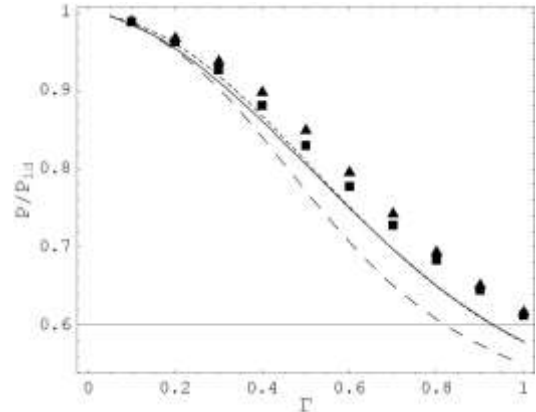


Рисунок 10. Уравнение состояния водородной плазмы в зависимости от безразмерного параметра связи Γ при $r_s = 10$. Пунктирная линия – уравнение Саха; линия с точками – атомная сумма Планка-Ларкина; сплошная линия - обрзанная атомная сумма.

5. Электропроводность

Дифференциальное сечение рассеяния определяется через сдвиги фаз на бесконечном удалении частиц друг от друга

$$Q^{ab}(k) = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2 \frac{\delta_l^{ab}(\infty)}{2}. \quad (21)$$

На рисунках 11-14 представлены дифференциальные сечения рассеяния частиц при различных параметрах плазмы.

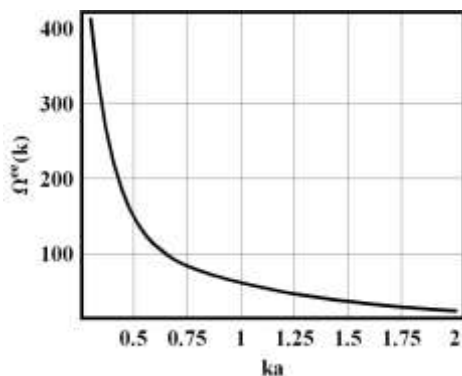


Рисунок 11. Электрон-протонное дифференциальное сечение рассеяния в зависимости от волнового числа при $r_s = 5$ и $\Gamma = 0.1$.

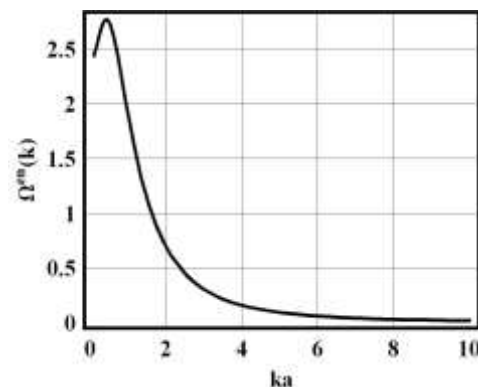


Рисунок 12. Электрон-атомное дифференциальное сечение рассеяния в зависимости от волнового числа при $r_s = 5$ и $\Gamma = 0.1$.

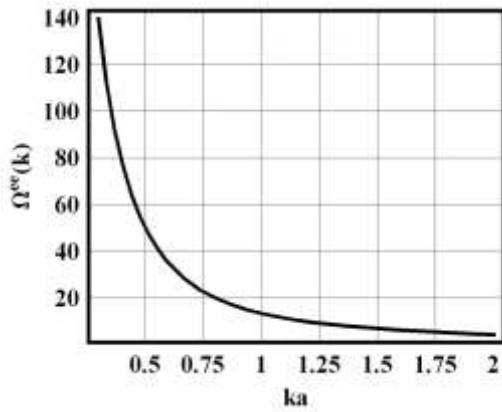


Рисунок 13. Электрон-протонное дифференциальное сечение рассеяния в зависимости от волнового числа при $r_s = 5$ и $\Gamma = 1$.

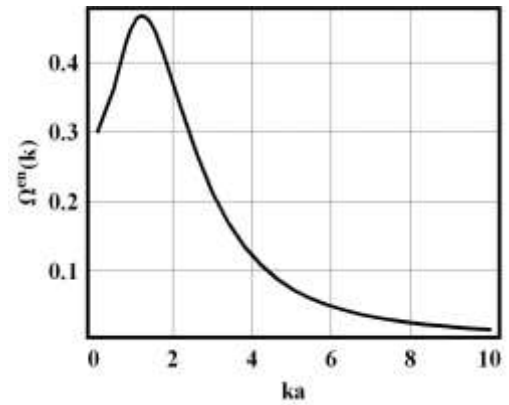


Рисунок 14. Электрон-атомное дифференциальное сечение рассеяния в зависимости от волнового числа при $r_s = 5$ и $\Gamma = 1$.

