

ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ БИМЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ЧАСТИЦЕЙ

© 2005 г. Э. В. Завитаев, канд. физ.-мат. наук

Московский государственный университет леса, Московская область, Мытищи-5

Вычислено сечение поглощения электромагнитного излучения биметаллической цилиндрической частицей. Рассмотрен общий случай, когда отношение радиуса ядра к радиусу частицы может принимать произвольные значения. В качестве граничных условий задачи принято условие диффузного отражения электронов от внутренней и внешней поверхностей металлического слоя частицы. Рассмотрены предельные случаи и проведено обсуждение полученных результатов.

Коды OCIS: 260.3910.

Поступила в редакцию 01.06.2004.

1. Введение

Электромагнитные свойства малых металлических частиц могут существенно отличаться от свойств массивных образцов металла [1]. Если линейный размер R образца металла будет порядка Λ — длины свободного пробега электронов или меньше ее, $R < \Lambda$, то взаимодействие электронов с границей металлического образца начинает оказывать заметное влияние на их отклик на внешнее электромагнитное поле.

В качестве аппарата, способного описывать отклик электронов на внешнее электромагнитное поле с учетом взаимодействия электронов с границей образца, может быть использована стандартная кинетическая теория электронов проводимости в металле [2]. В этом случае ограничения на соотношение между длиной свободного пробега электронов и размером образца не накладываются.

В работах [3, 4] была построена теория взаимодействия электромагнитного излучения со сферической частицей. Немного ранее в предельном случае $R \ll \Lambda$ на низких частотах (дальний ИК диапазон) результат, совпадающий с [3], получен в [5, 6]. В упомянутых работах применяется подход, основанный на решении кинетического уравнения Больцмана для электронов проводимости в металле. Альтернативный подход к проблеме предложен и развивается в работах [7, 8].

В последнее время возрос интерес к проблеме взаимодействия электромагнитного излучения с несферическими частицами [9]. Ряд работ [10–13] был посвящен описанию взаимодействия электромагнитного излучения с цилиндрической частицей. Отметим также работы, в которых предпринята попытка учета квантово-механических эффектов в данной проблеме, что особенно существенно при низких температурах [14, 15]. При этом во всех вышеперечисленных работах рассматривались только

однородные частицы, т. е. не поднимался вопрос о внутренней структуре поглощающих частиц.

Однако в последнее время в литературе появились сообщения об экспериментальных исследованиях частиц со сложной структурой [16, 17]. Такие частицы состоят из диэлектрического (или металлического) ядра, окруженного металлической оболочкой, что, естественно, сказывается на оптических свойствах этих частиц. Важность рассмотрения частиц со сложной внутренней структурой, в частности, отмечается в работе [18].

В настоящей работе, которая является логическим продолжением [11], с помощью кинетического метода рассчитаны функции распределения, описывающие линейный отклик электронов проводимости в неоднородной вытянутой цилиндрической частице (металлическая частица с ядром из другого металла) на переменное магнитное поле плоской электромагнитной волны. По найденным функциям распределения удастся рассчитать зависимость сечения поглощения от радиуса частицы и частоты, а также от отношения радиуса ядра к радиусу частицы.

2. Математическая модель и расчет

Рассматривается цилиндрическая частица с длиной L , состоящая из металлического ядра, радиус которого R_1 , окруженного оболочкой из другого металла с радиусом R_2 (считаем, что $L \gg R_2$). Частица помещена в поле плоской электромагнитной волны, частота которой ограничена сверху частотами ближнего ИК диапазона ($\omega < 2 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$). Принимается, что направление магнитного поля в электромагнитной волне совпадает с осью неоднородного цилиндра. Частица считается малой, т. е. $R_2 \ll 2\pi c/\omega$ (c — скорость света в вакууме). Неоднородность внешнего поля волны и скин-эффект не учитываются (предполагается, что R_2 меньше глубины скин-

слоя). В рассматриваемом диапазоне частот вклад токов дипольной электрической поляризации будет мал по сравнению с вкладом вихревых токов, которые индуцируются внешним магнитным полем волны [3]. Поэтому действие внешнего электрического поля волны не учитывается.

Также используются общепринятые физические допущения: электроны проводимости в цилиндрической металлической оболочке и цилиндрическом металлическом ядре частицы рассматриваются как вырожденный ферми-газ; их отклик на внешнее переменное магнитное поле описывается с помощью уравнения Больцмана в приближении времени релаксации. В граничных условиях принято, что отражение электронов от поверхностей металлической оболочки и поверхности металлического ядра носит диффузный характер.

Однородное периодическое по времени магнитное поле волны $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 \exp(-i\omega t)$ вызывает появление в частице вихревого электрического поля. Оно в силу симметрии задачи определяется из уравнения индукции Максвелла

$$\text{rot} \mathbf{E} = -\left(\frac{1}{c}\right) \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}$$

и может быть представлено в виде

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2c} \mathbf{r} \times \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \frac{\omega}{2ic} \mathbf{r} \times \mathbf{H}_0 \exp(-i\omega t), \quad (1)$$

где $\mathbf{r}$ – радиус-вектор (начало координат выбирается на оси частицы).

