

УДК 209 645

М. Е. Вейсман¹, Н. Е. Андреев^{1,2}
член-корреспондент НАН РА Г. Г. Матевосян³, О. С. Ароян³

**Широкодиапазонная диэлектрическая проницаемость
столкновительной плазмы с произвольным зарядом ионов**

(Представлено 28/VI 2017)

Ключевые слова: *столкновительная плазма; диэлектрическая проницаемость; идеальная, вырожденная, лазерная плазма.*

1. Введение. Проблема взаимодействия интенсивных лазерных импульсов с плазмой и твердотельными мишенями имеет фундаментальное значение при изучении различных аспектов поведения вещества в поле интенсивного лазерного излучения, а также имеет ряд практических применений, например, в сценарии быстрого поджига [1], для разработки новых источников излучения в рентгеновском диапазоне волн и для получения плотных и горячих состояний вещества [2], для ускорения частиц [3], а также для генерации ударных волн с применением лазеров. За последние десятилетия различные аспекты взаимодействия излучения с плазмой исследовались во многих работах (см., например, [4-7]). В настоящее время различные модели этих взаимодействий широко обсуждаются в литературе (см., например, [8-13] и приведенную там литературу). Ключевой физической величиной, характеризующей взаимодействие излучения с плазмой, а также оптические свойства вещества, является диэлектрическая проницаемость (ДП) $\varepsilon(\omega)$, определяющая электромагнитный отклик системы на малые возмущения. Таким образом, разработка теоретических моделей для ДП, пригодных в широких диапазонах параметров плазмы, важна как с точки зрения фундаментальных исследований, так и различных прикладных задач.

Диэлектрическая проницаемость плазмы хорошо изучена в двух противоположных предельных случаях – бесстолкновительного [5-7] и сильностолкновительного гидродинамического пределов [14, 15]. Важным шагом в создании слабостолкновительной теории явилась работа [16].

В последние годы широко используется упрощенная модель столкновительной плазмы, основанная на двух разновидностях модельного инте-

гнала столкновений Батнагара–Гросса–Крука (БГК) [17] в кинетическом уравнении для электронов, сохраняющего или не сохраняющего локальное число частиц [7, 18-23]. Кроме того, стандартное БГК-приближение можно обобщить таким образом, чтобы сохранялись локальное число и энергия частиц [24, 25], а также число, импульс и энергия частиц [26, 27]. В случае полностью ионизованной плазмы модельная ДП в рамках БГК-приближения и вытекающая из нее модель Друде для поперечной ДП [7, 21-23], приводят к значительным отклонениям от известных предельных случаев в области умеренных и сильных столкновений [28-30]. Значительное улучшение теории достигается в рамках лоренцевой модели плазмы [30-32], не обеспечивающей, однако, удовлетворительную точность описания ДП плазмы даже с высокой степенью ионизации. Следует также отметить работу [33], где применялось упрощенное кинетическое уравнение Фоккера – Планка с постоянными (и заданными) кинетическими коэффициентами. Было показано, что вытекающая из этой модели ДП почти не отличается от ДП Мермина [18], сохраняющей локальное число частиц. Получены также выражения для ДП бесстолкновительной квантовой плазмы [34], пригодные и в области релятивистских температур.

В случае плазмы с большим зарядом ионов $Z \gg 1$, когда электрон-электронный интеграл столкновений учитывается только в уравнении для симметричной части функции распределения электронов, продольная и поперечная ДП получены в работах [35] и [29] соответственно. Для обобщения этих результатов на случай произвольного Z необходимо учесть интеграл электрон-электронных столкновений и для анизотропной части функции распределения. Данная проблема была рассмотрена недавно в работе [36] без каких-либо ограничений на рассматриваемые параметры на базе линеаризованного кинетического уравнения для электронов с интегралом столкновений в форме Ландау. Таким образом, развитая теория справедлива для произвольного заряда ионов Z и для произвольного значения величин $k\lambda_{ei}$, ω/kv_{th} и ω/v_{ei} , где λ_{ei} – длина свободного пробега электрона по отношению к столкновениям с ионами, k – волновой вектор возмущения, v_{ei} – частота электрон-ионных столкновений, v_{th} – тепловая скорость электронов. Однако следует отметить, что использование предложенной в [36] точной модели в практических целях чрезвычайно затруднительно, поскольку данная теория не определяет ДП в явном виде через параметры плазмы. Поэтому разработка более упрощенных, но вместе с тем пригодных в широких диапазонах параметров плазмы моделей является актуальной задачей. Кроме того, в работе [36] рассмотрен случай идеальной и невырожденной плазмы, что значительно сужает область применений результатов этой работы для описания взаимодействия лазерного излучения с веществом.

