01;04

Поляризационная поправка и эффективное поле в плазме

© К.П. Пискунов

Государственный научно-исследовательский испытательный институт
проблем технической защиты информации Гостехкомиссии России,
394030 Воронеж, Россия
e-mail: mail@gniiptzi.vsi.ru

(Поступило в Редакцию 24 июня 2003 г.)

На основе модифицированного метода Лорентца–Моссоти определяется величина поляризационной поправки к среднему макроскопическому электрическому полю в плазменных средах в зависимости от электронной концентрации, плотности среды, электронной и ионной температур. Показано, что с увеличением электронной концентрации величина поляризационной поправки может достигать определяющих значений при оценке различных электродинамических характеристик проводящих сред.

Введение

Постановка и решение проблемы оценки эффективного поля $\mathbf{E}_{ef}$ в плазме имеет длительную историю. Обычно начало исследований в этой области соотносят со временем открытия ионосферы Земли. Важность решения этой проблемы была обусловлена практической необходимостью проведения корректных расчетов высоты расположения в ионосфере области с критической концентрации электронов. Первые правильные оценки действующего на выделенный электрон поля в ионосферной плазме были проведены в [1–5]. Оказалось, что в этом случае действующее поле примерно равно среднему макроскопическому.

Основой предположения равенства действующего поля среднему макроскопическому для ионосферных условий является сравнительная малость поляризационной поправки.[1] Данный результат, по сути полученный для разреженной плазмы (как это неоднократно подчеркивалось в [4–6]), обычно распространяется и на другие среды, в которых плазменные параметры существенно отличаются от ионосферных (электронная концентрация, плотность среды, электронная и ионная температуры и пр.).

Последующие оценки эффективного поля в плазме связаны с использованием кинетического подхода на основе решения иерархии кинетических уравнений Боголюбова–Борна–Крина–Кирквуда–Ивона (ББГКИ).

Так в [7] на основе решения иерархии уравнений ББГКИ в приближении парных столкновений была проведена оценка аналитической малости поляризационной поправки к действующему полю в плазме. Было показано, что эта поправка для распространенных плазменных сред всегда пренебрежимо мала. Соответствующие оценки в [7] проводились для трехчастичных функций распределения (вероятность трехчастичной корреляции полагалась равной нулю). Поскольку в выбранном приближении поляризационная поправка непосредственно определяется через вторые корреляционные функции [7], текущие значения которых изначально предполагаются пренебрежимо малыми, то, не проводя дальнейшего кинетического анализа, уже можно говорить о пренебрежимой малости этой поправки. В этом смысле результат заранее предопределен и, будучи полученный, применим только к сильно разреженным плазменным средам, в которых вероятность трехчастичной корреляции очень мала.

Вместе с тем взаимодействие частиц в плазме за счет кулоновских сил имеет дальний характер и, поскольку в области, ограниченной радиусом Дебая, по определению, находится много частиц, то во внешнем электрическом поле неизбежно взаимодействие смещенных относительно иона экранирующих корреляционных „облачков“ электронов, которое имеет дипольный характер. Кроме того, необходимо учитывать взаимодествие выделенного электрона с системой этих „облачков“. Строгий учет такого коллективного взаимодействия невозможен в приближении двухчастичных корреляционных функций.[2] Дальнейшее наращивание возможностей метода ББГКИ применительно к плотным плазменным средам сопряжено со значительными и большей частью непреодолимыми математическими трудностями.

Следует отметить, что применение строгого кинетического подхода для определения различных физических величин в значительном числе случаев приводит в термодинамическом пределе, как правило, к крайне простым результатам [9,10]. Характерной особенностью этих результатов является то, что они могут быть получены на основе простых и физически наглядных моделей. В этой связи ниже будут продемонстрированы возможности модифицированного подхода Лорентца-Моссоти по определению поляризационной поправки в различных плазменных средах.