Вихревое электрическое поле воздействует на электроны проводимости в частице и вызывает отклонение f_1 их функции распределения f от равновесной фермиевской f_0 :

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = f_0(\epsilon) + f_1(\mathbf{r}, \mathbf{v}), \quad \epsilon = \frac{m\mathbf{v}^2}{2},$$

где $\mathbf{v}$ и m – скорость и эффективная масса электрона.

Это приводит к возникновению в ядре и оболочке частицы вихревого тока

$$\mathbf{j} = e \int \mathbf{v} f \frac{2d^3(m\mathbf{v})}{h^3} = 2e \left(\frac{m}{h}\right)^3 \int \mathbf{v} f_1 d^3\mathbf{v} \quad (2)$$

(где h – постоянная Планка, e – заряд электрона), а также к диссипации в объеме частицы энергии. Энергия $\bar{Q}$, диссипируемая в единицу времени [19],

$$\bar{Q} = \int (\text{Re} \mathbf{E})(\text{Re} \mathbf{j}) d^3r = \frac{1}{2} \text{Re} \int \mathbf{j} \mathbf{E}^* d^3r, \quad (3)$$

здесь чертой обозначено усреднение по времени, а звездочкой – комплексное сопряжение.

В формуле (2) используется стандартная нормировка функции распределения f , при которой плот-

ность электронных состояний равна $2/h^3$. Для равновесной функции $f_0(\epsilon)$ далее используется ступенчатая аппроксимация [20]:

$$f_0(\epsilon) = \theta(\epsilon_f - \epsilon) = \begin{cases} 1, & 0 \leq \epsilon \leq \epsilon_f, \\ 0, & \epsilon_f < \epsilon, \end{cases}$$

где $\epsilon_f = mv_f^2/2$ – энергия Ферми (v_f – скорость Ферми). Предполагается, что ферми-поверхность имеет сферическую форму.

Задача сводится к отысканию отклонения f_1 функции распределения электронов от равновесной f_0 , возникающего под действием вихревого поля (1). В линейном приближении по внешнему полю функция f_1 удовлетворяет кинетическому уравнению [2, 20]

$$-i\omega f_1 + \mathbf{v} \frac{\partial f_1}{\partial \mathbf{r}} + e(\mathbf{v} \mathbf{E}) \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} = -\frac{f_1}{\tau}, \quad (4)$$

где предполагается стационарная зависимость от времени ($f_1 \sim \exp(-i\omega t)$), а интеграл столкновений взят в приближении времени релаксации:

$$(df_1/dt)_s = -f_1/\tau,$$

где τ – время электронной релаксации.

Решая уравнение (4) методом характеристик [21], получаем

$$f_1 = A [\exp(-v t') - 1] / v, \quad t' \geq 0, \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} v &= 1/\tau - i\omega, \quad A = e\mathbf{v} \mathbf{E} \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} = \\ &= \frac{e\omega}{2ic} \left(\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} \right) (\mathbf{v} \times \mathbf{r}) \mathbf{H}_0 \exp(-i\omega t). \end{aligned} \quad (6)$$

Причем $\mathbf{v}$ и A постоянны вдоль траектории (характеристики). Параметр t' в выражении (5) имеет смысл времени движения электрона вдоль траектории от цилиндрической границы, на которой происходит отражение, до точки $\mathbf{r}$ со скоростью $\mathbf{v}$.

Будем считать, что электроны не проникают из одного металла в другой и что в ядре и оболочке частицы электроны обладают различными скоростями Ферми (u_f и v_f). Кроме этого, в общем случае ядру и оболочке частицы приписываются различные времена релаксации (τ_1 и τ_2), а значит и различные комплексные частоты рассеяния электронов (ν_1 и ν_2).

Для однозначного определения функции f_1 необходимо задать для нее граничные условия на цилиндрических поверхностях металлической оболочки и металлического ядра частицы. В качестве таковых принимаем условия диффузного отражения электронов от этих поверхностей [2]. Поскольку электроны, находящиеся в ядре частицы, могут от-

ражаться от его границы (R_1), а электроны, находящиеся в оболочке частицы, могут отражаться от внутренней (R_1) и от внешней (R_2) границ металлического слоя, то необходимо записать три граничных условия

$$f_{11}(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = 0 \quad \text{при} \quad \begin{cases} |\mathbf{r}_\perp| = R_1, \\ \mathbf{r}_\perp \mathbf{v}_\perp < 0, \end{cases} \quad (7)$$

$$f_{12}(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = 0 \quad \text{при} \quad \begin{cases} |\mathbf{r}_\perp| = R_1, \\ \mathbf{r}_\perp \mathbf{v}_\perp > 0, \end{cases} \quad (8)$$

$$f_{13}(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = 0 \quad \text{при} \quad \begin{cases} |\mathbf{r}_\perp| = R_2, \\ \mathbf{r}_\perp \mathbf{v}_\perp < 0, \end{cases} \quad (9)$$

где $\mathbf{r}_\perp$ и $\mathbf{v}_\perp$ — компоненты радиуса-вектора электрона $\mathbf{r}$ и его скорости $\mathbf{v}$ в плоскости, перпендикулярной к оси неоднородного цилиндра.