В работе [37] нами было предложено альтернативное и более простое решение кинетического уравнения для электронов с интегралом столкновений в форме Ландау, справедливое при произвольных Z . Модель учитывает как электрон-ионные столкновения, так и столкновения подтепловых (холодных) электронов с тепловыми. Как было показано в работе [16],

вклад последних в интеграл столкновений может оказаться существенным, позволяющим получить в [37] сравнительно простое выражение для интеграла электрон-электронных столкновений, содержащее, однако, некоторый свободный параметр. Далее этот параметр подбирается таким образом, чтобы при низких и высоких частотах получить известные значения для стационарной [36, 38] и высокочастотной проводимости (или ДП) соответственно. Более того, наша модель допускает простое обобщение полученных результатов для случаев вырожденной и/или неидеальной плазмы, что в свою очередь позволяет применение этой модели для изучения оптических свойств плазмы в широких диапазонах температур и плотностей. Таким образом, работа [37] обобщает хорошо известную модель Ли-Мора [39] для стационарной проводимости и ее динамическое обобщение [40] на случай произвольных Z . Хотя в работе [37] проводилось детальное сопоставление предложенной модели с известными ранее результатами, подробный анализ полученной ДП в зависимости от параметров плазмы отсутствует. Целью настоящей работы является изучение общих свойств полученной в [37] ДП в широком диапазоне параметров плазмы, представляющих потенциальный интерес для современных и планируемых теоретических и экспериментальных работ по взаимодействию лазерного излучения с веществом.

2. Теоретическая модель. Рассмотрим высокочастотные и длинноволновые малые возмущения в однородной и столкновительной электронной плазме, предполагая, что $kv_{th} \ll \omega$, $k\lambda_{ei} \ll 1$ и $k\lambda_{ee} \ll 1$, где k^{-1} – длина волны возмущений, ω^{-1} – характерное время, λ_{ei} и λ_{ee} – длины свободного пробега электронов по отношению к столкновениям с ионами и электронами соответственно.

Эволюция электронной компоненты плазмы определяется кинетическим уравнением Фоккера – Планка для функции распределения электронов $f(v, t)$. Предполагается, что функция распределения ионов задана и имеет вид $f_i(v, t) = \delta(v)$. В случае длинноволновых возмущений можно игнорировать пространственную неоднородность функции распределения электронов, а кинетическое уравнение в этом случае принимает вид [5, 6]

$$\frac{\partial f}{\partial t} - \frac{e}{m} E \cdot \frac{\partial f}{\partial v} = J[f] = \frac{\partial}{\partial v_i} \left(D_{ij} \frac{\partial}{\partial v_j} - F_i f \right), \quad (2.1)$$

где $J[f] = J_{ee}[f] + J_{ei}[f]$ – полный интеграл столкновений, содержащий интегралы электрон-электронных ($J_{ee}[f]$) и электрон-ионных ($J_{ei}[f]$) столкновений, E – самосогласованное электрическое поле, D_{ij} и F – тензор диффузии и сила трения в пространстве скоростей соответственно.

Рассматривая интеграл столкновений $J[f]$ в форме Ландау [5, 6], тензор диффузии и силу трения в пространстве скоростей можно записать в виде

$$\begin{aligned}
D_{ij} &= \frac{h}{2} \left[\frac{1}{Z} \int f(v', t) g_{ij}(u) dv' + g_{ij}(v) \right], \\
F_i &= \frac{h}{2} \left[\frac{1}{Z} \int f(v', t) \frac{\partial g_{ij}(u)}{\partial u_j} dv' + \frac{m}{m_i} \frac{\partial g_{ij}(v)}{\partial v_j} \right]_i,
\end{aligned} \tag{2.2}$$

где $u = v - v'$,

$$g_{ij}(v) = \frac{1}{v} \left(\delta_{ij} - \frac{v_i v_j}{v^2} \right), \tag{2.3}$$

$\partial g_{ij}(v) / \partial v_j = -2v_i / v^3, \delta_{ij}$, – единичный тензор, $h = 3\sqrt{\pi} / 2 v_{th} v_{th}^3$,

$$\nu_{ei} = \frac{4\sqrt{2\pi} n_e Z e^4}{3(mT^3)^{1/2}} \Lambda \tag{2.4}$$

– эффективная частота электрон-ионных столкновений и $v_{th} = \sqrt{T/m}$ – тепловая скорость электронов. Здесь e, m, n_e и Z_e, m_i, n_i – соответственно заряды, массы и равновесные плотности электронов и ионов, T – температура электронов (в единицах энергии), Λ – кулоновский логарифм, который задается в явном виде ниже. Предполагается, что равновесные плотности удовлетворяют условию квазинейтральности $n_e = Z n_i$, а ионы плазмы имеют произвольный и конечный заряд Z .

