01;09

Влияние скин-эффекта на поглощение электромагнитного излучения мелкой металлической частицей

© И.О. Моисеев, А.А. Юшканов, Ю.И. Яламов

Московский государственный областной университет,
107005 Москва, Россия
e-mail: miosw@hotbox.ru

(Поступило в Редакцию 16 мая 2003 г.)

Вычислено сечение поглощения электромагнитного излучения в металлической частице сферической формы. Проведен последовательный учет влияния скин-эффекта на сечение поглощения при произвольном соотношении длины свободного пробега и размеров частицы. Приведено сравнение результатов с ранее известными, полученными в рамках классической электродинамики. Показано, что учет кинетических эффектов приводит к существенной модификации известных результатов по скин-эффекту в сферической частице.

Введение

Мелкие металлические частицы, радиус R которых сравним с длиной свободного пробега Λ электронов в металле, по своим оптическим свойствам отличаются от более крупных (макроскопических) образцов металла. Такие их характеристики, как сечение поглощения, не могут быть описаны уравнениями макроскопической электродинамики, так как обнаруживают нетривиальную зависимость от отношения R/Λ [1,2].

До сих пор в рамках кинетического подхода рассматривались мелкие частицы, у которых радиус R существенно меньше глубины скин-слоя δ, что позволяет пренебречь скин-эффектом [3–6].

В данной работе для расчета сечения поглощения мелкой металлической частицей сферической формы используется моментный метод решения кинетического уравнения для электронов в металле. Формулируются вариационные моментные граничные условия для электронов проводимости. Решается совместная система уравнений Максвелла для электромагнитного поля и кинетического уравнения для электронов в металле, что позволяет провести последовательный учет влияния скин-эффекта на сечение поглощения.

Постановка задачи

Предполагается, что мелкая металлическая частица (ММЧ) находится в поле плоской электромагнитной волны $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 \exp(-i\omega t)$. Радиус частицы считается много меньше длины волны, поэтому неоднородность внешнего поля H_0 не учитывается. Эта волна индуцирует вихревое электрическое поле внутри частицы. В отсутствие экранирования (скин-эффекта) вихревое электрическое поле имеет вид

$$\mathbf{E}_0 = \omega[\mathbf{H}_0\mathbf{r}]/(2ic)\exp(-i\omega t),$$

где c — скорость света, H_0 — магнитное поле, ω — частота электромагнитной волны.

Вихревое электрическое поле порождает вихревые токи внутри частицы, что ведет к поглощению частицей электромагнитной энергии. Электрическое поле вызывает отклонение f_1 функции f распределения электронов от равновесной функции Ферми f_0 [3,4,6]

$$f_0 = \begin{cases} 1, & 0 \le \varepsilon \le \varepsilon_f, \\ 0, & \varepsilon_f < \varepsilon, \end{cases}$$

где $\varepsilon = mV^2/2$ — энергия электронов, имеющих эффективную массу m и скорость V; $\varepsilon_f = mV_f^2/2$ — энергия Ферми для электронов.

Введем сферическую систему координат с центром в центре частицы и полярной осью вдоль направления магнитного поля $\mathbf{H}_0$. Считается, что температура много меньше температуры вырождения электронного газа и ферми-поверхность имеет сферическую форму. Сечение поглощения σ электромагнитной энергии в частице можно определить по следующей формуле [7]

$$\sigma = \frac{1}{2}\left(\frac{8\pi}{cH_0^2}\right) \mathrm{Re} \int \mathbf{j}_\varphi \mathbf{E}_\varphi^* d^3r, \qquad (1)$$

где j_φ — φ-я составляющая вихревого тока внутри частицы, E_φ^* — комплексно-сопряженная величина φ-й составляющей электрического поля внутри частицы, r — текущий радиус.