При отражении электронов, находящихся в ядре частицы, от границы ядра (R_1) параметр t' в выражении (5) определяется как

$$t_1 = \left\{ \mathbf{r}_\perp \mathbf{v}_\perp + \left[(\mathbf{r}_\perp \mathbf{v}_\perp)^2 + (R_1^2 - r_\perp^2) v_\perp^2 \right]^{1/2} \right\} / v_\perp^2. \quad (10)$$

При отражении электрона от внутренней границы (R_1) металлической оболочки частицы параметр t' в выражении (5) определяется как

$$t_2 = \left\{ \mathbf{r}_\perp \mathbf{v}_\perp - \left[(\mathbf{r}_\perp \mathbf{v}_\perp)^2 + (R_1^2 - r_\perp^2) v_\perp^2 \right]^{1/2} \right\} / v_\perp^2, \quad (11)$$

а при отражении электрона от внешней границы (R_2) металлической оболочки

$$t_3 = \left\{ \mathbf{r}_\perp \mathbf{v}_\perp + \left[(\mathbf{r}_\perp \mathbf{v}_\perp)^2 + (R_2^2 - r_\perp^2) v_\perp^2 \right]^{1/2} \right\} / v_\perp^2. \quad (12)$$

Это ясно из следующих геометрических соображений. Используя очевидное векторное равенство $\mathbf{r} = \mathbf{r}_0 + \mathbf{v}t'$, где $\mathbf{r}_0$ — радиус-вектор электрона в момент отражения от любой из поверхностей внутри цилиндрической частицы, и проектируя его на плоскость, перпендикулярную к оси цилиндра, имеем $\mathbf{r}_\perp = \mathbf{r}_{0\perp} + \mathbf{v}_\perp t'$, где векторы $\mathbf{r}_\perp$, $\mathbf{r}_{0\perp}$ и $\mathbf{v}_\perp$ являются компонентами исходных векторов в плоскости проекции. Возводя обе части последнего равенства в квадрат и разрешив полученное уравнение относительно параметра t' , получим выражения (10), (11) или (12).

Поэтому уравнение (4) имеет три различных решения в зависимости от места отражения электрона проводимости внутри цилиндрической частицы.

Соотношениями (5), (6), (10)–(12) полностью определены решения f_{11} , f_{12} и f_{13} уравнения (4) с граничными условиями (7)–(9), что позволяет рассчитать ток (2) и диссипируемую мощность (3).

При вычислении интегралов (2), (3) удобно перейти к цилиндрическим координатам как в пространстве координат ($r_\perp$, ϕ , r_z ; полярная ось — ось Z , вектор $\mathbf{H}_0$ параллелен оси Z), так и в пространстве скоростей ($v_\perp$, α , v_z ; полярная ось — ось v_z). Ось цилиндра совпадает с осью Z . Поле (1) в цилиндрических координатах имеет лишь ϕ -компоненту:

$$\mathbf{E} = E_\phi \mathbf{e}_\phi, \quad E_\phi = \frac{i\omega}{2c} r_\perp H_0 \exp(-i\omega t). \quad (13)$$

Соответственно и токи (2) в ядре и в оболочке частицы обладают лишь ϕ -компонентой (линии тока являются замкнутыми окружностями с центрами на оси Z в плоскостях, перпендикулярных к оси Z):

$$j_{\phi 1} = \frac{3n_1 e^2 E_\phi}{4\pi u_f^3 v_1} \int v_\phi^2 \delta(\epsilon - \epsilon_f) (1 - \exp(-v_1 t')) d^3 v, \quad (14)$$

$$j_{\phi 2} = \frac{3n_2 e^2 E_\phi}{4\pi v_f^3 v_2} \int v_\phi^2 \delta(\epsilon - \epsilon_f) (1 - \exp(-v_2 t')) d^3 v. \quad (15)$$

Здесь мы учли, что концентрации электронов проводимости в металлах, из которых состоит цилиндрическая частица, определяются как

$$n_1 = 2 \left(\frac{m}{h} \right)^3 \int f_0 d^3 v = 2 \left(\frac{m}{h} \right)^3 \frac{4}{3} \pi u_f^3,$$

$$n_2 = 2 \left(\frac{m}{h} \right)^3 \int f_0 d^3 v = 2 \left(\frac{m}{h} \right)^3 \frac{4}{3} \pi v_f^3.$$

При интегрировании выражений (14) и (15) следует иметь в виду, что место отражения электронов внутри частицы определяется углом α ($0 < \alpha \leq 2\pi$) в пространстве скоростей. Для электронов внутри ядра $\alpha = 0 - 2\pi$. Под функцией f_i в этом случае понимается $f_{11}(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ ($t' = t_1$). Для электронов внутри металлической оболочки частицы можно выделить три области:

1) Если выполняется неравенство $\alpha_0 \leq \alpha \leq \pi - \alpha_0$, где угол α_0 определяется выражением

$$\alpha_0 = \arccos \frac{\sqrt{r_\perp^2 - R_1^2}}{r_\perp}, \quad (16)$$

то траектория электрона не пересекается с ядром и он претерпевает отражение от внешней границы металлического слоя частицы. Под функцией f_i в этом случае понимается $f_{13}(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ ($t' = t_3$).

