

Ю.В.Архипов¹, А.Аскарулы¹, А.Б.Ашикбаева¹,
А.Е. Давлетов¹, И.М.Ткаченко²

¹КазНУ им. аль-Фараби¹, Алматы-Казахстан;

²Валенсийский политехнический университет², Испания

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЕ

Аннотация. В данной работе представлены результаты расчетов тормозной способности тяжелых заряженных частиц в однокомпонентной и в двухкомпонентной плазме для известных моделей диэлектрической функции, и проведено сравнение с результатами, полученными в соответствующих приближениях метода моментов.

Ключевые слова: тормозная способность плазмы, метод моментов, диэлектрическая функция Мермина, приближение хаотических фаз, локальное поле.

Введение

В настоящее время одной из задач, возникающих в связи с проблемой осуществления управляемого термоядерного синтеза, является нагрев плазмы, для решения которого в последнее время все чаще стали применять пучки заряженных ионов. Основным преимуществом такого подхода является возможность более сильного нагрева плазмы [1-3]. При этом эксперименты, связанные с взаимодействием плазмы и движущегося в ней ионного пучка, стимулировали разработку теоретических методов определения потерь энергии заряженной частицы в плазменной среде, т.е. изучение, так называемой, тормозной способности плазмы, обусловленной поляризационными потерями.

Такие потери определяются с использованием соответствующих диэлектрических функций. Поэтому целью данной работы является анализ различных моделей диэлектрической функции, используемых для определения энергетических потерь частиц при прохождении через плазму.

Модели диэлектрических функций

Знание диэлектрической функции, зависящей от волнового числа и частоты, необходимо для исследования диэлектрических характеристик плазмы.

В приближении хаотических фаз (ПХФ) диэлектрическая функция определяется как [4]:

$$\epsilon_{RPA}(k, \omega) = \epsilon_r(k, \omega) + i\epsilon_i(k, \omega), \quad (1)$$

причем действительная часть записывается как

$$\epsilon_r(k, \omega) = 1 + \frac{1}{4z^3\pi k_F} [g(u+z) - g(u-z)],$$

где для расчета функции

$$g(x) = \int_0^\infty \frac{y dy}{\exp(Dy^2 - \eta) + 1} \ln \left| \frac{x+y}{x-y} \right|$$

необходимо знание параметра $D = \theta^{-1}$ и $\eta = \beta\mu$, безразмерного химического потенциала электронной подсистемы, который должен быть определен из условия нормировки,

$$F_{1/2}(\eta) = \frac{2}{3} D^{3/2}.$$

Здесь $F(\eta) = \int_0^\infty \frac{x^\nu}{\exp(x-\eta)+1} dx$ - это интеграл Ферми.

Мнимая часть диэлектрической функции в ПХФ записывается следующим образом:

$$\epsilon_i(k, \omega) = \frac{1}{8z^3 k_F} \theta \ln \left[\frac{1 + \exp\{D[1 - (u-z)^2]\}}{1 + \exp\{D[1 - (u+z)^2]\}} \right],$$

Здесь и выше введены следующие обозначения $u = \frac{\omega}{kv_F}$ и $z = \frac{k}{2k_F}$, под v_F, k_F подразумевается скорость и волновое число Ферми, $v_F = \hbar k_F$, $k_F = (3\pi^2 n)^{1/3}$, \hbar - постоянная Планка.

В формулировке Мермина диэлектрическая функция среды записывается в виде [5]:

$$\epsilon_M(k, \omega) = 1 + \frac{(\omega + i\nu)[\epsilon_{RPA}(k, \omega + i\nu) - 1]}{\omega + i\nu[\epsilon_{RPA}(k, \omega + i\nu) - 1]/[\epsilon_{RPA}(k, 0) - 1]} \quad (2)$$