Функции j_φ и E_φ^* выражаются через функцию f_1. Рассмотрим случай чисто диффузного рассеяния электронов на поверхности частицы [7]

$$f_1(\mathbf{r}, \mathbf{V}) = 0 \quad \text{при} \quad |r| = R \quad \text{и} \quad \mathbf{r} \cdot \mathbf{V} < 0. \qquad (2)$$

В линейном по внешнему полю приближении функция f_1 удовлетворяет кинетическому уравнению Больцмана для электронов, в котором интеграл столкновений взят в приближении времени релаксации [7,8]

$$-i\omega f_1 + \mathbf{V}\frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{r}} + e\mathbf{V}\mathbf{E}\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} = -\frac{f_1}{\tau}, \qquad (3)$$

где e — заряд электрона, τ — время релаксации.

Математическая модель и расчет

Ввиду симметрии задачи выражение (3) удобно записать в сферических координатах [9]

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + V_r \frac{\partial f_1}{\partial r} + \frac{V_\varphi}{r\sin\Theta}\frac{\partial f_1}{\partial \varphi} + \frac{V_\Theta}{r}\frac{\partial f_1}{\partial \Theta} + \frac{V_\varphi^2 + V_\Theta^2}{r}\frac{\partial f_1}{\partial V_r} - \left(\frac{V_\varphi V_\Theta}{r}\operatorname{ctg}\Theta + \frac{V_r V_\varphi}{r}\right)\frac{\partial f_1}{\partial V_\varphi} + \left(\frac{V_\varphi^2}{r}\operatorname{ctg}\Theta - \frac{V_r V_\Theta}{r}\right)\frac{\partial f_1}{\partial V_\Theta} + eV_\varphi E_\varphi \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} = -\frac{f_1}{\tau}, \quad (4)$$

где V_r, V_φ и V_Θ — компоненты скоростей по соответствующим сферическим координатам r, φ и Θ.

Для решения уравнения (4) воспользуемся моментным методом [9]. При этом функцию f_1 представим в виде комбинации моментов C_r и $C_r C_\varphi$

$$f_1 = \exp(-i\omega t)\delta(\varepsilon_f - \varepsilon)\,(a_1(r)C_\varphi + a_2(r)C_\varphi C_r)\sin\Theta,$$

где $\delta(\varepsilon_f - \varepsilon) = \delta(V - V_f)/(mV_f) = \delta(C-1)/mV_f^2$ — дельта-функция Дирака; $a_1(r)$ и $a_2(r)$ — коэффициенты при моментах, $C_r = V\cos\alpha/V_f$, $C_\varphi = V\sin\alpha\cos\beta/V_f$ — безразмерные компоненты скоростей, α и β — углы в пространстве скоростей.

С учетом последнего функцию f_1 можно представить следующим образом:

$$f_1 = \frac{\exp(-i\omega t)}{mV_f^2}\delta(C-1)\,(a_1(r)C_\varphi + a_2(r)C_\varphi C_r)\sin\Theta.$$

Умножим уравнение (4) последовательно на C_φ, $C_r C_\varphi$ и проинтегрируем по всему пространству скоростей. После некоторых преобразований получим следующие уравнения:

$$10\nu a_1 + 6\frac{V_f}{r}a_2 + 2V_f\frac{\partial a_2}{\partial r} = 10eV_f\Psi_1,$$

$$\frac{V_f}{r}a_1 - V_f\frac{\partial a_1}{\partial r} - \nu a_2 = 0.$$

Здесь $\nu = 1/\tau - i\omega$; Ψ_1 — электрическое поле внутри частицы, которое в отсутствие экранировки будет иметь вид $\Psi_1^0 = i\omega H_0 r/(2c)$; Ψ_2 — электрическое поле вне частицы. Введем следующие безразмерные величины:

$$\Phi_1 = \frac{\Psi_1}{H_0};\quad \alpha_1 = \frac{a_1}{RH_0e};\quad \alpha_2 = \frac{a_2}{RH_0e};$$

$$\xi = \frac{r}{R}\ (0 \le \xi \le 1);\quad x = \frac{R}{\tau V_f};\quad y = \frac{R\omega}{V_f}.$$