2) Если $\pi - \alpha_0 < \alpha \leq \pi$, то электроны летят к ядру частицы и под функцией f_i снова понимается $f_{11}(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ ($t' = t_1$).

3) Наконец, если $0 < \alpha \leq \alpha_0$, то электроны летят от ядра частицы и под функцией f_i понимается $f_{12}(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ ($t' = t_2$).

Легко заметить, что в первых двух случаях интегралы можно объединить.

Движение электронов симметрично относительно любой диаметральной плоскости, в которой лежит точка их положения на траектории, поэтому можно считать, что угол α в пространстве скоростей изменяется от 0 до π , и удваивать результат интегрирования по этой переменной.

Сечение поглощения электромагнитного излучения σ находим, разделив среднюю диссипируемую мощность $\bar{Q}$ (см. (3)) на средний поток энергии в волне $cH_0^2/8\pi$,

$$\sigma = \frac{1}{2} \frac{8\pi}{cH_0^2} \operatorname{Re} \left\{ \int j_\varphi E_\varphi^* d^3r \right\},$$

или, учитывая (14) и (15),

$$\sigma = \frac{1}{2} \frac{8\pi}{cH_0^2} \operatorname{Re} \left\{ \int \frac{3n_1 e^2 E_\varphi}{4\pi u_f^3 v_1} \left[\int v_\varphi^2 \delta(\varepsilon - \varepsilon_f) (1 - \exp(-v_1 t')) d^3v \right] E_\varphi^* d^3r + \right. \\ \left. + \int \frac{3n_2 e^2 E_\varphi}{4\pi v_f^3 v_2} \left[\int v_\varphi^2 \delta(\varepsilon - \varepsilon_f) (1 - \exp(-v_2 t')) d^3v \right] E_\varphi^* d^3r \right\}.$$

После проведения математических вычислений получаем

$$\sigma = \operatorname{Re} \left\{ \frac{3\pi n_1 e^2 \omega^2 L}{mc^3 u_f^3 v_1} 2 \int_0^{R_1} r_\perp^3 dr_\perp \int_0^{u_f} \int_0^\pi \frac{v_\perp^3}{\sqrt{u_f^2 - v_\perp^2}} (1 - \exp(-v_1 t')) \sin^2 \alpha dv_\perp d\alpha + \right. \\ \left. + \frac{3\pi n_2 e^2 \omega^2 L}{mc^3 v_f^3 v_2} 2 \int_{R_1}^{R_2} r_\perp^3 dr_\perp \int_0^{v_f} \int_0^\pi \frac{v_\perp^3}{\sqrt{v_f^2 - v_\perp^2}} (1 - \exp(-v_2 t')) \sin^2 \alpha dv_\perp d\alpha \right\}. \quad (17)$$

Для дальнейших вычислений и анализа результатов сложное выражение (17), по которому определяется сечение поглощения неоднородной цилиндрической частицы, удобно представить в виде

$$\sigma = \sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3, \quad (18)$$

где

$$\sigma_1 = \operatorname{Re} \left\{ \frac{3\pi n_1 e^2 \omega^2 L}{mc^3 u_f^3 v_1} 2 \int_0^{R_1} r_\perp^3 dr_\perp \int_0^{u_f} \int_0^\pi \frac{v_\perp^3}{\sqrt{u_f^2 - v_\perp^2}} (1 - \exp(-v_1 t_1)) \sin^2 \alpha dv_\perp d\alpha \right\}, \quad (19)$$

$$\sigma_2 = \operatorname{Re} \left\{ \frac{3\pi n_2 e^2 \omega^2 L}{mc^3 v_f^3 v_2} 2 \int_{R_1}^{R_2} r_\perp^3 dr_\perp \int_0^{v_f} \int_0^{\alpha_0} \frac{v_\perp^3}{\sqrt{v_f^2 - v_\perp^2}} (1 - \exp(-v_2 t_2)) \sin^2 \alpha dv_\perp d\alpha \right\}, \quad (20)$$

$$\sigma_3 = \operatorname{Re} \left\{ \frac{3\pi n_2 e^2 \omega^2 L}{mc^3 v_f^3 v_2} 2 \int_{R_1}^{R_2} r_\perp^3 dr_\perp \int_0^{v_f} \int_{\alpha_0}^\pi \frac{v_\perp^3}{\sqrt{v_f^2 - v_\perp^2}} (1 - \exp(-v_2 t_3)) \sin^2 \alpha dv_\perp d\alpha \right\}. \quad (21)$$