Цель работы — на основе модельных представлений о дебаевской экранировании заряда в выделенном малом объеме плазменной среды уточнить величину поляризационной поправки к действующему полю в зависимости от различных плазменных параметров.

[1] Детальный анализ этого доказательства можно найти в [6].

[2] Это обстоятельно обсуждается в [8]

Основные положения и соотношения

В самом общем случае для изотропной плазменной среды выражение для напряженности действующего на электрон эффективного электрического поля можно записать в следующем виде:

$$\mathbf{E}_{ef} = \mathbf{E} + a\mathbf{P}/\varepsilon_0, \tag{1}$$

где $\mathbf{E}$ — вектор напряженности среднего макроскопического поля; $\mathbf{P}$ — вектор поляризации среды; ε_0 — электрическая постоянная; a — некоторый коэффициент, который может зависеть от электронной концентрации, плотности среды, электронной и ионной температур и связанного с ними радиуса экранирования зарядов.

Применительно к диэлектрическим средам при известных модельных предположениях коэффициент $a = 1/3$ [11]. При этом величина $\mathbf{P}/3\varepsilon_0$ в (1) есть так называемая поляризационная поправка Лорентца. Как следует из опыта, для плазменных сред коэффициент $a \neq 0$, но при определенных условиях, в том числе ионосферных, можно принять, что $a \approx 0$. Тогда приближенно можно считать, что

$$\mathbf{E}_{ef} = \mathbf{E}. \tag{2}$$

В случае, когда $a \neq 0$, при гармонической зависимости исходного поля $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp(\pm i\omega t)$ выражение для комплексной диэлектрической проницаемости среды $\dot{\varepsilon}$ имеет вид [6]

$$\dot{\varepsilon} = 1 - \frac{e^2 N}{\varepsilon_0 \eta m_e \omega^2}\left[1 + \frac{e^2 a N}{\varepsilon_0 \eta m_e \omega^2}\right]^{-1}, \tag{3}$$

где N — концентрация электронов в среде; $\eta = 1 \pm i\Omega/\omega$ (или некоторая другая, определяемая функция от Ω и ω, примеры графиков этой функции для реальной $\eta_{\mathrm{Re}\varepsilon}(\Omega/\omega)$ и мнимой $\eta_{\mathrm{Im}\varepsilon}(\Omega/\omega)$ частей $\dot{\varepsilon}$ приведены, например, в [12]); Ω — эффективная частота столкновения электронов с тяжелыми частицами среды (далее будем в начале полагать $\Omega = 0$, при этом полученые результаты могут достаточно легко обобщены на случай $\Omega \neq 0$); остальные обозначения общепринятые.

Следует особо отметить, что соотношение (2), первоначально доказанное для сравнительно малых значений N, неприемлемо при существенном увеличении N. Действительно, с увеличением электронной концентрации наряду с поляризацией выделенного малого объема плазменой среды необходимо проводить учет поляризации, связанной с рассеянием электронов на ближайших ионах с учетом влияния на выделенный электрон дальних зарядов этого объема. Этим влиянием в [4–6] справедливо пренебрегалось, поскольку векторы соответствующих парциальных поляризационных сдвигов электронной компоненты выделенного объема для рассматриваемых в [4–6] условий одинаковы по величине и противоположны по направлению. Выведенные в [4] ограничельные соотношения относительно электронной температуры и N определяют область применимости соотношения (2).