Здесь $\nu = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{2\pi}{m}} \frac{e^4 n}{(k_B T)^{3/2}} \Lambda$ - статическая частота столкновений. Для ее расчета необходимо знание обобщенного кулоновского логарифма Λ , который может быть определен через статические структурные факторы $S_{ab}(k)$ (a, b - сорта частиц) с помощью формулы Грина-Кубо [6]:

$$\Lambda = \int_0^\infty \frac{dk}{k} \frac{S_{ee}(k) S_{ii}(k) - S^2(k)}{(1 + k \lambda_{ei})^2} e^{-\epsilon t}, \quad (3)$$

$\lambda_{ei} = \frac{\hbar}{\sqrt{\pi\mu_{ei}\beta^{-1}}}$ - это длина волны де Бройля,

μ_{ei} -приведенная масса.

В неидеальной плазме, для учета взаимодействий между электронами системы в моделях Мермина и ПХФ, мы ввели поправку на локальное поле (ДФЛП) по Ишимару [7], такие модели мы назвали расширенными приближениями ПХФ и Мермина.

Если в (2) вместо постоянной частоты столкновений ν использовать так называемую динамическую частоту соударений $\nu(\omega)$, то область применимости этого выражения предположительно расширяется и его можно использовать в плотной неидеальной плазме, как это было сделано в [8].

Применяя метод моментов, можно легко получить выражение для обратной электрической функции

$$\varepsilon^{-1}(k, z) = 1 + \frac{\omega_p^2(Q(k, z) + z)}{z(z^2 - \omega^2(k) + Q(k, z)(z^2 - \omega^2(k)))}. \quad (4)$$

Частоты $\omega_1(k)$ и $\omega_2(k)$ определяются соответствующими отношениями моментов $C_n(k)$: $\omega_1^2(k) = \frac{C_2(k)}{C_0(k)}$, $\omega_2^2(k) = \frac{C_4(k)}{C_2(k)}$, а

$$Q(k, z) = \frac{A\sqrt{\omega_p^5}\omega(1+i)}{\omega_2^2(k) - \omega_1^2(k)} + i \frac{\omega_2^2(k) - \omega_1^2(k)}{\nu}$$

- функция-параметр Неванлинны, где $A = \frac{\sqrt{z}}{35/4} r^{3/4}$.

Вычисление моментов, то есть, так называемых, правил сумм, позволяет записать выражения для них в следующем виде

$$C_0 = 1 - \varepsilon^{-1}(k, 0) = 1 - \varepsilon^{-1}(k), \quad (5)$$

$$C_2 = \omega_p^2, \quad (6)$$

$$C_4 = \omega_p^4(1 + K(k) + U(k) + H). \quad (7)$$

Здесь учитываются квантовые и корреляционные свойства плазмы:

$$K(k) = \frac{\langle v_e \rangle^2 k^2}{\omega_p^2} + \left(\frac{\hbar}{2m}\right)^2 \frac{k^2}{\omega_p^2} \quad (8)$$

$$H = \frac{1}{6\pi^2 Z \sqrt{n_e n_i}} \int_0^\infty q^2 S_{ei}(q) dq, \quad (9) U(k) =$$

$$(1/2\pi^2 n_e) \int_0^\infty p^2 [S_{ee}(p) - 1] f(p, k) dp, \quad (10)$$

$\langle v_e \rangle^2$ - квадрат средней тепловой скорости

электронов, m_e - их масса, $f(p, k) = \frac{1}{12} - \frac{1}{4k^2} + \frac{k^2 - p^2}{8pk^3} \ln \left| \frac{p+k}{p-k} \right|$. (11)

Поляризационные потери в плотной плазме

В 1930 г. Бете вывел формулу для потерь энергии быстрой частицей, предполагая, что атомы среды ведут себя как квантово-механические осцилляторы [9]. Позже, Ларкин показал, что в случае, когда быстрые ионы пронизывают электронный газ, применима аналогичная формула, но с заменой средней частоты возбуждения на плазменную частоту ω_p :

$$-\frac{dE}{dx} \simeq \left(\frac{Z_p e \omega_p}{v}\right)^2 \ln \frac{2mv^2}{\hbar\omega_p} \quad (12)$$

где $Z_p e$ и v - заряд и скорость налетающей частицы.