Первые и вторые слагаемые в выражениях (2.2) соответствуют электрон-электронным и электрон-ионным столкновениям соответственно. В дальнейшем будем пренебрегать последним слагаемым в F_i , описывающим обмен энергии между электронами и ионами и пропорциональным малому параметру $\sim m/m_i \ll 1$. В выражениях (2.2) все члены, описывающие электрон-электронные столкновения, пропорциональны величине Z^{-1} . Поэтому вклад электрон-электронных столкновений мал в пределе больших степеней ионизации ионов, $Z \gg 1$, что в свою очередь приводит к лоренцевой модели плазмы [21], часто применяемой в различных гидродинамических численных кодах [9-13], благодаря относительной простоте.

Лоренцева модель применима только в случае высокой степени ионизации ионов с $Z > 10$. В обратном случае, когда $Z < 10$, электрон-электронные столкновения должны быть учтены для более точных численных расчетов, хотя из-за сохранения импульса частиц (т.е. $\int v J_{ee} [f] dv = 0$) прямой вклад таких столкновений в плотность индуцированного тока отсутствует. Тем не менее, электрон-электронные столкновения модифицируют функцию распределения и таким образом влияют на значение ДП. Строгая кинетическая теория таких процессов, учитывающая электрон-электронные столкновения, а также нелокальный перенос в плазме, была предложена в работе [36].

В настоящей работе предлагается более упрощенная, но физически мотивированная модель для ДП столкновительной плазмы, учитывающая вклад электрон-электронных столкновений, а также позволяющая дальнейшие обобщения на случай квантовой и/или неидеальной плазмы. Что-

бы вывести ДП в данной модели, заметим, что согласно работе [16] эффективная частота столкновений подтепловых (холодных) электронов (со скоростями $v \ll v_{th}$) с тепловыми (со скоростями $v \sim v_{th}$) ведет себя как $v_{c,ee} \sim (v_{th}/v)^3 \gg v_{ee}$ и таким образом значительно превышает аналогичную частоту столкновений $v_{c,e}$ тепловых электронов. Поэтому даже в слабо-столкновительной плазме холодные электроны могут испытывать интенсивные столкновения с тепловыми электронами и, следовательно, привносить значительный вклад в кинетические коэффициенты (2.2). Учитывая этот факт, будем ограничивать верхние пределы интегрирования по скоростям в выражениях (2.2) некоторой величиной $v_m \leq v_{th}$.

Линеаризованное кинетическое уравнение для возмущения функции распределения f_1 получаем из (2.1), предполагая, что $f = f_0 + f_1$ (где $f_1 \ll f_0$). Чтобы найти решение уравнения для временной фурье-компоненты $f_{1\omega}$ функции распределения f_1 , удобно ввести новую изотропную функцию $\Phi_\omega(v)$ посредством

$$f_{1\omega}(v) = \frac{e}{m\omega} (E_\omega \cdot v) \Phi_\omega(v). \quad (2.5)$$

Фурье-компонента тока $j_{1\omega}$, индуцированного в плазме электрическим полем E_ω , определяется формулой

$$j_{1\omega} = -\frac{\omega_p^2}{4\pi\omega} \int v (E_\omega \cdot v) \Phi_\omega(v) v, \quad (2.6)$$

где $\omega_p^2 = 4\pi n_e e^2 / m$ – электронная плазменная частота. Используя это выражение, можно найти тензор проводимости и, следовательно, тензор ДП столкновительной электронной плазмы, который можно представить в виде $\varepsilon_{ij}(\omega) = \varepsilon(\omega) \delta_{ij}$, где

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} K_0(\omega), \quad (2.7)$$

$$K_0(\omega) = \frac{4\pi i}{3} \int_0^\infty \Phi_\omega(v) v^4 dv.$$

Полученное выражение вместе с функцией распределения Φ_ω определяет высокочастотную диэлектрическую проницаемость столкновительной плазмы для произвольных эффективных зарядов ионов плазмы $Z_* = Z/\chi$ – некоторый эффективный заряд ионов плазмы и $\chi = \frac{4\pi}{3} v_m^3 f_0(0)$ [37].