Для нахождения более общего выражения для действующего поля в плазменной среде (с учетом экранировки зарядов) В соответствии с методом Лорентца-Моссоти [11] выделим сферическую область, в которой возможно сколь-нибудь существенное разделение разноименных зарядов. Размер этой области предполагается малым в сравнении как с длиной волны λ внешнего поля $\mathbf{E}$, так и с характерным масштабом изменения плазменных параметров. Радиус r_0 такой области может быть соотнесен, например, с дебаевским радиусом D экранирования заряда в плазме $r_0 \propto D$. В соответствии с этим методом будем искать действующее на выделенный электрон поле в виде суммы полей

$$\mathbf{E}_{ef} = \mathbf{E} + \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2. \tag{4}$$

Под $\mathbf{E}_1$ будем понимать поле, создаваемое зарядами внутренней поверхности сферы, образующимися под действием внешнего поля $\mathbf{E}$ при удалении из этой сферическими области всех ионов и электронов, за исключением выделенного электрона. Под $\mathbf{E}_2$ будем понимать поле, характеризующееся взаимодействием выделенного электрона со всеми ионами и электронами сферического плазменного объема.

Использование указанных модельных представлений о происхождении и характере поля $\mathbf{E}_1$ позволяет воспользоваться аппаратом расчета аналогичного поля в диэлектрике (см., например, [11]. При этом поле $\mathbf{E}_1$ как в пламе, так и в диэлектрике выражается через вектор поляризации следующим образом

$$\mathbf{R}_1 = \frac{1}{3\varepsilon_0}\mathbf{P}. \tag{5}$$

Для расчета поля $\mathbf{E}_2$ рассмотрим задачу рассеяния электрона в поле иона с учетом дебаевской экранировки заряда в плазме, учитывая тем самым, влияние дальних зарядов на характер рассеяния электрона. Дебаевский потенциал ϕ в газовом приближении ($e\phi \ll k_0 T_e$) описывается выражением [6]

$$\phi(r) = (e/4\pi\varepsilon_0 r)\exp(-r/D), \tag{6}$$

где

$$D = \left\{\varepsilon_0 k T_e T_i/[e^2(T_e + T_i)N]\right\}^{1/2}, \tag{7}$$

k — постоянная Больцмана; T_e, T_i — электронная и ионная температура.

Понятие дебаевского радиуса экранирования заряда (а вместе с ним и (6)) может быть обобщено на случай твердотельной плазмы (вырожденной и невырожденной). При этом, например, для невырожденных и вырожденных полупроводников для условий термодинамического равновесия (6) и (7) перепишутся соответственно следующим образом [13]:

$$\phi(r) = (e/4\pi\varepsilon_0\varepsilon_{\rm st} r)\exp(-r/D), \tag{8}$$

$$D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0\varepsilon_{\rm st} kT}{e^2 N}}, \tag{9}$$

$$D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0\varepsilon_{\rm st} kT}{e^2 N_{c,v}}\,\Phi'_{1/2}(\xi_{c,v}/kT)}, \tag{10}$$

где $\varepsilon_{\rm st}$ — стационарная диэлектрическая проницаемость полупроводника, $\Phi_{1/2}(\cdot)$ — интеграл Ферми–Дирака [13], $\Phi'_{1/2}(z) = d\Phi(z)/dz$, $N_{c.v} = N/\Phi_{1/2}(\xi_{c,v}/kT)$ — эффективная плотность состояний в зоне проводимости (c) или валентной зоне (v), $\xi_{c,v}$ — химический потенциал соответствено для электронов (c) и для дырок (v).

В условиях полного вырождения выражение (10) имеет следующий простой вид [13]:

$$D = \left(\frac{\pi}{3N}\right)^{1/6}\sqrt{\frac{\varepsilon_0\varepsilon_{\rm st} h^2}{4\pi e^2 m^*}}, \tag{11}$$

где h — постоянная Планка, m^* — эффективная масса носителя заряда.

При этом следует отметить особо, что в металлах, где имеет место сильно вырожденный газ при сравнительно малой концентрации примеси формула (6) имеет несколько иной вид: в корреляционной плотности экранирующего заряда образуются концентрические области увеличения и уменьшения этой плотности, вокруг рассеивающего кулоновского центра образуется гало заряда [9]. Поэтому область применимости (6)–(11) следует ограничить полупроводниками. Для металлов эти и последующие формулы можно использовать с осторожностью и только для приближенных оценок.