Введем новые переменные

$$\xi = r_\perp / R_2, \quad \rho = v_\perp / v_f,$$

$$z = v_2 R_2 / v_f = (1/\tau_2 - i\omega) R_2 / v_f = x - iy,$$

$$K = R_1 / R_2, \quad \gamma = u_f / v_f, \quad \delta = \tau_1 / \tau_2$$

и преобразуем формулы (10)–(12) и (16):

$$t_1 = (R_2 / v_\perp) \mu, \quad \mu = \xi \cos \alpha + \sqrt{K^2 - \xi^2 \sin^2 \alpha},$$

$$t_2 = (R_2 / v_\perp) \psi, \quad \psi = \xi \cos \alpha - \sqrt{K^2 - \xi^2 \sin^2 \alpha},$$

$$t_3 = (R_2 / v_\perp) \eta, \quad \eta = \xi \cos \alpha + \sqrt{1 - \xi^2 \sin^2 \alpha},$$

$$\alpha_0 = \arccos \sqrt{1 - \frac{K^2}{\xi^2}}.$$

Здесь мы учли, что $\mathbf{r}_\perp \mathbf{v}_\perp = r_\perp v_\perp \cos \alpha$ (все электроны на поверхности Ферми внутри металлического ядра частицы движутся со скоростями, равными v_f , а все электроны на поверхности Ферми внутри металлического слоя частицы движутся со скоростями, равными v_f).

Выражая характеристики металлического ядра частицы (v_1 и n_1) через характеристики металличе-

ской оболочки частицы ($v_2 = v$, $n_2 = n$, $\tau_2 = \tau$), имеем

$$v_1 = v + \frac{1-\delta}{\delta\tau} = \left(\frac{x}{\delta} - iy\right) \frac{v_f}{R_2} = z' \frac{v_f}{R_2},$$

$$n_1 = n\gamma^3.$$

Тогда формулы (19)–(21) принимают следующий вид:

$$\sigma_1 = \text{Re} \left\{ \frac{3\pi n e^2 v_f R_2^3 L}{mc^3} \frac{\delta y^2}{x - iy\delta} 2 \int_0^K \xi^3 d\xi \int_0^\gamma \int_0^\pi \frac{\rho^3}{\sqrt{\gamma^2 - \rho^2}} (1 - \exp(-z'\mu/\rho)) \sin^2 \alpha dp d\alpha \right\},$$

$$\sigma_2 = \text{Re} \left\{ \frac{3\pi n e^2 v_f R_2^3 L}{mc^3} \frac{y^2}{z} 2 \int_K^\infty \xi^3 d\xi \int_0^1 \int_0^{\alpha_0} \frac{\rho^3}{\sqrt{1 - \rho^2}} (1 - \exp(-z\psi/\rho)) \sin^2 \alpha dp d\alpha \right\},$$

$$\sigma_3 = \text{Re} \left\{ \frac{3\pi n e^2 v_f R_2^3 L}{mc^3} \frac{y^2}{z} 2 \int_K^\infty \xi^3 d\xi \int_0^1 \int_0^\pi \frac{\rho^3}{\sqrt{1 - \rho^2}} (1 - \exp(-z\eta/\rho)) \sin^2 \alpha dp d\alpha \right\}.$$

Сечение поглощения (18) представляем в виде где

$$\sigma = \sigma_0 (F_1 + F_2 + F_3),$$

$$\sigma_0 = \frac{3\pi n e^2 v_f R_2^3 L}{mc^3}, \quad (22)$$

$$F_1 = \text{Re} \left\{ \frac{\delta y^2}{x - iy\delta} 2 \int_0^K \xi^3 d\xi \int_0^\gamma \int_0^\pi \frac{\rho^3}{\sqrt{\gamma^2 - \rho^2}} (1 - \exp(-z'\mu/\rho)) \sin^2 \alpha dp d\alpha \right\}, \quad (23)$$

$$F_2 = \text{Re} \left\{ \frac{y^2}{z} 2 \int_K^\infty \xi^3 d\xi \int_0^1 \int_0^{\alpha_0} \frac{\rho^3}{\sqrt{1 - \rho^2}} (1 - \exp(-z\psi/\rho)) \sin^2 \alpha dp d\alpha \right\}, \quad (24)$$

$$F_3 = \text{Re} \left\{ \frac{y^2}{z} 2 \int_K^\infty \xi^3 d\xi \int_0^1 \int_0^\pi \frac{\rho^3}{\sqrt{1 - \rho^2}} (1 - \exp(-z\eta/\rho)) \sin^2 \alpha dp d\alpha \right\}. \quad (25)$$

Формулы (23)–(25) позволяют рассчитать безразмерное сечение поглощения неоднородной цилиндрической частицы

$$F(x, y, K, \gamma, \delta) = F_1(x, y, K, \gamma, \delta) + F_2(x, y, K, \gamma, \delta) + F_3(x, y, K, \gamma, \delta) \quad (26)$$

и сечение поглощения электромагнитного излучения

$$\sigma = \sigma_0 F(x, y, K, \gamma, \delta). \quad (27)$$

Когда $K = 0$ или 1 (так как частица однородная, то $\gamma = 1$ и $\delta = 1$), из (26) следует, что

$$F(x, y) = \text{Re} \left\{ 2y^2 \int_0^1 \xi^3 d\xi \int_0^\pi \int_0^1 \frac{\rho^3}{\sqrt{1 - \rho^2}} \frac{(1 - \exp(-z\eta/\rho))}{z} \sin^2 \alpha dp d\alpha \right\}.$$

Это выражение совпадает с результатом, полученным в работе [11], для однородной вытянутой цилиндрической частицы из металла.