Это выражение для диэлектрической проницаемости можно упростить, используя решение Φ_ω и интегрируя по частям. После этих преобразований окончательно получим

$$K_0(\omega) = \frac{i\chi Z_*}{\xi_\omega} \frac{8\sqrt{2}\pi}{3} v_{th}^3 \int_0^\infty F(1; \alpha_Z; i\beta_Z \xi^3) \xi^6 f_0'(\xi) d\xi, \quad (2.8)$$

где введены следующие обозначения: $\xi = v/\sqrt{2}v_{th}$, $\xi_\omega = (3\sqrt{\pi}/4)(\nu_{ei}/\omega)$, $\alpha_Z = (Z_* + 8)/3$, $\beta_Z = Z_*/3\xi_\omega$, $\chi_{Z_*} = (1 + 5/Z_*)^{-1}$, а $F(a; b; z)$ – вырожденная гипергеометрическая функция.

Приведенные результаты получены в пренебрежении квантовыми эффектами. Строго говоря, чтобы обобщить полученные результаты, и в частности ДП (2.8), на случай квантовой плазмы, необходимо рассматривать квантовое кинетическое уравнение. Однако анализ, проведенный в работе [37], показывает, что возможно более простое обобщение формулы (2.8), с применением метода, аналогичного предложенному в работах [39, 40] при обобщении лоренцевой модели на случай квантовой плазмы.

В самом общем случае частично вырожденной плазмы равновесная функция распределения $f_0(\xi)$ в формуле (2.8) задается фермиевским распределением $f_0(\xi) = B_0 f_F(\xi)$, где

$$f_F(\xi) = \left[1 + \exp(\xi^2 - \varepsilon_\mu) \right]^{-1}, \quad (2.9)$$

$B_0 = (3/4\pi)(m/2E_F)^{3/2}$ – нормировочная константа, $\varepsilon_\mu = \mu/T$, μ – химический потенциал. Подставляя функцию распределения (2.9) в выражение (2.8), для частично вырожденной электронной плазмы получим

$$K_0(\omega) = \frac{-2i\chi_{Z_*}}{\xi_\omega} \Theta^{3/2} \int_0^\infty F(1; \alpha_Z; i\beta_Z \xi^3) f_F(\xi) [1 - f_F(\xi)] \xi^7 d\xi. \quad (2.10)$$

Важно отметить, что в безразмерные параметры ξ_ω и β_Z в полученной формуле (2.10) входит частота электрон-ионных столкновений (2.4), в которой под Λ надо понимать квантовое выражение для кулоновского логарифма.

Безразмерный химический потенциал ε_μ в выражении для f_F можно найти посредством формулы

$$\varepsilon_\mu = X_{1/2} \left(\frac{2}{3\Theta^{3/2}} \right). \quad (2.11)$$

Здесь $\Theta = T/E_F$, E_F – энергия Ферми, $X_{1/2}$ – функция, обратная интегралу Ферми $F_{1/2}(x)$, где $F_\alpha(x) = \int_0^\infty t^\alpha (1 + e^{t-x})^{-1} dt$ для $\alpha > -1$. Для численных расчетов с применением формулы (2.11) полезно воспользоваться чрезвычайно аккуратным приближением, предложенным в работе [50] для интегралов Ферми и обратных им функций.

3. Численные результаты. Результаты численных расчетов для различных частот излучения ω (в атомных единицах $= 4.13 \times 10^{16} c^{-1}$), отвечающие как квантовому, так и больцмановскому (классическому) пределу электронного газа, показаны на рис. 1–4 для $Z = 1$ и в широких диапазонах плотности и температуры плазмы. Результаты были получены с помощью выражений (2.9) – (2.11).

В численных расчетах использованы следующие значения плотности и температуры плазмы: $n_e = T/E_F$ см⁻³, 10^{22} см⁻³ и $T = 10^{-2}$ эВ, $T = 1$ эВ,

$T = 10^2$ эВ. Соответствующие значения энергии Ферми указаны на рисунках. Для каждой пары значений параметров T и E_F степень вырождения электронной плазмы характеризуется величиной $\Theta = T/E_F$, которая, как видно из рисунков, варьируется в широком диапазоне значений.