В [10, 11] было показано, что в полностью ионизированной водородной плазме со слабозатухающей ленгмюровской модой, плазменная частота в кулоновском логарифме должна быть заменена значением частоты ленгмюровской моды, $\omega_L(k)$, в длинноволновом приближении,

$$\omega_L(k) = \omega_p \sqrt{1 + H}; \quad -\frac{dE}{dx} \simeq \left(\frac{Z_p e \omega_p}{v}\right)^2 \ln \frac{2mv^2}{\hbar\omega_p \sqrt{1 + H}}, \quad (13)$$

где $H = \frac{1}{6\pi^2 \hbar} \int_0^\infty p^2 S_{ei}(p) dp$, а $S_{ei}(r)$ - электрон-ионный статический структурный фактор.

Поправка, введенная в асимптотику Бете-Ларкина позволит непосредственно исследовать корреляционные эффекты в плазме с высокой плотностью энергии, например, в плазме, изучаемой в астрофизике и физике космоса, в плазме внутренних слоев планет, в плазме инерциального синтеза, металлов и, в целом, в плазме конденсированного состояния вещества.

В пренебрежении потерями на ионизацию и столкновения, для расчета энергетических потерь быстрой частицы, проходящей сквозь кулоновскую систему, используется поляризационный механизм, который становится более точным с увеличением кинетической энергии частицы. В 1959 году Линхард получил выражение, связывающее потери энергии за счет поляризации с диэлектрической функцией среды [12]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{1}{\pi v^2} \int_0^\infty dk \int_0^{kv} \omega \text{Im} \varepsilon^{-1}(k, \omega) d\omega. \quad (14)$$

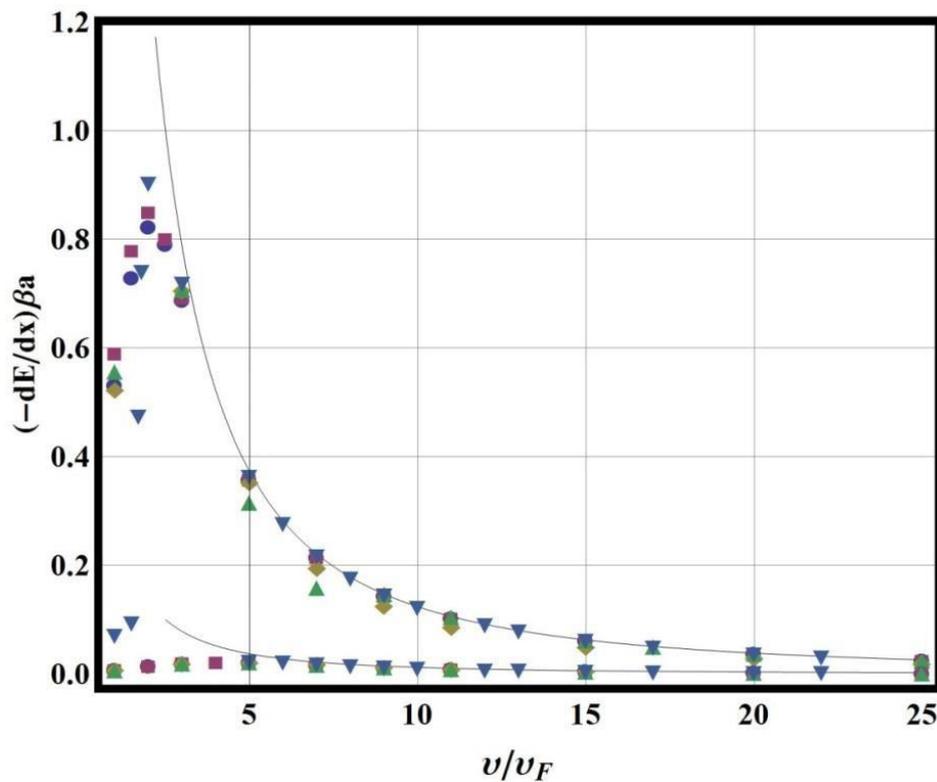
Данное соотношение дает связь поляризационных потерь энергии движущейся заряженной частицы в плазме с продольной диэлектрической проницаемостью среды $\epsilon(k, \omega)$. Из его вида можно заключить, что потери энергии пробного заряда в плазме не зависят от массы тормозящейся частицы, а зависят только от ее заряда Z_{pe} и скорости v .