После подстановки и соответствующих преобразований получим систему уравнений

$$\begin{cases} 10z\alpha_1 + 6\dfrac{\alpha_1}{\xi} + 2\dfrac{\partial\alpha_2}{\partial\xi} = 10\Phi_1, \\ \dfrac{\alpha_1}{\xi} - \dfrac{\partial\alpha_1}{\partial\xi} - z\alpha_2 = 0. \end{cases} \quad (5)$$

Из этой системы уравнений можно получить следующее уравнение для функции $\alpha_1(\xi)$

$$\frac{\partial}{\partial\xi}\left(\xi^2\frac{\partial\alpha_1}{\partial\xi}\right) - 2\alpha_1 = 5z^2\xi^2\alpha_1 - 5\Phi_1 z\xi^2. \quad (6)$$

Обозначая поле вне частицы через Ψ_2, уравнения Максвелла для поля внутри частицы Ψ_1 и поля вне частицы Ψ_2 будут иметь вид

$$\begin{cases} \dfrac{\partial}{\partial r}\left(r^2\dfrac{\partial\Psi_1}{\partial r}\right) - 2\Psi_1 = i\omega\dfrac{4\pi}{c^2}j_\Phi r^2, \\ \dfrac{\partial}{\partial r}\left(r^2\dfrac{\partial\Psi_2}{\partial r}\right) - 2\Psi_2 = 0. \end{cases} \quad (7)$$

Рассмотрим формулировку моментных граничных условий для функции распределения. Отметим, что для средней диссипируемой в частице мощности $\overline{Q}$ справедливо выражение

$$\frac{1}{2}\operatorname{Re}\int \mathbf{j}\mathbf{E}^* d^3r = 2\frac{m^3}{h^3}\left(\frac{1}{2\tau}\operatorname{Re}\int\delta(V - V_f)\frac{\varphi_1\varphi_1^*}{mV_f}d^3V d^3r + \frac{1}{4}\operatorname{Re}\int\frac{\delta(V - V_f)}{mV_f}V_r\varphi_1\varphi_1^* d^3V dS\right).$$

Здесь функция φ_1 определена следующим соотношением:

$$f_1 = \frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon}\varphi_1 = \frac{d(V - V_f)}{mV_f}\varphi_1.$$

Второе слагаемое в правой части выражения для диссипируемой мощности можно представить в виде суммы двух членов, описывающих поток энергии, переносимый электронами, падающими на поверхность и отраженными от нее,

$$\frac{1}{4}\operatorname{Re}\int\frac{\delta(V - V_f)}{mV_f}V_f f_1 f_1^* V dS = \frac{1}{4}\operatorname{Re}\int\frac{\delta(V - V_f)}{mV_f}V_f f_1 f_1^* d^3V dS + \frac{1}{4}\operatorname{Re}\int\frac{\delta(V - V_f)}{mV_f}V_f f_1 f_1^* d^3V dS.$$

При условии чисто диффузного отражения электронов от поверхности (2) второе слагаемое в правой части этого соотношения должно пропадать. В соответствии с этим мы будем минимизировать вклад этого слагаемого. В результате получаем следующие граничные условия на поверхности частицы для величин Ψ_1 и Ψ_2:

$$\Psi_1|_{r=R} = \Psi_2|_{r=R};\quad \left.\frac{\partial\Psi_1}{\partial r}\right|_{r=R} = \left.\frac{\partial\Psi_2}{\partial r}\right|_{r=R};\quad a_1 = \frac{1}{\sqrt{3}}a_2$$

$$\Phi_1|_{\xi=1} = \Phi_2|_{\xi=1};\quad \left.\frac{\partial\Phi_1}{\partial\xi}\right|_{\xi=1} = \left.\frac{\partial\Phi_2}{\partial\xi}\right|_{\xi=1};\quad \alpha_1 = \frac{1}{\sqrt{3}}\alpha_2. \quad (8)$$