Отдельно можно выделить случай сложной частицы из одного вещества ($\gamma = 1$, $\delta = 1$) (когда оболочка и ядро частицы разделены бесконечно тонким слоем диэлектрика). В этом случае дополни-

тельное рассеяние электронов на поверхности, разделяющей ядро и оболочку, приводит к отличию физических свойств такой частицы от свойств однородной цилиндрической частицы из металла.

Численный расчет $F(x, y, K, \gamma, \delta)$ представлен на рис. 1–4 (для упрощения анализа полученных результатов все рисунки выполнены в предположении $\gamma = 1$).

3. Анализ результатов

Безразмерное сечение поглощения F сложным образом зависит от комбинации четырех безразмерных величин: x , y , K , γ . Наличие ядра заметно сказывается на характере частотной зависимости безразмерного сечения поглощения, так как это приводит к изменению амплитуды и периода осцилляций (заметим, что в классической теории эти осцилляции принципиально не воспроизводятся). Это связано с тем, что, кроме отражения электронов от внешней цилиндрической поверхности частицы, появляется их дополнительное рассеяние на ядре и внутри ядра.

На рис. 1 представлены зависимости безразмерного сечения поглощения F от безразмерной частоты y . Этот рисунок выполнен для случая фиксированных значений безразмерной обратной длины свободного пробега x и отношения радиуса ядра к радиусу частицы K , при этом отношение скоростей Ферми в ядре и оболочке γ разное для каждой кривой на рисунке. Из анализа хода кривых следует, что особенностью поведения безразмерного сечения поглощения является сдвиг по фазе для кривых, построенных при различных значениях γ . На всех частотах сечение поглощения увеличивается с ростом параметра γ . С увеличением радиуса частицы (величины x) осцилляции сечения поглощения становятся менее выраженными, что объясняется влиянием объемных столкновений электронов в ядре и оболочке частицы.

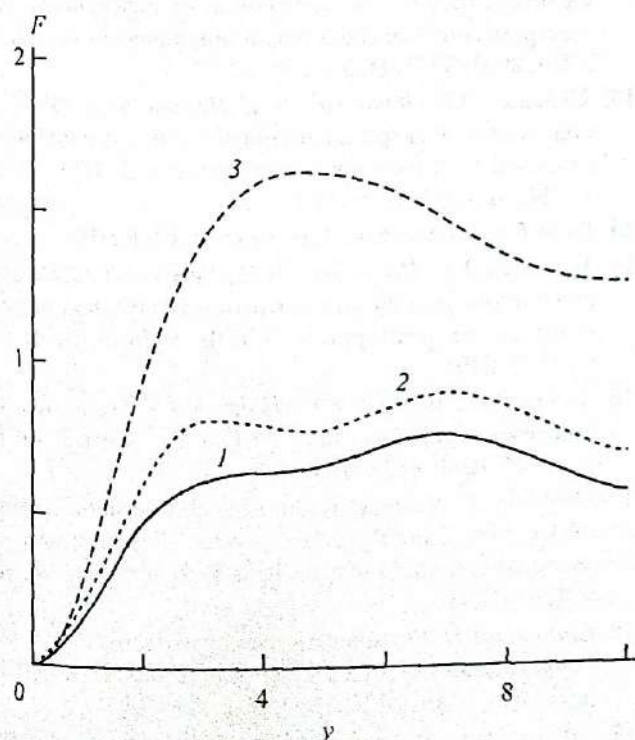


Рис. 1. Зависимости безразмерного сечения поглощения F от безразмерной частоты y ($y = R_2 \omega / v_f$). 1 — $x = 0$, $K = 0,7$, $\gamma = 0,5$, 2 — $x = 0$, $K = 0,7$, $\gamma = 1$, 3 — $x = 0$, $K = 0,7$, $\gamma = 1,5$.

На рис. 2 приведены графики зависимостей безразмерного сечения поглощения F от безразмерной обратной длины свободного пробега электронов x . Если постоянно отношение радиуса ядра к радиусу частицы K и безразмерная частота внешнего поля y , то при всех значениях x безразмерное сечение поглощения F уменьшается с уменьшением отношения скоростей Ферми в ядре и оболочке частицы γ .