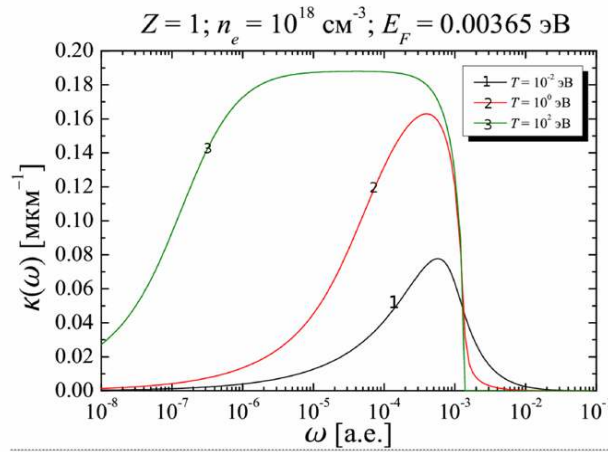


Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения $\kappa(\omega)$ от частоты излучения ω (в атомных единицах $= 4.13 \times 10^{16} \text{ с}^{-1}$) для $Z=1$ и при $n_e = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $T = 10^{-2}$ эВ, $T = 1$ эВ, $T = 10^2$ эВ.

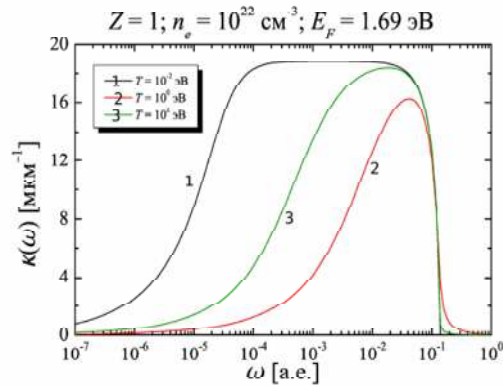


Рис. 2. Зависимость коэффициента поглощения $\kappa(\omega)$ от частоты излучения ω (в атомных единицах $= 4.13 \times 10^{16} \text{ с}^{-1}$) для $Z=1$ и при $n_e = 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $T = 10^{-2}$ эВ, $T = 1$ эВ, $T = 10^2$ эВ.

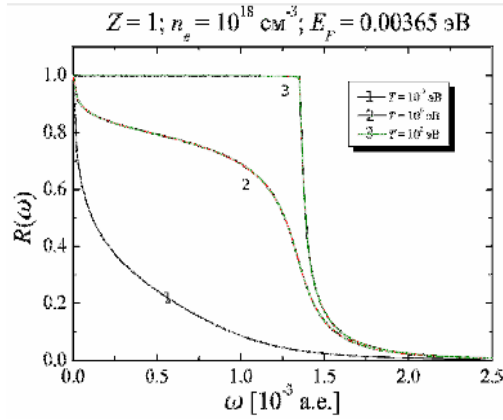


Рис. 3. Зависимость коэффициента отражения $R(\omega)$ от частоты излучения ω (в атомных единицах $4.13 \times 10^{16} \text{ c}^{-1}$) для $Z = 1$ и при $n_e = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $T = 10^{-2} \text{ эВ}$, $T = 1 \text{ эВ}$, $T = 10^2 \text{ эВ}$.

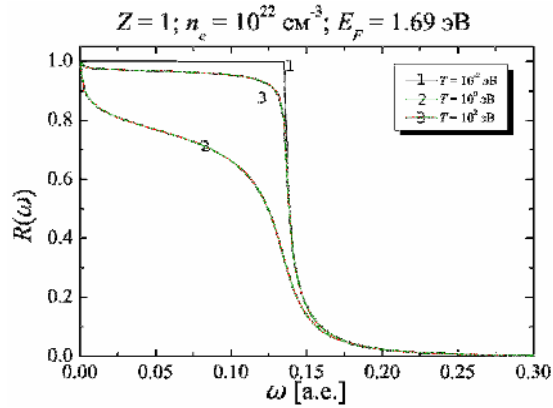


Рис. 4. Зависимость коэффициента отражения $R(\omega)$ от частоты излучения ω (в атомных единицах $= 4.13 \times 10^{16} \text{ c}^{-1}$) для $Z = 1$ и при $n_e = 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $T = 10^{-2} \text{ эВ}$, $T = 1 \text{ эВ}$, $T = 10^2 \text{ эВ}$.

