

Нелокальные эффекты в электродинамике металлических пластин

А. Паредес-Хуарес¹⁾, Ф. Диас-Монхе¹⁾, Н. М. Макаров²⁾, Ф. Перес-Родригес¹⁾

Benemérita Universidad Autónoma de Puebla, 72000 Puebla, México

Поступила в редакцию 18 сентября 2009 г.

После переработки 5 октября 2009 г.

В модели кинетического уравнения Больцмана изучены эффект пространственной дисперсии и размерный эффект на взаимодействие металлической пластины с электромагнитным излучением. Показано, что результаты качественно отличаются от получаемых в приближении Друде-Лоренца. В частности, в области высоких частот абсорбция осциллирует с частотой волны и толщиной образца. Она становится чувствительной к величине ферми-скорости электронов и нетривиально зависит от частоты электронной релаксации. Результаты могут быть полезны при анализе электромагнитного отклика металлодиэлектрических микро- и наноструктур в терагерцовом и/или инфракрасном диапазоне частот.

PACS: 42.25.Bs, 72.15.-v, 78.20.-e, 78.40.Kc, 78.66.Bz

Введение. В последние годы одной из актуальных проблем фотоники и плазмоники является создание и изучение структур, которые содержат металл в качестве одного из элементов элементарной ячейки (см., например, [1–8] и литературу, цитированную там). Интерес связан с тем, что такие метаматериалы (периодические или неупорядоченные) проявляют необычные свойства, присущие, в частности, левым средам [9, 10], и являются кандидатами для создания на их основе нового класса оптических и субоптических устройств. Число работ, посвященных данной тематике, растет, многие результаты обсуждаются в современных обзорах [11–13], а некоторые из них уже включены в специальные монографии и учебники [14, 15].

В то же время, необходимо отметить, что в теоретических исследованиях металлический элемент структуры описывается в рамках довольно грубой физической модели. В одних работах его диэлектрическая проницаемость полагается равной либо бесконечности, либо отрицательной константе, которая берется из таблиц, составленных для массивных образцов. В других работах металл описывается более детально – проводимостью σ_{cl} и соответствующей диэлектрической проницаемостью ϵ_{cl} :

$$\sigma_{cl} = \frac{\omega_p^2}{4\pi(\nu - i\omega)} \quad \rightarrow \quad \epsilon_{cl}(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)}, \quad (1)$$

вытекающими из теории Друде-Лоренца. Здесь ω – частота электромагнитного поля, ω_p – плазменная и ν – релаксационная частоты электронов проводимос-

ти. Строго говоря, указанные модели могут быть адекватными для массивных образцов. Но даже в них, как известно, при определенных условиях необходимо учитывать эффекты пространственной дисперсии (или нелокальные эффекты), которые обусловлены неоднородностью электромагнитного поля и проявляются в виде аномального скин-эффекта. Более того, в современных микро- и наноструктурах, когда размер металлического включения соизмерим с масштабом затухания электромагнитной волны в нем, необходимо учитывать размерный эффект. Скин-эффект (нормальный, аномальный и “инфракрасный”), описанный во всех монографиях по физике металлов [16–18], изучался, главным образом, в модели металлического полупространства. В то же время, размерный эффект (как классический, так и квантовый) в проводимости металлической пластины (metallic slab) исследовался как отклик на статическое электрическое поле [19]. Таким образом, задача о взаимодействии металлического образца с электромагнитным излучением, самосогласованно учитывающая скин-эффект и размерный эффект в высокочастотной проводимости металла, приобретает самостоятельный интерес.

В настоящем сообщении предлагается аналитическое решение проблемы высокочастотного (включая оптические частоты) размерного эффекта в металлической пластине, удобное как для аналитического, так и для численного анализа. Выражение для электромагнитного поля получено в замкнутой форме при произвольном способе возбуждения (симметричном, антисимметричном, одностороннем). Хотя нами рассматривается нормальное падение волны на поверхность пластины, полученное решение может быть об-

¹⁾ А. Paredes-Juárez, F. Díaz-Monge, F. Pérez-Rodríguez.

²⁾ e-mail: makarov@siu.buap.mx

общено на более сложную геометрию косоугольного падения как ТЕ, так и ТН волн.

Постановка задачи. Распределение электрического поля. Предположим, что металлическая пластина толщиной d возбуждается плоской монохроматической электромагнитной волной с частотой ω . Пластина занимает пространство $0 \leq x \leq d$. Волна распространяется вдоль оси x , перпендикулярной плоскости пластины, ее электрическая компонента $\mathbf{E}(x, t) = \{0, E(x), 0\} \exp(-i\omega t)$ параллельна оси y , а магнитная компонента $\mathbf{H}(x, t) = \{0, 0, H(x)\} \exp(-i\omega t)$ — оси z .