Отметим, что соответствующая ошибка в вычислении потоков при использовании таких граничных условий составляет 4%. Плотность тока j_φ можно представить в виде [9]

$$j_\varphi = 2\left(\frac{m}{h}\right)^3 e \int V_\varphi f_1 d^3V = \frac{8em^2\pi V_f^2}{3h^3}\,a_1(r) = \frac{8e^2H_0Rm^2\pi V_f^2}{3h^3}\,\alpha_1(\xi). \quad (9)$$

Введем безразмерную величину $w^2 = 32\pi^2e^2R^2 \times m^2V_f^3/(3h^3c^2)$. При этом систему (7) уравнений для полей, учитывая (9), можно переписать в виде

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial\xi}\left(\xi^2\frac{\partial\Phi_1}{\partial\xi}\right) - 2\Phi_1 = -iyw^2\xi^2\alpha_1, \\ \frac{\partial}{\partial\xi}\left(\xi^2\frac{\partial\Phi_2}{\partial\xi}\right) - 2\Phi_2 = 0. \end{cases} \quad (10)$$

Из первого уравнения системы (10) следует, что влияние токов проводимости на поведение поля внутри частицы при заданной частоте пропорционально w^2. С ростом величины w растет степень взаимодействия токов проводимости внутри частицы с переменным электромагнитным полем. Таким образом, именно эта величина характеризует степень влияния скин-эффекта на поглощение электромагнитного излучения частицей.

Рассмотрим поведение поля и электронов внутри частицы, описываемое системой уравнений

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial\xi}\left(\xi^2\frac{\partial\Phi_1}{\partial\xi}\right) - 2\Phi_1 = -iyw^2\xi^2\alpha_1, \\ \frac{\partial}{\partial\xi}\left(\xi^2\frac{\partial\alpha_1}{\partial\xi}\right) - 2\alpha_2 = 5z^2\xi^2\alpha_1 - 5\Phi_1 z\xi^2. \end{cases}$$

Произведем замену $-iyw^2 = l_{21}$, $-5z = l_{11}$, $5z^2 = l_{12}$. В результате получим

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial\xi}\left(\xi^2\frac{\partial\Phi_1}{\partial\xi}\right) - 2\Phi_1 = l_{21}\xi^2\alpha_1, \\ \frac{\partial}{\partial\xi}\left(\xi^2\frac{\partial\alpha_1}{\partial\xi}\right) - 2\alpha_2 = l_{12}\xi^2\alpha_1 + l_{11}\Phi_1\xi^2. \end{cases} \quad (11)$$

Решение системы (11) будем искать в виде $\Phi_1 = K\cdot\alpha_1$, где K — некоторый коэффициент. Обозначим через Ω следующий оператор

$$\xi^2\frac{\partial}{\partial\xi}\left(\xi^2\frac{\partial}{\partial\xi}\right).$$

Таким образом, систему (11) можно записать так:

$$\begin{cases} \Omega\Phi_1 = l_{21}\frac{\Phi_1}{K}, \\ \Omega\Phi_1 = l_{12}K\Phi_1 + l_{11}\Phi_1. \end{cases}$$

Сравнивая эти выражения, получаем $l_{21}/K = K\cdot l_{11} + l_{12}$.

Из этого квадратного уравнения находим значения коэффициента K.

$$K_1 = \frac{-l_{12} + \sqrt{l_{12}^2 + 4l_{11}l_{21}}}{2l_{11}},$$

$$K_2 = \frac{-l_{12} - \sqrt{l_{12}^2 + 4l_{11}l_{21}}}{2l_{11}}.$$

Подставляя вместо l_{11}, l_{12} и l_{21} их значения, имеем для K_1 и K_2

$$K_1 = \frac{z}{2}\left(1 - \sqrt{1 + \frac{4iyw^2}{5z^3}}\right),$$

$$K_2 = \frac{z}{2}\left(1 + \sqrt{1 + \frac{4iyw^2}{5z^3}}\right).$$

Теперь, решая первое дифференциальное уравнение системы (11) и учитывая, что K имеет два решения, а также соотношения $\Phi_1 = K_{1,2}\cdot\alpha_1$ и $l_{21}/K_{1,2} = -\gamma_{1,2}^2$, получаем