Формула (14) для вычисления поляризационных потерь энергии пробного заряда, движущегося в плазме, справедлива в одночастичном приближении, при котором торможение ионного пучка представляется как

торможение единичных, не взаимодействующих между собой ионов. Такое приближение справедливо для плотностей ионного потока много меньших плотности среды, что выполняется для большинства современных экспериментов.

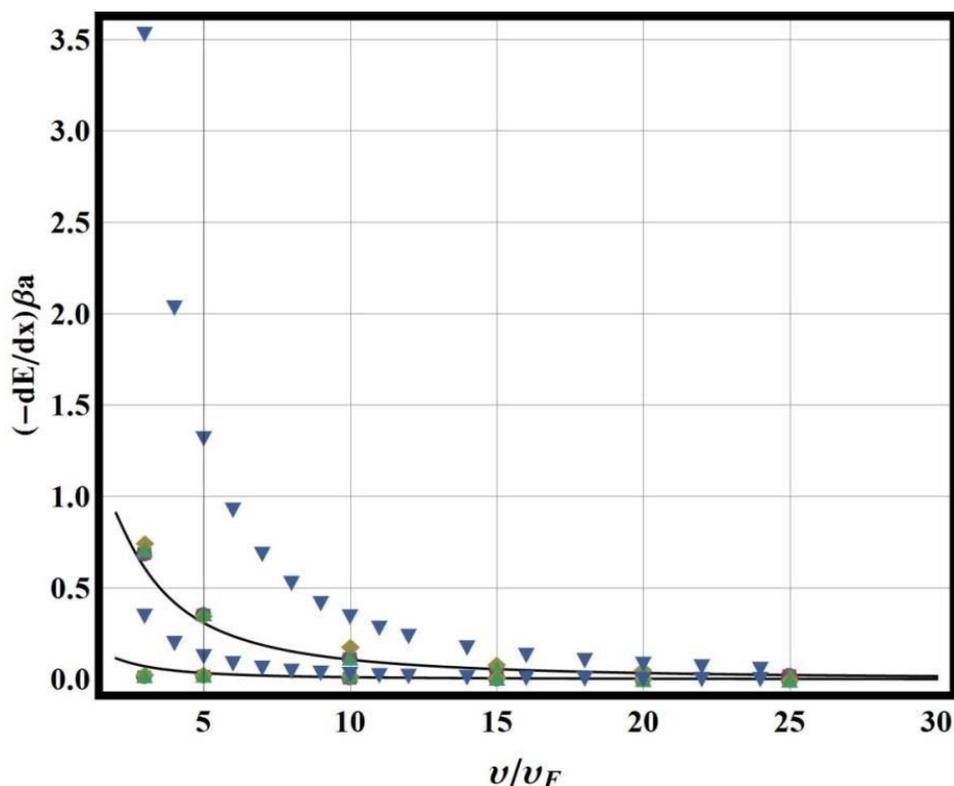
Следует отметить, что данные поляризационных потерь энергии пробных зарядов в плазме хорошо согласуются с экспериментом при больших скоростях пробного заряда.

В данной работе исследуется тормозная способность (14) модельной ОКП и ДКП для моделей диэлектрических функций описанных выше.