Уравнение Максвелла, описывающее распределение электрического поля в пластине, имеет вид

$$\frac{d^2 E(x)}{dx^2} + k^2 E(x) + \frac{4\pi i k^2}{\omega} j(x) = 0, \quad (2)$$

где $k = \omega/c$ — волновое число в вакууме, второе слагаемое обусловлено током смещения, а $j(x)$ — продольная плотность тока электронов проводимости.

В полуклассической модели кинетического уравнения Больцмана $j(x)$ может быть представлена так

$$j(x) = \frac{3\sigma_{cl}}{4l_\omega} \int_0^1 dn_x \frac{n_t^2}{n_x} [\chi_+(x, |n_x|) + \chi_-(x, |n_x|)]. \quad (3)$$

Здесь $l_\omega = v_F/(\nu - i\omega)$ имеет смысл эффективной длины свободного пробега электронов, которая учитывает не только их столкновения с рассеивателями, но и изменение фазы электромагнитного поля; n_x и $n_t = \sqrt{1 - n_x^2}$ — проекции орта электронной скорости, а v_F — скорость электрона на ферми-сфере. Функция $\chi_\pm(x, |n_x|)$ с положительным (+) и отрицательным (−) значениями n_x входит в малую неравновесную добавку к фермиевской функции распределения $f_F(\epsilon)$ электронов ($|f - f_F| \ll f_F$):

$$f(x, \pm|n_x|, n_y, t) = f_F(\epsilon) + e \frac{n_y}{|n_x|} \frac{\partial f_F}{\partial \epsilon} \chi_\pm(x, |n_x|) \exp(-i\omega t), \quad (4)$$

где n_y — орт электронной скорости в направлении электрического поля, ϵ — энергия электронов и $e > 0$ — элементарный заряд. После подстановки представления (4) в кинетическое уравнение Больцмана и стандартной процедуры линеаризации по электромагнитному полю (детали можно найти, например, в книге [17]), уравнение для $\chi_\pm(x, |n_x|)$ приобретает вид

$$\pm \frac{d\chi_\pm(x, |n_x|)}{dx} + \frac{\chi_\pm(x, |n_x|)}{l_\omega |n_x|} = E(x). \quad (5)$$

Оно должно быть дополнено граничными условиями, которые описывают отражение электронов от

поверхностей пластины и формулируются как соотношения между функциями распределения отлетающих от поверхности и подлетающих к ней электронов. При зеркальном отражении они выглядят так: $\chi_+(0, |n_x|) = \chi_-(0, |n_x|)$ и $\chi_-(d, |n_x|) = \chi_+(d, |n_x|)$.

Прямое решение дифференциального уравнения (5) с зеркальными граничными условиями дает

$$\begin{aligned} \chi_+ + \chi_- = & \int_0^d dx' E(x') \exp\left(-\frac{|x-x'|}{l_\omega |n_x|}\right) + \\ & + \int_0^d dx' E(x') \exp\left(-\frac{x+x'}{l_\omega |n_x|}\right) + \\ & + \frac{2 \exp(-2d/l_\omega |n_x|)}{1 - \exp(-2d/l_\omega |n_x|)} \int_0^d dx' E(x') \times \\ & \times \left[\cosh\left(\frac{x+x'}{l_\omega |n_x|}\right) + \cosh\left(\frac{x-x'}{l_\omega |n_x|}\right) \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

Как результат, уравнение Максвелла (2) превращается в интегро-дифференциальное уравнение относительно $E(x)$, определенное на конечном интервале $0 \leq x \leq d$ и имеющее настолько замысловатое ядро, что на первый взгляд непонятно, как его решать. Трудности преодолеваются просто, если аналитически продолжить $E(x)$ на всю ось x ($-\infty \leq x \leq \infty$) с помощью условий четности и периодичности:

$$E(-x) = E(x), \quad E(x \pm 2d) = E(x). \quad (7)$$

Замечая, что множитель в третьем слагаемом выражения (6) есть сумма геометрической прогрессии, запишем эту прогрессию в явном виде. После соответствующей замены переменных интегрирования с использованием (7), можно упорядочить интегралы так, чтобы прийти к следующей физически наглядной формуле для плотности тока (3):

$$j(x) = \int_{-\infty}^{\infty} dx' \sigma(x-x') E(x'), \quad (8)$$

с интегральным ядром оператора проводимости

$$\sigma(x) = \frac{3\sigma_{cl}}{4l_\omega} \int_0^1 dn_x \frac{n_t^2}{n_x} \exp\left(-\frac{|x|}{l_\omega n_x}\right). \quad (9)$$