Для анализа зависимости безразмерного сечения поглощения F от отношения радиуса ядра к радиусу частицы K воспользуемся рис. 3, на котором приведено безразмерное сечение поглощения биметаллической цилиндрической частицы при фиксированных значениях других параметров (x , y и γ). В случае частиц, имеющих внешнюю оболочку из чистого металла (электроны в таких металлах обладают большой длиной свободного пробега), или для очень мелких частиц, когда выполняется условие $x \ll 1$, во всем интервале значений K характер хода кривых значительно изменяется в зависимости от отношения скоростей Ферми в ядре и оболочке γ .

На рис. 4 отображены зависимости безразмерного сечения поглощения F от отношения скоростей Ферми в ядре и оболочке частицы γ (считается, что оболочка частицы изготовлена из чистого металла и частица находится во внешнем электромагнитном поле с некоторой фиксированной частотой). При

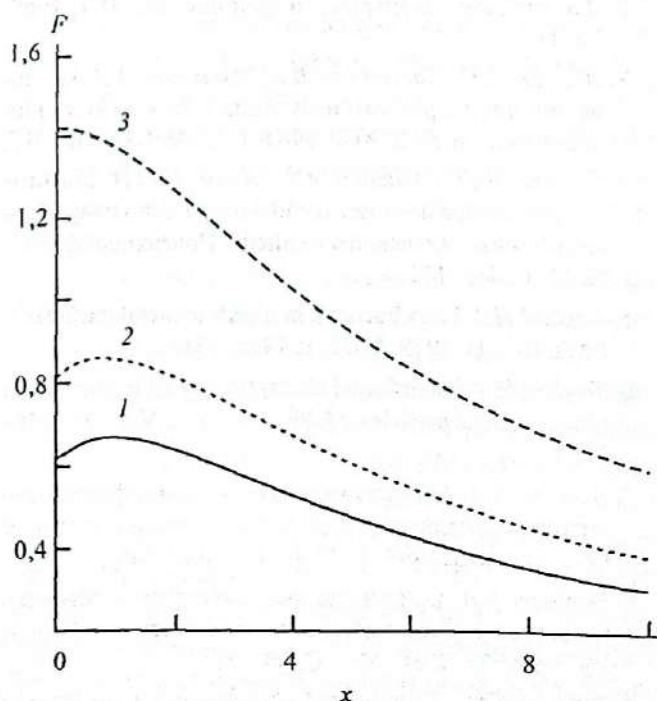


Рис. 2. Зависимости безразмерного сечения поглощения F от безразмерной обратной длины свободного пробега x ($x = R_2 / \tau_2 v_f$). 1 — $y = 3$, $K = 0,7$, $\gamma = 0,5$, 2 — $y = 3$, $K = 0,7$, $\gamma = 1$, 3 — $y = 3$, $K = 0,7$, $\gamma = 1,5$.

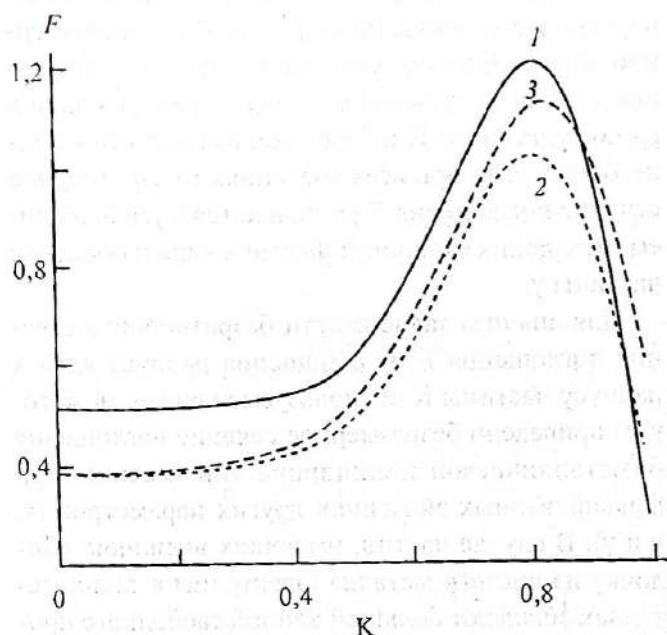


Рис. 3. Зависимости безразмерного сечения поглощения F от отношения радиуса ядра к радиусу частицы K ($K = R_1/R_2$). 1 – $x = 0$, $y = 7$, $\gamma = 0,9$, 2 – $x = 0$, $y = 7$, $\gamma = 1$, 3 – $x = 0$, $y = 7$, $\gamma = 1,1$.