Кружочки – модель Мермина, квадратики – расширенная модель Мермина, ромбики – приближение ПХФ, треугольники – расширенное приближение ПХФ, перевернутые треугольники – метод моментов, сплошная линия – асимптотика Бете-Ларкина (12). Нижние кривые для $G = 0.11$, верхние кривые для $G = 1.1$, $r_s = 2.5256$

Рисунок 1 – Тормозная способность однокомпонентной плазмы



Кружочки – модель Мермина, квадратики – расширенная модель Мермина, ромбики – приближение ПХФ, треугольники – расширенное приближение ПХФ, перевернутые треугольники – метод моментов, сплошная линия – модифицированная асимптотика Бете-Ларкина (13). Нижние кривые для $G = 0.11$, верхние кривые для $G = 1.1$, $r_s = 2.5256$

Рисунок 2 – Тормозная способность двухкомпонентной плазмы

Заключение

В данной работе представлены результаты расчетов поляризационных потерь тяжелых заряженных частиц в электронных жидкостях и в двухкомпонентной плазме для всех моделей, рассмотренных выше, и проведено сравнение с результатами, полученными в соответствующих приближениях метода моментов и с асимптотическими формами (15) и (16), соответственно. Общие выводы состоят в следующем.

1) Воспроизведены численные результаты, полученные для торможения заряженных частиц в электронных жидкостях, приведенные в работах Баррига-Карраско [4]. Соответствующие кривые, которые представляют зависимость потерь в электронной жидкости от скорости налетающих частиц, всегда располагаются ниже кривой асимптотической формы (15).

2) При рассмотрении торможения в двухкомпонентной полностью ионизованной водородоподобной плазме, т.е. при учете ионного вклада в ДФ плазмы, полученную

методом моментов и электрон-ионных взаимодействий, поляризационные энергетические потери усиливаются и соответствующие кривые лежат над кривой асимптотической формы (16).

3) Что касается поляризационных потерь в двухкомпонентной плазме, рассчитанных в рамках диэлектрического формализма через функции потерь, полученные в рамках моделей ПХВ и Мермина, то такое повышение наблюдается также в расширенном приближении случайных фаз (ПХФ + ДФЛП), но не в расширенной модели Мермина.

Список литературы

- 1 Arnold R.C., Meyer-ter-Vehn J. Production of density plasmas by ion beams // Rep.Prog.Phys. – 1987. - Vol.50. - P.559.
- 2 Jacoby J., Hoffmann D.H.H., Laux W., Muller R.W., Wahl H., Weyrich K., et. al. Stopping of heavy ions in a hydrogen plasma. // Phys.Rev.Lett. – 1995. - Vol.74. - P.1550-1553.
- 3 Hoffmann D.H.H., Weyrich K., Wahl H. Energy loss of a heavy ions in a plasma target.

// Phys. Rev. A. – 1990. - Vol. 42. - P. 2313-2321.

4 Barriga-Carrasco M.D. Effects of target plasma electron-electron collisions on correlated motion of fragmented H_2^+ protons // Phys. Rev. E. – 2006. - Vol. 73. – P. 026401; Barriga-Carrasco M.D. Influence of damping on proton energy loss in plasmas of all degeneracies // Phys. Rev. E. – 2007. - Vol. 76. – P. 016405; Barriga-Carrasco M.D. Dynamical local field corrections on energy loss in plasmas of all degeneracies // Phys. Rev. E. – 2009. - Vol. 79. – P. 027401; Barriga-Carrasco M.D. Proton stopping using a full conserving dielectric function in plasmas at any degeneracy Phys. Rev. E. – 2010. - Vol. 82. – P. 046403

5 Mermin N.D. Lindhard Dielectric Function in the Relaxation-Time Approximation // Phys. Rev. B. – 1970. - Vol. 2. - № 5.

6 Arkhipov Yu. V., Ashikbaeva A.B., Baimbetov F.B., Davletov A.E., Starikov K.V. Dissipation of plasmons in semiclassical plasmas // IV International conference “Plasma Physics and Plasma Technology”, Contributed Papers. – 2003. – Vol.1. – P. 233 – 235.