Таким образом, в металлической пластине связь (8) между током $j(x)$ и полем $E(x)$ является не локальной в отличие от модели Друде-Лоренца, где $j(x) = \sigma_{cl} E(x)$. Выражения (8), (9) не зависят явно от толщины пластины d , что является следствием зеркальности отражения электронов от ее границ. Именно поэтому формулы (8), (9) формально совпадают с теми, которые получаются для неограниченного

металла ($-\infty \leq x \leq \infty$). Единственное, но существенное отличие – это дополнительные условия (7), которые теперь накладываются на электрическое поле $E(x)$.

Уравнение, определяемое выражениями (2), (8), решается методом Фурье в согласии с условиями (7). В результате, для распределения поля в пластине получаем компактную формулу

$$E(x) = \frac{ik}{d} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \frac{H(d) \cos[k_s(d-x)] - H(0) \cos(k_s x)}{k_s^2 - k^2 \varepsilon(k_s)}, \quad k_s = \pi s/d. \quad (10)$$

Здесь роль констант интегрирования играют значения магнитного поля $H(0)$ и $H(d)$ на поверхностях пластины. Они связаны с производными электрической компоненты уравнением Максвелла $E'(x) = ikH(x)$ и выражаются через амплитуду падающей волны с помощью условий непрерывности электрического и магнитного полей на границах $x = 0, x = d$ в зависимости от способа возбуждения пластины.

Как видно, представление Фурье (10) содержит величину $\varepsilon(k_s)$, которая имеет смысл эффективной диэлектрической проницаемости:

$$\varepsilon(k_s) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)} \mathcal{K}(k_s). \quad (11)$$

Фактор $\mathcal{K}(k_s)$ отличает $\varepsilon(k_s)$ от диэлектрической постоянной ε_{cl} в модели Друде-Лоренца (1) и задает ее зависимость от волнового числа $k_s = \pi s/d$. Иными словами, эффекты пространственной дисперсии содержатся именно в функции $\mathcal{K}(k_s)$, которая определяется как “фурье-трансформация” отношения проводимостей:

$$\mathcal{K}(k_s) = 2 \int_0^{\infty} dx \frac{\sigma(x)}{\sigma_{cl}} \cos(k_s x) = \frac{3}{2} \int_0^1 \frac{n_x^2 dn_x}{1 + (k_s l_{\omega} n_x)^2} = \frac{3}{2} \left\{ \left[\frac{1}{k_s l_{\omega}} + \frac{1}{(k_s l_{\omega})^3} \right] \arctan(k_s l_{\omega}) - \frac{1}{(k_s l_{\omega})^2} \right\}. \quad (12)$$

Полезно заметить, что фактор нелокальности $\mathcal{K}(k_s)$ является функцией безразмерного параметра $k_s l_{\omega}$ и обладает такими асимптотиками:

$$\mathcal{K}(k_s) \approx 1 - (k_s l_{\omega})^2/5, \quad (k_s |l_{\omega}|)^2 \ll 1; \quad (13a)$$

$$\mathcal{K}(k_s) \approx 3\pi/4 |k_s| l_{\omega}, \quad |k_s l_{\omega}| \gg 1. \quad (13b)$$

Если толщина пластины $d \rightarrow \infty$, в формуле (10) суммирование по дискретным s -модам можно заменить интегрированием по волновому числу $k_x = k_s \equiv \pi s/d$ и пренебречь первым, содержащим $H(d)$, слагаемым. В этом случае выражение (10) переходит в

соответствующую формулу для электрического поля в металлическом полупространстве [18]. Как известно, в массивных образцах нелокальность наиболее ярко проявляется при аномальном скин-эффекте, при котором глубина проникновения электромагнитного поля в металл δ_a оказывается много меньше эффективной длины пробега электронов, $\delta_a \ll |l_{\omega}|$.