Для этих значений параметров плазмы коэффициенты поглощения ($\kappa(\omega)$) и отражения $R(\omega)$ электромагнитного излучения показаны на рис. 1, 2 и 3, 4 соответственно, где

$$k(\omega) = \frac{\omega}{c} N_-(\omega), \quad R(\omega) = \frac{[1 - N_+(\omega)]^2 + N_-^2(\omega)}{[1 + N_+(\omega)]^2 + N_-^2(\omega)}, \quad (3.1)$$

$$N_{\pm}(\omega) = \sqrt{\frac{|\varepsilon(\omega)| \pm \text{Re}[\varepsilon(\omega)]}{2}}. \quad (3.2)$$

Важно также отметить, что данная модель для диэлектрической проницаемости слабо зависит от подгоночных параметров C и s в выражении для эффективного заряда $Z_0 = Z/\kappa$ [37]. Численный анализ показывает, что диэлектрическая проницаемость меняется незначительно при варьировании вышеуказанных параметров в интервале $C, s \in [0.5; 2]$. Кроме того, в случае плазмы с многозарядными ионами, $Z > 10$, предложенная модель переходит в лоренцеву модель плазмы. При значениях $\Theta < 10$ параметр вырожденности плазмы близок к единице. Это означает, что в случае умеренного или сильного вырождения электронного газа роль электрон-электронных столкновений сильно уменьшается и, следовательно, функция $K_0(\omega)$ не зависит от заряда ионов плазмы Z . Дополнительно предполагая, что $1 < \Theta < 10$, зависимость функции $K_0(\omega)$ от частоты излучения оказывается близкой той, что получается в случае невырожденной плазмы с многозарядными ионами $Z > 10$.

4. Заключение. Для полностью ионизованной столкновительной плазмы с произвольным зарядом ионов в работе было найдено решение линеаризованного кинетического уравнения Фоккера – Планка с интегралом столкновений в форме Ландау. Учитываются как электрон-ионные столкновения, так и столкновения подтепловых (холодных) электронов с тепловыми.

В предложенной модели вклад электрон-электронных столкновений в ДП учитывается посредством параметра $\kappa(Z, \omega)$, который рассматривается как функция заряда ионов Z и частоты возмущений ω . Кроме того, при определении $\kappa(Z, \omega)$ рассматривается низкочастотный ($\omega \rightarrow 0$) предел ДП, где последняя должна совпадать с известным выражением для стационарной проводимости. С другой стороны, при высоких частотах ($\omega \rightarrow \infty$) параметр κ должен стремиться к нулю, $\kappa(Z, \omega) \rightarrow 0$, что соответствует нулевому вкладу электрон-электронных столкновений в ДП в рассматриваемом пределе. Важной особенностью данной модели является возможность обобщения полученных результатов на случаи вырожденной и/или неидеальной плазмы. Причем в первом случае появляется дополнительное ограничение, $\hbar k^2 2m \ll \omega$, на длину волны возмущений.

Главной целью данной работы являлась разработка простой, но физически мотивированной аналитической модели для расчета диэлектрической проницаемости, пригодной в широких диапазонах параметров плазмы и для моделирования широкого круга экспериментальных работ по взаимодействию лазерного излучения с веществом.

Работа выполнена при финансовой поддержке Государственного комитета по науке Министерства образования и науки Армении в рамках научного проекта No 15T-1C231 и программы Президиума РАН.

¹ ОИВТ РАН

² Московский физико-технический институт

³ Институт радиофизики и электроники НАН РА

**М. Е. Вейсман, Н. Е. Андреев,
член-корреспондент НАН РА Г. Г. Матевосян, О. С. Ароян**

**Широкодиапазонная диэлектрическая проницаемость
столкновительной плазмы с произвольным зарядом ионов**

На основе решения линеаризованного кинетического уравнения Фоккера – Планка для электронов с интегралом столкновений в форме Ландау предложено аналитическое выражение для диэлектрической проницаемости полностью ионизованной плазмы с произвольным зарядом ионов, пригодное для описания высокочастотных, длинноволновых возмущений в плазме. Обоснована пригодность предложенной модели в широком диапазоне параметров плазмы, а также частоты электромагнитного излучения. Кроме того, модель обобщается на случаи неидеальной и/или вырожденной плазмы. Численно проанализировано поведение полученной диэлектрической проницаемости в широком диапазоне плотностей и температуры плазмы.

**Մ. Ե. Վեյսման, Ն. Ե. Անդրեև,
ՀՀ ԳԱԱ թղթակից անդամ Հ. Հ. Մաթևոսյան, Օ. Ս. Հարոյան**

**Բախումային պլազմայի լայնատիրոյթ դիէլեկտրիկական
թափանցելիությունն իոնների կամայական լիցքի դեպքում**

Լանդաուի ձևի բախումների ինտեգրալով էլեկտրոնների համար Ֆոկեր-Պլանկի գծայնացված կինետիկական հավասարման լուծման հիման վրա առաջարկվել է պլազմայում բարձր հաճախականության, երկարալիք գրգռումների նկարագրության համար պիտանի անալիտիկ արտահայտություն իոնների կամավոր լիցքով լիովին իոնիզացված պլազմայի դիէլեկտրիկ թափանցելիության համար: Հիմնավորված է առաջարկվող մոդելի պիտանելիությունը պլազմայի պարամետրերի, ինչպես նաև էլեկտրամագնիսական ճառագայթման հաճախականության լայն տիրույթում: Ամփոփված են ոչ իդեալական և/կամ այլասերված պլազմայի դեպքերը: Թվային ձևով վերլուծված է ստացված դիէլեկտրիկ թափանցելիության վարքը պլազմայի խտությունների և ջերմաստիճանների լայն տիրույթում:

**M. E. Veysman, N. E. Andreev,
corresponding member of NAS RA H. H. Matevosyan, H. S. Haroyan**

**Wide-Range Permittivity of the Collisional Plasma
with an Arbitrary Ionic Charge**

On the base of the solution of a linearized Fokker-Planck kinetic equation for electrons with a Landau collision integral an analytical expression is proposed for the dielectric permittivity of completely ionized plasma with an arbitrary ionic charge applicable for the description of high-frequency long-wave perturbations in plasma. Suitability of the offered model is proved in a wide range of plasma parameters as well

as the frequency of the electromagnetic radiation. Moreover, the model permits a generalization for the cases of nonideal and/or degenerate plasmas. The behavior of the obtained dielectric permittivity is analyzed numerically in a wide range of plasma densities and temperatures.

Литература

1. *Kitagawa Y., Fujita H., Kodama R., Yoshida H., Matsuo S., Jitsuno T., Kawasaki T., Kitamura H., Kanabe T., Sakabe S. et al.* – IEEE J. Quantum Electron. 2004. V. 40. P. 281.
2. *Zastrau U., Audebert P., Bernshtam V., Brambrink E., Kämpfer T., Kroupp E., Loetzsch R., Maron Y., Ralchenko Y., Reinholz H. et al.* – Phys. Rev. 2010. V. E 81. P. 026406.
3. *Carroll, O. Tresca, R. Prasad, L. Romagnani, P. S. Foster, P. Gallegos, S. Ter-Avetisyan, J. S. Green, M. J. V. Streeter, N. Dover et al.* – New J. Phys. 2010. V. 12. 045020.
4. *В. П. Силин* Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. М. Наука, 1973. 288 с.
5. *Силин В. П., А. А. Рухадзе.* Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред. 3-е изд. М. Либроком. 2013. 243 с.
6. *Силин В. П.* Введение в кинетическую теорию газов. 3-е изд. М. УРСС. 2013. 344 с.
7. *Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А.* Основы электродинамики плазмы. М. Высшая школа. 1988. 423 с.
8. *Rukhov A.* – Rep. Prog. Phys. 2003. V. 66. P. 47.
9. *Андреев Н. Е., Вейсман М. Е., Ефремов В. П., Фортвов В. Е.* – Теплофизика высоких температур. 2003. Т. 41. С. 679.
10. *Veysman M. E., Cros B., Andreev N. E., Maynard G.* – Phys. Plasmas. 2006. V. 13. P. 053114.
11. *Veysman M. E., Agranat M. B., Andreev N. E., Ashitkov S. I., Fortov V. E., Khishchenko K. V., Kostenko O. F., Levashov P. R., Ovchinnikov A. V., Sitnikov D. S.,* – J. Phys. V. B 41. P. 125704 (2008).
12. *Povarnitsyn M. E., Andreev N. E., Apfelbaum E. M., Itina T. E., Khishchenko K. V., Kostenko O. F., Levashov P. R., Veysman M. E.* – Appl. Surf. Sci. 2012. V. 258. P. 9480.
13. *Povarnitsyn M. E., Andreev N. E., Levashov P. R., Rosmej O. N.* – Phys. Plasmas. 2012. V. 19. P. 023110.
14. *Braginskii S. I.* In: Review of Plasma Physics. Vol. 1. Ed. by M. A. Leontovich. New York, Consultants Bureau. 1965. P. 205.
15. *Shkarofsky I. P., Johnston T. W., Bachynski M. P.* The Particle Kinetics of Plasmas. (Addison-Wesley, Reading, MA, 1966).
16. *Силин В. П.* – УФН. 2002. Т. 172. С. 1021.
17. *Bhatnagar P. L., Gross E. P., Krook M.* – Phys. Rev. 1954. V. 94. P. 511.
18. *Mermin N. D.* – Phys. Rev. 1970. V. B 1. P. 2362.
19. *Nersisyan H. B., Das A. K.* – Phys. Rev. 2004. V. E 69, P. 046404.
20. *Nersisyan H. B., Das A. K.* In: Advances in Plasma Physics Researches, ed. by F. Gerard. New York. Nova Science. 2008. V. 6. Chap. 2. P. 81.
21. *Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П.* Физическая кинетика. 2-е изд. М. Физматлит. 2002. 536 с.
22. *Clemmow P. C., Dougherty J. P.* Electrodynamics of Particles and Plasmas. (Addison-Wesley, Redwood City. CA, (1990).