Как и в [6], будем решать задачу по нахождению изменения скорости электрона $\delta\mathbf{v}$ после его рассеяния на силовом центре, характеризующегося потенциалом поля (6). Под $\delta\mathbf{v}$ будем понимать изменение скорости электрона усредненной по всем прицельным расстояниям ρ и начальным направлениям. С учетом этого усреднения можно записать [6]

$$\delta\mathbf{v} = -(v/3\rho)\frac{d}{d\rho}(\rho\sin\theta)\mathbf{s}_0, \tag{12}$$

где $\mathbf{s}_0$ — смещение электрона в результате его рассеяния.

За время δt электрон в среднем претерпевает $Nv\delta t$ соударений. Тогда, умножая (12) на $Nv\delta t$ и проводя интегрирование по всем прицельным параметрам ρ, получим следующий результат:

$$\delta\mathbf{v}' = \int\limits_0^{\rho_m}\delta\mathbf{v} Nv\delta t 2\pi\rho d\rho = -(2\pi/3)v^2 N\delta t\mathbf{s}_0(\rho\sin\theta)\Big|_0^{\rho_m}, \tag{13}$$

где ρ_m — максимальное прицельное расстояние.

На основании (13) можно записать

$$\delta\mathbf{v}'/\delta t = -(2\pi/3)v^2 N\mathbf{s}_0(\rho\sin\theta)\Big|_0^{\rho_m}. \tag{14}$$

Величину $\rho\sin\theta$ в (14) можно оценить в линейном приближении на основе классической задачи рассеяния электрона в поле кулоновских сил (см. например, [13]), если в (6) воспользоваться аппроксимацией,

$$\phi(r) \approx (e/4\pi\varepsilon_0 r)[1 - 2r/(3D)] \tag{15}$$

(данное приближение дает различие с экспонентой не более 10% до значений аргумента $(r/D) \sim 1$).

Для нахождения $\rho\sin\theta$ подставим величину $e\phi$ в интеграл рассеяния [13]

$$\frac{\theta}{2} = \frac{\pi}{2} - \int\limits_{r_{\min}}^{\infty}\frac{\rho dr}{r^2\sqrt{1 - \frac{\rho^2}{r^2} - \frac{2e\phi(r)}{m_e v^2}}}, \tag{16}$$

где $r_{\min}$ находится из условия равенства нулю подкоренного выражения.

Интегрирование (16) с учетом (15) приводит к следующему результату:

$$\rho = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 m_e v^2\sqrt{1 + e^2/3\pi\varepsilon_0 m_e v^2 D}}\,{\rm ctg}(\theta/2). \tag{17}$$

Из (19) теперь несложно получить предельное выражение для величины $\rho\sin\theta$

$$\rho\sin\theta = (e^2/[2\pi\varepsilon_0 m_e v^2])\left\{1 + e^2/[3\pi\varepsilon_0 m_e v^2 D]\right\}^{-1/2} \times\cos^2(\theta/2)\underset{\rho\to\infty}{\longrightarrow}(e^2/[2\pi\varepsilon_0 m_e v^2]) \times\left\{1 + e^2/[3\pi\varepsilon_0 m_e v^2 D]\right\}^{-1/2}. \tag{18}$$

На основании (18) выражение (14) можно переписать в следующем виде:

$$m_e\delta\mathbf{v}'/\delta t = -(e^2 N/3\varepsilon_0)\left\{1 + e^2/[3\pi\varepsilon_0 m_e v^2 D]\right\}^{-1/2}\mathbf{s}_0. \tag{19}$$

После суммирования (19) по всем электронам $N^* = (4\pi/3)R^3 N$, содержащимся в выделенном сферическом объеме радиуса R, получим уравнение движения для всех электронов

$$m_e\sum_{k=1}^{N^*}\delta\mathbf{v}'_k/\delta t = -(e^2 N/3\varepsilon_0) \times\left\{1 + e^2/[3\pi\varepsilon_0 m_e v^2 D]\right\}^{-1/2}\sum_{k=1}^{N^*}\mathbf{s}_{0k}. \tag{20}$$