$$\frac{\partial}{\partial\xi}\left(\xi^2\frac{\partial\Phi_1}{\partial\xi}\right) - 2\Phi_1 = \frac{l_{21}}{K_{1,2}}\xi^2\Phi_1 = -\gamma_{1,2}^2\Phi_1\xi^2.$$

Общее решение для Φ_1 имеет вид $\Phi_1 = \chi_1\cdot C_1 + \chi_2\cdot C_2$, где C_1 и C_2 — некоторые коэффициенты, которые могут быть найдены из граничных условий (8),

$$\chi_{1,2} = \frac{(\gamma_{1,2}\xi + i)\exp(i\gamma_{1,2}\xi) + (\gamma_{1,2}\xi - 1)\exp(-i\gamma_{1,2}\xi)}{\xi^2}.$$

В дальнейшем нам понадобятся производные от χ_1 и χ_2. Они имеют следующий вид:

$$\chi'_{1,2} = \frac{(i\gamma_{1,2}^2\xi^2 - 2\gamma_{1,2}\xi - 2i)\exp(i\gamma_{1,2}\xi)}{\xi^3} + \frac{(-i\gamma_{1,2}^2\xi^2 - 2\gamma_{1,2}\xi + 2i)\exp(-i\gamma_{1,2}\xi)}{\xi^3}.$$

Определим вид коэффициентов C_1 и C_2 из граничных условий (8). Из решения второго дифференциального уравнения системы (10) (поле вне частицы) имеем, что $\Phi_2 = iyV_f\xi/(2c) + C_3/\xi^2$, где C_3 — некоторый коэффициент.

Так как $\alpha_1 = \Phi_1/K_{1,2}$, то

$$\alpha_1 = \frac{C_1}{K_1}\chi_1 + \frac{C_2}{K_2}\chi_2,$$

$$\alpha_2 = \frac{C_1}{zK_1}\left(\frac{\chi_1}{\xi} - \chi'_1\right) + \frac{C_2}{zK_2}\left(\frac{\chi_2}{\xi} - \chi'_2\right).$$

Подставим в граничные условия (8) выражения для Φ_1, Φ_2 и α_1, α_2. При $\xi = 1$ получается следующая система уравнений:

$$\begin{cases} C_1\chi_1 + C_2\chi_2 = \frac{iyV_f}{2c} + C_3, \\ C_1\chi_1' + C_2\chi_2' = \frac{iyV_f}{2c} - 2C_3, \\ \frac{C_1}{K_1}\chi_1 + \frac{C_2}{K_2}\chi_2 = \frac{C_1}{\sqrt{3}zK_1}(\chi_1 - \chi_1') + \frac{C_2}{\sqrt{3}zK_2}(\chi_2 - \chi_2'). \end{cases}$$

Решая ее, находим выражения для C_1, C_2 и C_3 или, выражая через S_1 и S_2,

$$C_1 = \frac{3yV_f}{2c} S_1, \quad C_2 = \frac{3yV_f}{2c} S_2,$$

$$C_3 = C_1\chi_1 + C_2\chi_2 - \frac{iyV_f}{2c} = \frac{3yV_f}{2c}\left(S_1\chi_1 + S_2\chi_2 - \frac{i}{3}\right),$$