23. *Opher M., Morales G. J., J. N. Leboeuf J. N.* – Phys. Rev. 2002. V. E 66. P. 016407.
24. *Fried B. D., Kaufman A. N., Sachs D. L.* – Phys. Fluids. 1966. 9. P. 292.
25. *Selchow A., Röpke G., Morawetz K.* – Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. 2000. V. A 441. P. 40.
26. *Morawetz K., Fuhrmann U.* – Phys. Rev. 2000. V. E 61. P. 2272.
27. *Atwal G. S., Ashcroft N.W.* – Phys. Rev. 2002.. V. B 65. P. 115109.
28. *Brantov A. V., Bychenkov V. Y., Rozmus W., Capjack C. E.* – IEEE Trans. Plasma Sci. 2006. V. 34. P. 738.
29. *Bychenkov V. Y., Tikhonchuk V. T., Rozmus W.*, – Phys. Plasmas. 1997. 4, P. 4205.
30. *Быченко В. Ю.* – Физика плазмы. 1998. Т. 24. С. 862.
31. *Koch R. A. Horton W., Jr.*, – Phys. Fluids. 1975. V. 18. P. 861.
32. *Peñano J. R., Morales G. J., Maggs J. E.* – Phys. Plasmas. 1997 4. P. 555.
33. *Selchow A., Morawetz K.*, – Phys. Rev. 1999. V. E 59. P. 1015; 2004. V. 69. P. 039902.
34. *Bobilev Yu. V., Kuzelev M. V.* – Физика плазмы. 2014. Т. 40. С. 417; 2014, Т. 40. С. 429.
35. *Brantov A. V., Bychenkov V. Y., Rozmus W., Capjack C. E.* – Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 125002; ЖЭТФ. 2005. Т. 127. С. 1317.
36. *Брантов А. В., Быченко В., Розмус В.* – ЖЭТФ. 2008. Т. 133. С. 1123.
37. *Nersisyan H. B., Veysman M. E., Andreev N. E., Matevosyan H. H.* – Phys. Rev. 2014. V. E 89. P. 033102.
38. *Balescu R.* – Phys. Fluids. 1960. V. 3. P. 52.
39. *Lee Y. T., More R. M.* – Phys. Fluids 1984. V. 27. P. 1273.
40. *Kostenko O. F., Andreev N. E.*, – GSI Annual Report 2007 (GSI-2008-2) (2008).
41. *Градштейн И. С., Рыжик И. М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М. ФМЛ. 1963. 1100 с.
42. *Reinholz H., Röpke G.* – Phys. Rev. 2012. V. E 85. P. 036401.
43. *Lampe M.* – Phys. Rev. 1968. V. 170. P. 306; Phys. Rev. 1968. V. 174. P. 276.
44. *Flowers E., Itoh N.* – Astrophys. J. 1976. V. 206. P. 218.
45. *Shternin P. S., Yakovlev D. G.* – Phys. Rev. 2006. V. D 74. P. 043004.
46. *Lindhard J.*, K. Dan. Vidensk. – Selsk. Mat. Fys. Medd. 1954. V. 28. P. 1.
47. *Esser A., Redmer R., Röpke G.* – Contrib. Plasma Phys. 2003. V. 43. P. 33.
48. *Adams J. R., Shilkin N. S., Fortov V. E., Gryaznov V. K., Mintsev V. B., Redmer R., Reinholz H., Röpke G.* – Phys. Plasmas. 2007. V. 14. P. 062303.
49. *Stygar W. A., Gerdin G. A., Fehl D. L.* – Phys. Rev. 2002. V. E 66. P. 046417.
50. *Antia H. M.* – Astrophys. J. Suppl. Ser. 1993. V. 84. P. 101.
51. *Ziman J. M.* – Philos. Mag. 1961. V. 6. P. 1013.
52. *Gouedard C., Deutsch C.* – J. Math. Phys. 1978. V. 19. P. 32.
53. *Arista N. R., Brandt W.* – Phys. Rev. 1984. V. A 29. P. 1471.
54. *Ландау Л. Д., Lifshits E. M.* Электродинамика сплошных сред. 4-е изд. М. Физматлит. 2005. 651 с.