На основе уравнения (20) несложно теперь определить величину поля $\mathbf{E}_2$, связанного с поляризационным смещением электронов, которое вызвано рассеянием в поле кулоновских сил с учетом дебаевской экранировки зарядов в плазме

$$\mathbf{E}_2 = -\frac{1}{3\varepsilon_0}\left\{1 + e^2/[3\pi\varepsilon_0 m_e v^2 D]\right\}^{-1/2}\mathbf{P}. \qquad (21)$$

Подставив (5) и (21)в (4), получим выражение для эффективного поля в зависимости от величины $\mathbf{E}$ и $\mathbf{P}$

$$\mathbf{E}_{ef} = \mathbf{E} + \frac{1}{3\varepsilon_0}\left[1 - \left\{1 + e^2/[3\pi\varepsilon_0 m_e v^2 D]\right\}^{-1/2}\right]\mathbf{P}. \quad (22)$$

Второе слагаемое в (23) есть искомая поляризационная поправка к среднему макроскопическому полю $\mathbf{E}$ в плазме. При этом коэффициент a в (3) соответственно есть

$$a = \frac{1}{3}\cdot\left[1 - \left(1 + \frac{e^2}{3\pi\varepsilon_0 m_e v^2 D}\right)^{-1/2}\right]. \qquad (23)$$

Величина $\mathbf{P}$ есть функция от $\mathbf{E}$, потому для нахождения явного выражения для $\mathbf{E}_{ef}(\mathbf{E})$, вообще говоря, необходимо заново решить задачу о движении электрона в эффективном поле, т.е. решить следующее уравнение (здесь мы опять введем эффективную частоту столкновения электронов с тяжелыми частицами среды Ω)

$$\ddot{\mathbf{s}} + \Omega\dot{\mathbf{s}} = \frac{e}{m_e}[\mathbf{E} + a\mathbf{P}/\varepsilon_0], \qquad (24)$$

где $\mathbf{s}$ — смещение электрона под действием эффективного поля.

Решение уравнения (24) для гармонических полей можно записать в следующем виде:

$$\mathbf{P}(\omega) = -\frac{\varepsilon_0\omega_0^2}{\omega^2 + a\omega_0^2 - i\omega\Omega}\mathbf{E}(\omega). \qquad (25)$$

где $\omega_0 = \sqrt{e^2N/\varepsilon_0 m_e}$ — плазменная частота, $\mathbf{P} = eN\mathbf{s}$.

Подставляя (25) в (22), окончательно получаем явное выражение для эффективного поля в плазме

$$\mathbf{E}_{ef} = \mathbf{E}\left(1 - \frac{a\omega_0^2}{\omega^2 + a\omega_0^2 - i\omega\Omega}\right)$$
$$= \mathbf{E}\left(1 - \frac{a\omega_0^2}{\eta\omega^2(1 + a\omega_0^2/\eta\omega^2)}\right). \qquad (26)$$

Отметим особо, что выражение (26) получено безотносительно методов определения величины a (важно лишь ее наличие) и поэтому остается справедливым в самой широкой области изменения параметров в него входящих (т.е. в той области, где остается справедливым выражение (3) для $\dot{\varepsilon}$, при этом правая часть равенства (26) может быть обобщена и на случай, когда величина $\eta \neq 1 \pm i\Omega/\omega$, что отмечалось выше). Для относительного изменения поля в плазме можно на основании (3) и (26) записать следующее выражение:

$$\frac{\Delta\mathbf{E}}{\mathbf{E}} = \frac{\mathbf{E} - \mathbf{E}_{ef}}{\mathbf{E}} = [\dot{\varepsilon}(a,\omega) - 1]a. \qquad (27)$$

Физическая причина отклонения действующего поля в плазме от среднего заключается как в поляризационном сдвиге электронной компоненты относительно ионов, возникающем как в результате поляризации выделенного малого объема плазменной среды под действием внешнего поля, так и в результате рассеяния электронов экранированным ионом, т.е. это отклонение связано с результирующим смещением экранирующего облака заряда относительно кулоновского центра.