каждом значении γ безразмерное сечение поглощения больше для частиц, имеющих оболочку, объем которой превосходит объем внутреннего ядра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Петров Ю.И. Физика малых частиц. М.: Наука, 1984. Гл. 7.
2. Займан Дж. Электроны и фононы. М.: ИЛ, 1962. Гл. 11.
3. Лесскис А.Г., Пастернак В.Е., Юшканов А.А. Поглощение инфракрасного излучения в мелкой металлической частице // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. № 1. С. 310–317.
4. Лесскис А.Г., Юшканов А.А., Яламов Ю.И. Магнитное дипольное поглощение инфракрасного излучения мелкой металлической частицей // Поверхность. 1987. № 11. С. 115–121.
5. Trodahl H.J. Eddy currents in ultrafine metal particles // Phys. Rev. B. 1979. V. 19. P. 1316–1317.
6. Trodahl H.J. Far-infrared absorption by eddy currents in ultrafine metal particles // J. Phys. C. 1982. V. 15. P. 7245–7254.
7. Бондарь Е.А. Аномальное низкочастотное фотопоглощение ультрадисперсных металлических частиц // Опт. и спектр. 1993. Т. 75. В. 4. С. 837–840.
8. Бондарь Е.А. О природе квазиполупроводникового характера малых металлических частиц // Опт. и спектр. 1996. Т. 80. № 1. С. 89–95.
9. Томчук П.М., Томчук Б.П. Оптическое поглощение малых металлических частиц // ЖЭТФ. 1997. Т. 112. В. 2(8). С. 661–678.
10. Завитаев Э.В., Юшканов А.А., Яламов Ю.И. Поглощение электромагнитного излучения металлической

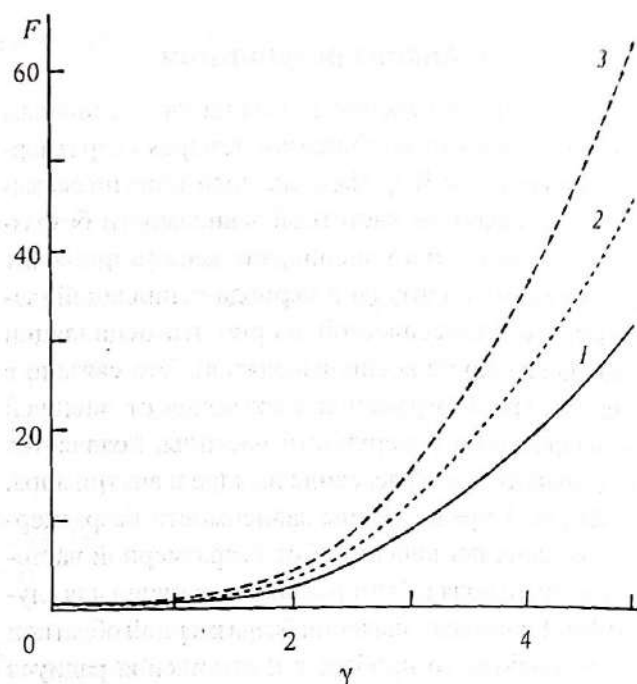


Рис. 4. Зависимости безразмерного сечения поглощения F от отношения скорости Ферми в ядре к скорости Ферми в оболочке частицы γ ($\gamma = u_f/v_f$): 1 – $x = 0$, $y = 7$, $K = 0,6$, 2 – $x = 0$, $y = 7$, $K = 0,65$, 3 – $x = 0$, $y = 7$, $K = 0,7$.

частицей цилиндрической формы // ЖТФ. 2001. Т. 71. В. 11. С. 114–118.

11. Завитаев Э.В., Юшканов А.А., Яламов Ю.И. Особенности поглощения электромагнитного излучения цилиндрической частицей // Опт. и спектр. 2002. Т. 92. № 5. С. 851–856.
12. Завитаев Э.В., Юшканов А.А., Яламов Ю.И. Влияние характера отражения электронов от поверхности на электромагнитные свойства цилиндрических частиц // ЖТФ. 2003. Т. 73. В. 3. С. 16–22.
13. Завитаев Э.В., Юшканов А.А., Яламов Ю.И. О взаимодействии электромагнитного излучения с цилиндрической частицей конечной длины // ЖЭТФ. 2003. Т. 124. № 5. С. 1112–1120.
14. Kubo R.J. // Phys. Soc. Jpn. 1962. V. 17. P. 975.
15. Манькин Э.А., Полуэктов П.П., Рубежный Ю.Г. Теория поглощения электромагнитного излучения частицами малых размеров // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. В. 6. С. 2117–2126.
16. Averitt R.D., Westcott S.L., Halas N.J.J. Linear optical properties of gold nanoshells // J. Opt. Soc. Amer. B. 1999. V. 16. № 10. P. 1824–1832.
17. Henglein A. Preparation and optical absorption spectra of $\text{Au}_{\text{core}}\text{Pt}_{\text{shell}}$ and $\text{Pt}_{\text{core}}\text{Au}_{\text{shell}}$ colloidal nanoparticles in aqueous solution // J. Phys. Chem. B. 2000. V. 104. № 10. P. 2201–2203.
18. Сидоров А.И. Оптические свойства композита с наночастицами серебра в диапазоне 8–12 мкм // Оптический журнал. 2003. Т. 70. № 2. С. 9–14.
19. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1992. 664 с.
20. Харрисон У. Теория твердого тела. М.: Мир, 1972.
21. Курант Р. Уравнения с частными производными. М.: Мир, 1964. Гл. 2.