Фазы рассеяния рассчитывались исходя из уравнения Калоджеро. При фиксированной плотности и увеличении параметра связи сечения рассеяния уменьшаются, а при фиксированном параметре связи Γ и уменьшении плотности (увеличении параметра плотности r_s) сечения возрастают. И то и другое связано с ослаблением влияние коллективных эффектов на взаимодействие между частицами среды. Кроме этого, на зависимости электрон-атомного дифференциального сечения рассеяния от волнового числа (энергии сталкивающихся частиц) имеется максимум, связанный с тем, что макропотенциал взаимодействия электрон-атом имеет немонотонный характер со сменой притяжения на малых расстояниях на отталкивание на больших.

При исследовании транспортного и полного сечений рассеяния следует отметить, что для чисто кулоновского потенциала классические формулы дают расходящийся результат. Это связано с тем, что чистый кулоновский потенциал слишком медленно спадает с расстоянием и вклад процессов рассеяния на малые углы является доминирующим. В нашем случае используются потенциалы, достаточно быстро убывающие с расстоянием между частицами, что ведет к конечности полного и транспортного сечений рассеяния. Использование уравнения Калоджеро для определения сдвига фаз гарантирует корректный учет единичных актов рассеяния и на малых расстояниях взаимодействующих частиц.

Полное сечение рассеяния определяется через сдвиги фаз на бесконечном удалении частиц друг от друга

$$Q_T^{ab}(k) = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (l+1) \sin^2(\delta_{l+1}^{ab}(\infty) - \delta_l^{ab}(\infty)). \quad (22)$$

Для изучения зависимости электропроводности от параметров плазмы необходимо исследовать зависимость процессов рассеяния электронов от таких факторов как степень ионизации плазменной среды. Предположим, что электрон движется в плазме с некоторой скоростью, тогда полное эффективное сечение рассеяния с учетом степени ионизации плазменной среды имеет вид

$$\Omega(v/v_T) = \frac{\alpha}{\gamma_E} Q_T^{ee} \left(\frac{v}{v_T \lambda_{ep}} \right) + (1 - \alpha) Q_T^{en} \left(\frac{v}{v_T \lambda_{en}} \right). \quad (23)$$

Здесь $\gamma_E = 0.582$, а $\lambda_{ab} = \hbar / a(m_{ab} k_B T)$ - безразмерная тепловая длина волны де Бройля пары частиц с приведенной массой $m_{ab} = m_a m_b / (m_a + m_b)$.

Поясним некоторые вклады в соотношении (23), связанные с изучением электропроводности частично ионизованной водородной плазмы. Специфика электромагнитного взаимодействия проявляется в том, межэлектронные корреляции оказывают сильное влияние на электропроводность даже при малых значениях параметра связи Γ . Для их учета к интегралу электрон-ионных столкновений следует добавить интеграл электрон-электронных столкновений, благодаря чему и появилась поправка, содержащая γ_E . Таким образом, первый член в соотношении (23) учитывает как электрон-ионные, так и электрон-электронные процессы рассеяния. Второй член (23) принимает во внимание рассеяние электронов на атомах водорода, Оба вклада пропорциональны количеству ионов и атомов соответственно.

Для определения электропроводности частично ионизованной плазмы воспользуемся следующей формулой /14/

$$\sigma = \frac{4}{3} \frac{e^2}{\sqrt{2\pi m_e (k_B T)^{5/2}}} \int_0^\infty \frac{n_e E \exp(-E/k_B T)}{n_p Q_T^{ep}(E)/\gamma_E + n_n Q_T^{en}(E)} dE, \quad (24)$$

где коэффициент $\gamma_E = 0.582$ учитывает перераспределение импульса в электронном потоке.

На рисунках 15 и 16 представлена графическая зависимость электропроводности частично ионизованной водородной плазмы при фиксированных значениях параметров плотности $r_s = 10$ и $r_s = 5$.

Из рисунков 15 и 16 видно, что при фиксированном параметре плотности электропроводность частично ионизованной плазмы уменьшается с увеличением параметра неидеальности. Физической причиной этого является снижение степени ионизации (числа свободных электронов), так как увеличение параметра неидеальности соответствует уменьшению температуры системы.

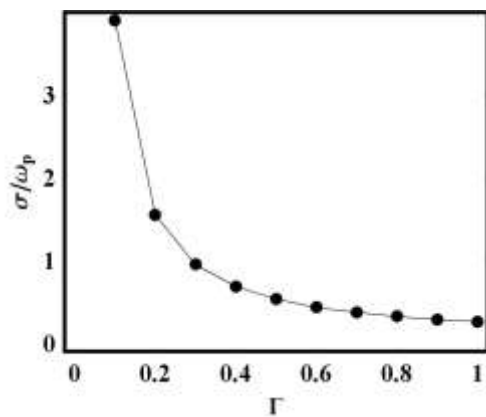


Рисунок 15. Электропроводность $\sigma / \omega_p, \omega_p = (4\pi n e^2 / m_e)^{1/2}$ в зависимости от параметра связи Γ при фиксированном параметре плотности $r_s = 10$.