Действительно, в отсутствие внешнего поля дебаевскую экранировку заряда в плазме можно получить как на основе прямого решения уравнени Пуассона при использовании, например, распределения Больцмана [6,8], так на основе кинетического рассмотрения в модели двухчастичного взаимодействия. Поэтому является естественным предположение о поляризации во внешнем электрическоим поле „квазичастицы" — „ион + экранирующее электронное облачко". В результате суммирования этого поляризационного воздействия всех „квазичастиц" на выделенный электрон можно определить поле $\mathbf{E}_1$ (формула (5)), которое оказывается противоположно направленным внешнему полю $\mathbf{E}_0$. Далее выделенный электрон вод действием внешнего поля рассеивается на экранированном ионе. При этом поляризационное смещение рассеяния, а вместе с ним в термодинамическом пределе и поле $\mathbf{E}_2$ (формула (22)) оказываются направлены по внешнему полю (электроны тормозятся полем „квазичастиц"). При чем, как следует из (22), наибольший вклад в величину $\mathbf{E}_2$ вносят медленные электроны (они тормозятся полем „квазичастиц" в большей степени). Суммирование $\mathbf{E}_1$ и $\mathbf{E}_2$, однако, приводит в итоге к поляризационному смещению, противоположному $\mathbf{E}$ (формулы (22), (23)). Аналогичный результат получается и при кинетичесом решении поставленной задачи — корреляционное „облачко" электронов смещается относительно экранируемого иона по внешнему полю $\mathbf{E}$ [7].

Полученное на основе элементарного подхода выражение (26) для эффективного поля может быть преобразовано к виду, приведенному в [7]. Для этого необходимо положить, чтобы величина $e^2/3\pi\varepsilon_0 m_e v^2 D \ll 1$ (это равносильно требованию разреженности плазменной среды). Тогда, учитывая первые два члена разложения величины a по малому параметру,можно воспользоваться следующим приближением

$$a = \frac{1}{3}\cdot\left[1 - \left(1 + \frac{e^2}{3\pi\varepsilon_0 m_e v^2 D}\right)^{-1/2}\right] \approx \frac{e^2}{18\pi\varepsilon_0 m_e D}\frac{1}{v^2}. \qquad (28)$$

Подставляя (28) в (26) и проводя усреднение по скорости в высокочастотном приближении (для слабых полей), нетрудно получить следующее выражение для относительного изменения (поперечного) среднего эффективного поля:

$$\frac{\mathbf{E}-\mathbf{E}_{ef}^{s}}{\mathbf{E}} \cong \frac{1}{8\pi NDD_0^2}\cdot\frac{\omega_0^2}{\omega^2-i\omega\Omega}$$

$$=\frac{1}{8\pi ND^3}\cdot\frac{\omega_0^2}{\omega^2-i\omega\Omega}\cdot\frac{T_i}{T_i+T_e}, \qquad (29)$$

где верхний индекс s означает усреднение.