где

$$S_1 = \frac{i}{\frac{K_2}{K_1}\left(\dfrac{\chi_1 - \frac{\chi_1}{\sqrt{3}z} + \frac{\chi_1'}{\sqrt{3}z}}{\frac{\chi_2}{\sqrt{3}z} - \chi_2 - \frac{\chi_2'}{\sqrt{3}z}}\right)(2\chi_2 + \chi_2') + (2\chi_1 + \chi_1')},$$

$$S_2 = \frac{i}{\frac{K_1}{K_2}\left(\dfrac{\frac{\chi_2}{\sqrt{3}z} - \chi_2 - \frac{\chi_2'}{\sqrt{3}z}}{\chi_1 - \frac{\chi_1}{\sqrt{3}z} + \frac{\chi_1'}{\sqrt{3}z}}\right)(2\chi_1 + \chi_1') + (2\chi_2 + \chi_2')}.$$

Зная коэффициенты S_1 и S_2, мы можем отыскать вид функции сечения поглощения σ. Согласно формуле (1), получаем

$$\sigma = \frac{1}{2}\left(\frac{8\pi}{cH_0^2}\right)\mathrm{Re}\int \mathbf{j}_\varphi \mathbf{E}_\varphi^* d^3r$$

$$= 48\sigma_0 y^2 \int\limits_0^1 \left(S_1\frac{\chi_1}{K_1} + S_2\frac{\chi_2}{K_2}\right)(S_1^*\chi_1^* + S_2^*\chi_2^*)\xi^2 d\xi, \tag{12}$$

где $\sigma_0 = \pi^2 n e^2 V_f R^4/(2mc^3)$; n — концентрация носителей заряда; S_1^*, S_2^*, χ_1^* и χ_2^* — соответствующие комплексно-сопряженные величины.

Также значение интеграла (12) можно найти из уравнения для поглощения представленного в [10]

$$\sigma = 4\pi\omega\alpha_m' V/c,$$

где α_m' — магнитный момент, вычисляемый по формуле $\alpha_m' = -icC_3/(\omega H_0 V)$; V — объем частицы.

Производя подстановки и замены, получаем формулу для поглощения энергии

$$\sigma = -\sigma_0 \frac{48y}{w^2}\mathrm{Re}(C_3). \tag{13}$$

Таким образом,

$$F_\sigma(x, y, w) = -\frac{48y}{w^2}\mathrm{Re}(C_3).$$

Уравнения (12) и (13) эквивалентны. Это обстоятельство допускает возможность использования для расчетов сечения поглощения метод, в котором отсутствует интегральное исчисление, что во многом ускоряет процесс вычисления.

Обсуждение результатов

Полученная в результате расчета функция поглощения позволяет описать процесс поглощения электромагнитной энергии для частиц различного размера.

Для частиц, у которых линейные размеры сопоставимы с длиной свободного пробега электронов, уравнения макроскопической электродинамики перестают быть справедливыми. На рис. 1 представлена зависимость функции $F(x, y, w)$ поглощения от безразмерной частоты падающего излучения y для частиц, радиус которых равен длине свободного пробега электронов ($x = 1$), в случае, когда параметр $w = 3$. Расчеты показывают, что значения функции F_σ отличаются от классического результата, полученного в рамках классической электродинамики [10,11],

$$F_{cl}(x, y) = -\frac{24y}{w^2}\left(\frac{1}{k^2} - \frac{\mathrm{sh}(2k) + \sin(2k)}{k(\mathrm{ch}(2k) - \cos(2k))}\right),$$

где

$$k = w\sqrt{\frac{y}{2x}}.$$

Кинетический рост F_0, не учитывающий влияние скин-эффекта, также не способен учесть всех особенностей поведения электронов поверхности частицы. Учет скин-эффекта приводит к уменьшению поглощения по сравнению с F_0, так как учитывает экранировку поля внутри частицы.

Расчеты, представленные на рис. 2, показывают, что при значении параметра $w = 0.1$ результаты, полученные в данной работе (F_σ), практически совпадают по своим значениям с F_0, полученными в результате точного кинетического расчета без учета влияния скин-эффекта. Отметим, что при данном значении параметра w скин-эффект и не должен существенным образом проявляться. Так что указанное совпадение говорит о точности предложенного метода. В то же время при значении параметра $x = 1$ макроскопическая электродинамика не описывает адекватно рассматриваемый процесс поглощения, что наблюдается в поведении кривой F_{c1}.