7 Ichimaru S. Statistical Plasma Physics // Addison-Wesley, New York. – 1991. – Vol. 1; Ichimaru S. Statistical Plasma Physics: Condensed Plasmas // Addison-Wesley, New York. - 1994. - Vol. 2.

8 Morozov I., Reinholz H., Röpke G., Wierling A., and Zwicknagel G., Molecular dynamics simulations of optical conductivity of dense plasmas // Phys. Rev E. – 2005. – Vol.71. – P. 066408 (12 p.).

9 Bethe H. Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie [Theory of the Passage of Fast Corpuscular Rays Through Matter] // Ann. Physik – 1930. – Vol. 397. - P. 325-400.

10 Ballester D. and Tkachenko I. M. Fast-projectile stopping power of quantal multi-component strongly coupled plasmas // Phys. Rev. Lett. – 2008. – Vol. 101. - P. 075002.

11 Архипов Ю.В., Ашикбаева А.Б., Аскарулы А., Давлетов А.Е., Паласи Д., Ткаченко И.М. Торможение релятивистских ионов в неидеальной плазме // 8-ая Международная научная конференция «Современные достижения физики и фундаментальное физическое образование» - Алматы, 2013. - С. 95-96.

Arista N. R. Low-velocity stopping power of semidegenerate quantum plasmas // J. Phys. C: Solid State Physics. – 1985. – Vol. 18. – P. 5127.

Принято в печать 01.02.2016

**Ю.В.Архипов¹, А.Аскарулы¹, А.Б.Ашикбаева¹,
А.Е. Давлетов¹, И.М.Ткаченко²**

¹КазНУ им. аль-Фараби, Алматы-Казахстан;

²Валенсийский политехнический университет, Испания

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЕ

Аннотация. В данной работе представлены результаты расчетов тормозной способности тяжелых заряженных частиц в однокомпонентной и в двухкомпонентной плазме для известных моделей диэлектрической функции, и проведено сравнение с результатами, полученными в соответствующих приближениях метода моментов.

Ключевые слова: тормозная способность плазмы, метод моментов, диэлектрическая функция Мермина, приближение хаотических фаз, локальное поле.

**Ю.В.Архипов¹, Ә.Асқарұлы¹, Ә.Б.Ашықбаева¹,
А.Е.Давлетов¹, И.М.Ткаченко²**

¹Әль-Фараби атындағы ҚазҰУ, Алматы, Қазақстан

²Валенсия политехникалық университеті, Испания

ТЫҒЫЗ ПЛАЗМАДАҒЫ ЗАРЯДТАЛҒАН БӨЛШЕКТЕРДІҢ

ЭНЕРГЕТИКАЛЫҚ ШЫҒЫНЫ

Аннотация. Бұл жұмыста диэлектрлік функциясының белгілі модельдері үшін бір-компонентті және екі компонентті плазмадағы ауыр зарядталған бөлшектердің тежелу қасиетінің есептеу нәтижелері ұсынылады, және олардың моменттер әдісінің тиісті жуықтауды алынған нәтижелермен салыстыру жүргізілген.

Түйінді сөздер: плазманың тежелу қасиеті, моменттер әдісі, Мерминнің диэлектрлік функциясы, кездейсоқ фазалық жуықтау, локалды өріс.

**Yu.V. Arkhipov¹, A.Askaruly¹, A.B.Ashikbayeva¹,
A.E. Davletov¹, I.M.Tkachenko²**

*Al-Farabi Kazakh National University, IETP, Almaty, Kazakhstan (1);
Polytechnic university of Valencia, Valencia, Spain (2)*

ENERGY LOSS OF CHARGED PARTICLES IN DENSE PLASMA

Abstract. This paper presents the results of calculations of the stopping power of heavy charged particles in an one-component and two-component plasma for known models of the dielectric function, and compared with the results obtained in the corresponding approximations of the method of moments.

Keywords: plasma stopping power, method of moments, Mermin dielectric function, random phase approximation, local field.