Результаты описанного выше классического подхода по ценке и учету поляризационной поправки при распространении электромагнитных волн в плазменных средах, как отмечалось выше, могут быть обобщены на случай твердых тел, обладающих собственной проводимостью, например для полупроводников. При этом радиус Дебая определяется на основании формул (7)–(11) с использованием понятия эффективной массы носителей заряда m^*, которая может быть существенно меньше массы электрона. В этом случае очевидно, что поле $\mathbf{E}_1=\mathbf{P}/3\varepsilon_0\varepsilon_{\mathrm{st}}$, а формула (23) для коэффициента a с учетом (8) и (15) соответственно перепишется в следующем виде:

$$a=\frac{1}{3\varepsilon_{\mathrm{st}}}\left[1-\left(1+\frac{e^2}{3\pi\varepsilon_0 m_e v^2 D\varepsilon_{\mathrm{st}}}\right)^{-1/2}\right]. \qquad (30)$$

В качестве иллюстративного примера учета определяющего влияния найденной поляризационной поправки приведем оценку величины залегания скин-слоя для пьезоэлектрического полупроводника ZnS, имеющего электронную проводимость с $N\approx 10^{16}\,\mathrm{cm}^{-3}$ при температуре $T=273\,\mathrm{K}$ [14]. Средняя эффективная масса электрона в ZnS $m_e^*\sim 0.25m_e$, $\varepsilon_{\mathrm{st}}=8.32$, частота релаксации электронов на оптических колебаниях решетки $\Omega=1/\tau\sim 7\cdot 10^{11}\,\mathrm{s}^{-1}$ [15]. Для длины волны $\lambda=1\,\mathrm{cm}$ и выбранных условий коэффициент $a\approx 0.01$. При этом, как показывают оценки, глубина залегания скин-слоя $(d=\lambda/[12\pi\mathrm{Im}\sqrt{\varepsilon}])$ приблизительно в 2.5 раза больше соответствующей величины для случая $a=0$. С увеличинием длины волны указанное отношение возрастает, а при уменьшении стремится к единице. Так, уже для $\lambda=10\,\mathrm{cm}$ оно возрастает до значения 7, а для $\lambda=0.1\,\mathrm{cm}$ уменьшается до 1.15, для $\lambda=0.01\,\mathrm{cm}$ это отношение уже ~ 1.

Заключение

Таким образом, применение методического подхода, основанного на классических представлениях о поляризации выделенного малого плазменного объема и рассеянии электронов на экранированном кулоновском центре во внешнем поле, позволяет проводить аналитическую оценку величины поляризационной поправки в плотных плазменных средах (в том числе для твердотельной плазмы при наличии вырождения). В этих средах величина поляризационной поправки может достигать определяющих значений, что может привести к существенным количественным изменениям в оценках различных электродинамических характеристик проводящих сред.

Список литературы

[1] *Darwin C.G.* // Proc. Roy. Soc. 1934. Vol. 146. P. 17.
[2] *Мандельштам Л.И.* // J. Phys. 1941. Vol. 4. P. 9.
[3] *Darwin C.G.* // Proc. Roy. Soc. 1943. Vol. 182. P. 152.
[4] *Гинзбург В.Л.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1944. Т. 8. С. 76.
[5] *Гинзбург В.Л.* // ЖЭТФ. 1948. Т. 18. С. 487.
[6] *Гинзбург В.Л.* Теория распространения радиоволн в ионосфере. М.: ОГИЗ, 1949. 358 с.
[7] *Кадомцев Б.Б.* // ЖЭТФ. 1957. Т. 33. Вып. 1 (7). С. 151–157.
[8] *Климантович Ю.Л.* Статистическая физика. М.: Наука, 1982. 608 с.
[9] *Займан Дж.* Принципы теории твердого тела. М.: Мир, 1966. 416 с.
[10] *Лившиц Е.М., Питаевский Л.П.* Физическая кинетика. М.: Наука, 1979. 528 с.
[11] *Хиппель А.Р.* Диэлектрики и волны. М.: ИЛ, 1960. 438 с.
[12] *Гинзбург В.Л.* Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: ГИФМЛ, 1960. 552 с.
[13] *Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г.* Физика полупроводников. М.: Наука, 1977. 672 с.
[14] *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Механика. М.: Наука, 1973. 208 с.
[15] Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. И.К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. 1008 с.
[16] *Ансельм А.И.* Введение в теорию полупроводников. М.: Наука, 1978. 616 с.