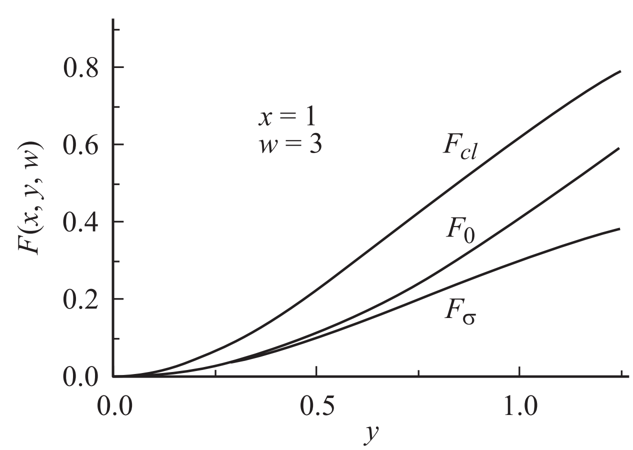

Рис. 1.

Обратная ситуация наблюдается при значении $x = 10$ на рис. 3. Здесь при наличии выраженного скин-эффекта $(w = 10)$ большой размер частицы (по сравнению с длиной свободного пробега электронов) приводит к тому, что результат, соответствующий классическому макроскопическому расчету F_{c1}, правильно описывает характер поглощения. Об этом свидетельствует схожесть классических макроскопических результатов с F_σ. В то же время расчет, проведенный без учета скин-эффекта, дает сильно завышенный результат для сечения поглощения.

На рис. 4 представлена зависимость функции поглощения при значениях параметров $x = 0.1$ и $w = 3$. График свидетельствует о том, что при небольших значениях безразмерной частоты y поведение функции F_σ совпадает с F_0, т. е. при низких частотах влияние скин-эффекта на поглощение не проявляется. В то же время наблюдается существенное отличие от результатов, соответствующих классической электродинамике F_{c1}. Это связано с тем, что величина x мала и влияние рассеяния электронов на поверхности частицы существенно для рассматриваемого процесса. При увеличении y нарастает различие между F_σ и F_0, что связано с ростом влияния скин-эффекта. В то же время кривые F_σ и F_{c1} сближаются.

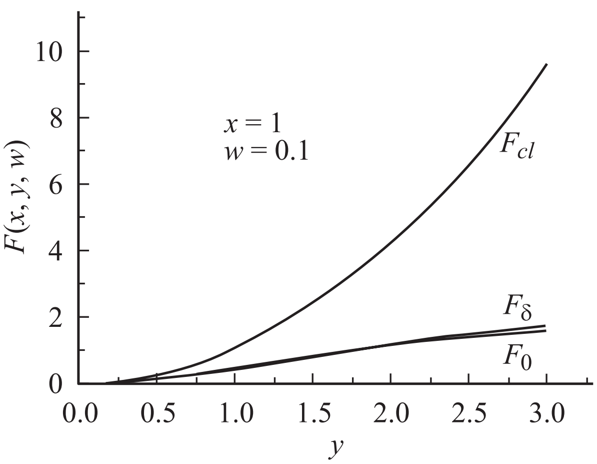

Рис. 2.

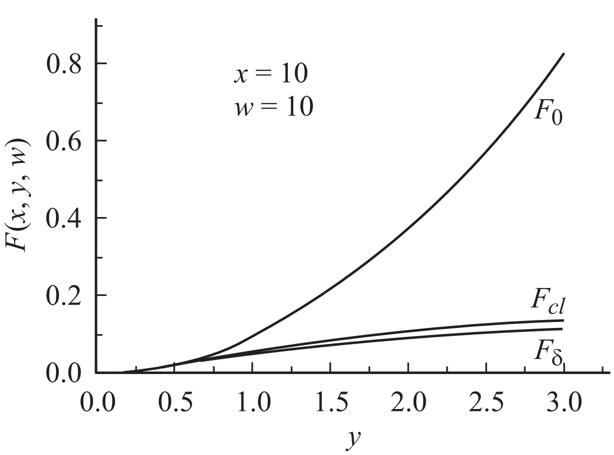

Рис. 3.