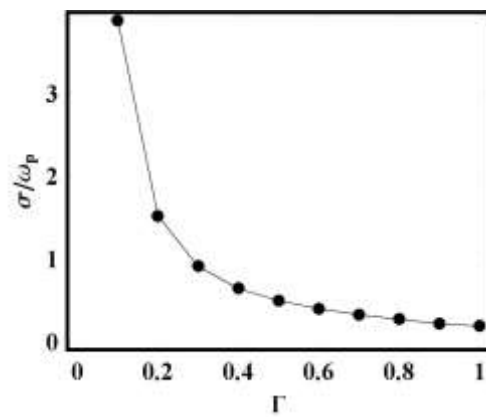


Рисунок 16. Электропроводность $\sigma / \omega_p, \omega_p = (4\pi n e^2 / m_e)^{1/2}$ в зависимости от параметра связи Γ при фиксированном параметре плотности $r_s = 5$.

Сравнение рисунков 15 и 16 приводит к выводу, что уменьшение параметра плотности, то есть увеличение концентрации, приводит к увеличению электропроводности, так как при этом также происходит увеличение концентрации заряженных частиц, обусловленное снижением потенциала ионизации.

6. Выводы

В данной работе предложена самосогласованная модель взаимодействия частиц частично ионизированной водородной плазмы. Изучено ионизационное равновесие, уравнение состояния и электропроводность. Таким образом, впервые удалось описать термодинамические и транспортные свойства частично ионизированной плазмы на основе предложенной самосогласованной псевдотенциальной теории.

Литература

1. W. Ebeling, W. D. Kraeft, and D. Kremp, Theory of Bound States and Ionization Equilibrium (Akademie-Verlag, Berlin, 1976).
2. F. J. Rogers, Astrophys. J. 310, 723, (1986).
3. F. J. Rogers, F. J. Swenson, and C. A. Iglesias, Astrophys. J. 456, 902, (1996).
4. V. S. Filinov, V. E. Fortov, M. Bonitz, and D. Kremp, Phys. Lett. A 274, 228, (2000).
5. J. Christensen-Dalsgaard, W. Däppen, and Y. Lebreton, Nature (London) 336, 634, (1988).
6. J. Christensen-Dalsgaard, and W. Däppen, Astron. Astrophys. Rev. 4, 267, (1992).
7. P. P. Eggleton, and J. Faulkner, Astron. Astrophys. 23, 325, (1973).
8. D. G. Hummer and D. Mihalas, Astrophys. J. 331, 794, (1988).
9. D. Mihalas, W. Däppen, and D. G. Hummer, Astrophys. J. 331, 815, (1988).
10. D. Mihalas, W. Däppen, D. G. Hummer, and B. W. Mihalas, Astrophys. J. 332, 261, (1988).
11. Yu. V. Arkhipov, F. B. Vaimbetov, A. E. Davletov, The European Physical Journal D 8, 299 (2000).
12. Н. Мотт, Х. Мессе, “Теория атомных столкновений”, Мир, Москва, 1974.
13. Yu. V. Arkhipov, F. B. Vaimbetov, A. E. Davletov, Physics of Plasmas 12, 082701 (2005).
14. V. E. Fortov, A. G. Khrapak, I. T. Yakubov, “Физика неидеальной плазмы”, (Физматгиз, Москва, 2004).

Жартылай иондалған плазманың өзіндік үйлестірілген химиялық моделі

А.Е. Давлетов

Термодинамикалық және транспорттық қасиеттерін дұрыс суреттейтін жартылай иондалған плазманың өзіндік үйлестірілген химиялық моделі ұсынылған. Корреляциялық эффектілерді ескеру бөлшектер арасындағы әсерлесуді сипаттайтын макропотенциалдарды елеулі өзгерістерге келтіретіндігі көрсетілген. Системаның еркін энергиясын минимизациялау арқылы ионизациялық тепе-теңдік шарт алынып, плазма параметрлері кең аумақта өзгерген кездегі оның құрамы зерттелген. Сонымен ұсынылып отырған жартылай иондалған плазманың псевдопотенциалдық теориясы негізінде бірінші рет плазманың термодинамикалық және транспорттық қасиеттерін зерттеуге болатындығы көрсетілді.

Self-consistent chemical model of partially ionized plasmas

A. Davletov

Starting from the Bogolyubov hierarchy in the pair correlation approximation and the expression for the free energy, taking into account interparticle interactions in the system, the ionization equilibrium and pair correlation functions have been determined. The numerical results and analysis implemented have shown that the correlation phenomena in partially ionized plasmas lead not only to the charge shielding but to the short-range order formation as well. Direct comparison of the obtained results with the quantum-mechanical fugacity expansion demonstrates that the approach developed describes adequately the behavior of partially ionized plasmas for moderate densities and high temperatures