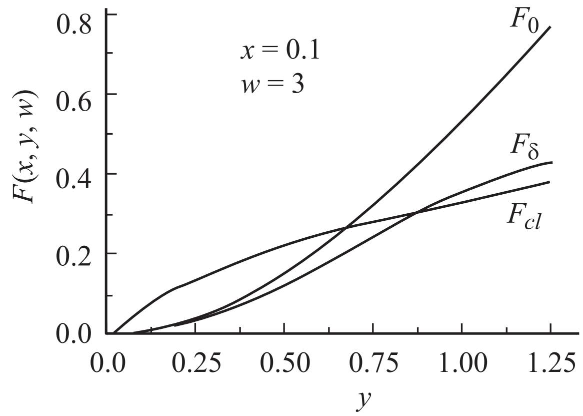

Рис. 4.

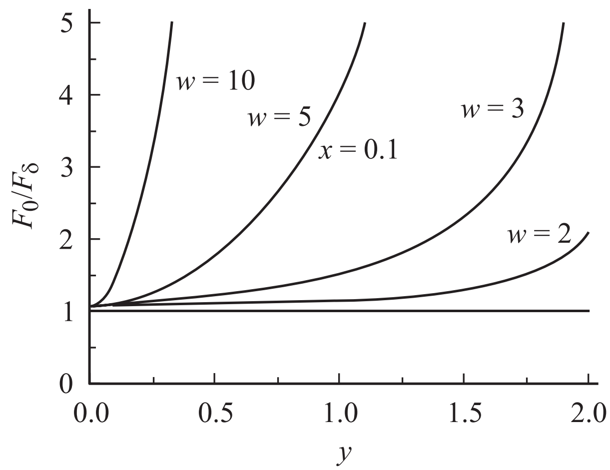

Рис. 5.

Рис. 5 демонстрирует отношения значений функций $F(x, y, w)$ поглощения, рассчитанных без учета скин-эффекта F_0 с F_σ. Из рисунка видно, что влияние скин-эффекта проявляется с ростом частоты тем сильнее, чем больше значение параметра w.

Список литературы

[1] *Петров Ю.И.* Физика малых частиц. М.: Наука, 1984. Гл. 7.

[2] *Морохов И.Д., Петинов В.И., Трусов Л.И., Петрунин В.Ф.* // УФН. 1981. Т. 133. С. 653.

[3] *Лесскис А.Г., Пастернак В.Е., Юшканов А.А.* // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. С. 310–317.

[4] *Лесскис А.Г., Юшканов А.А., Яламов Ю.И.* // Поверхность. 1987. № 11. С. 115–121.

[5] *Томчук П.М., Томчук Б.П.* // ЖЭТФ. 1997. Т. 112. Вып. 2(8). С. 661-676.

[6] *Завитаев Э.В., Юшканов А.А., Яламов Ю.И.* Поглощение электромагнитного излучения цилиндрической частицей конечной длины. Деп. в ВИНИТИ. № 2140-В. 2001. 24 с.

[7] *Займан Дж.* Электроны и фононы. М.: ИЛ, 1973. Гл. 13. 488 с.
[8] *Харрисон У.* Теория твердого тела. М.: Мир, 1972.
[9] *Ландау Л.Д., Лившиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. 10. Физическая кинетика. М.: Наука, 1979. 528 с.
[10] *Ландау Л.Д., Лившиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1992. 664 с.
[11] *Морс Ф.М., Фешбах Г.* Методы теоретической физики. М.: ИЛ, 1958. Т. 1. Гл. 3. 930 с.