Прохождение, отражение и поглощение электромагнитной волны. Амплитудные коэффициенты прохождения t и отражения r даются соотношением

$$\begin{pmatrix} t \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Q_{11} & Q_{12} \\ Q_{21} & Q_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ r \end{pmatrix} \quad (14)$$

с трансфер-матрицей \hat{Q} :

$$Q_{11,22} = \frac{Z_0}{Z_d} \mp \frac{1 + (Z_0^2 - Z_d^2)}{2Z_d}, \quad (15a)$$

$$Q_{12,21} = \mp \frac{1 - (Z_0^2 - Z_d^2)}{2Z_d}; \quad (15b)$$

$$\det \hat{Q} = Q_{11}Q_{22} - Q_{12}Q_{21} = 1, \quad (15c)$$

которая, согласно формуле (10), определяется через безразмерные поверхностные импедансы Z_0 и Z_d металлических границ $x = 0$ и $x = d$, соответственно,

$$Z_0 = -\frac{ik}{d} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \frac{1}{k_s^2 - k^2 \varepsilon(k_s)}; \quad (16a)$$

$$Z_d = -\frac{ik}{d} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \frac{\cos(k_s d)}{k_s^2 - k^2 \varepsilon(k_s)}. \quad (16b)$$

Заметим, что в модели Друде-Лоренца ($\mathcal{K}(k_s) = 1$ и $\varepsilon(k_s) = \varepsilon_{cl}$) суммы в (16) вычисляются явно.

В терминах трансфер-матрицы трансмиттанс T , рефлектанс R и абсорбция A металлической пластины выражаются следующим образом:

$$T = |t|^2 = |Q_{22}|^{-2}, \quad R = |r|^2 = |Q_{21}/Q_{22}|^2, \quad A = 1 - T - R. \quad (17)$$

Итак, мы видим, что R, T и A определяются универсальными формулами (17), (15). Отличие кинетической модели от модели Друде-Лоренца содержится только в импедансах Z_0 и Z_d , которые описываются суммами (16). Переход от кинетического подхода к приближению Друде-Лоренца осуществляется путем замены $\mathcal{K}(k_s) \rightarrow 1$ для всех индексов суммирования s . Поверхностные импедансы в модели Друде-Лоренца зависят от трех безразмерных параметров: частот электромагнитного поля и электронной релаксации, нормированных на плазменную частоту, ω/ω_p

и ν/ω_p , а также отношения d/δ – толщины пластины к минимальному масштабу затухания волны в массивном металле $\delta = c/\omega_p$ (глубина скин-слоя), достигаемому в области высоких частот $\nu \ll \omega \ll \omega_p$, где $\varepsilon_{cl}(\omega) \approx -\omega_p^2/\omega^2$. Принципиально важно, что в кинетическом подходе импедансы (16) приобретают четвертый независимый безразмерный параметр $\pi v_F/c$, связанный с электронной ферми-скоростью. Этот параметр содержится в факторе нелокальности $\mathcal{K}(k_s)$, и именно его роль обеспечивает эффекты пространственной дисперсии.

В дальнейшем ограничим анализ наиболее актуальной областью высоких частот $\nu < \omega \ll \omega_p$. Если толщина пластины много меньше минимальной глубины скин-слоя, $d \ll \delta$, основной вклад в импедансы (16) дает слагаемое с $s = 0$, для которого фактор нелокальности $\mathcal{K}(0) = 1$. Очевидно, что электродинамика таких экстремально тонких образцов хорошо описывается теорией Друде-Лоренца, в которой эффекты пространственной дисперсии отсутствуют. При $d/\delta \ll 2\omega/\omega_p$ такие образцы практически прозрачны для электромагнитного излучения.

Ситуация кардинально меняется в области высоких частот $\nu < \omega \ll \omega_p$, если толщина пластины становится порядка или превышает глубину скин-слоя, $\delta \lesssim d$, а глубина скин-слоя оказывается меньше эффективной длины пробега, $\delta < \pi|l_\omega| \approx \pi v_F/\omega$,

$$\delta = c/\omega_p \lesssim d, \quad \nu < \omega < \pi v_F \omega_p/c \ll \omega_p. \quad (18)$$

В этих условиях в импедансы (16) дают вклад слагаемые с конечными s , для которых фактор нелокальности $\mathcal{K}(k_s)$ отличен от единицы и может хорошо описываться асимптотикой (13b).

На рис.1 представлена частотная зависимость абсорбции $A(\omega/\omega_p)$ в серебряной (Ag) и алюминиевой (Al) пластинах для двух значений электронной частоты релаксации ν и при фиксированном отношении d/δ . Сначала обратимся к верхней группе из трех кривых. Все они построены для $\nu = 0.0025 \times \omega_p$, которое использовалось в книге [15] при анализе электромагнитных свойств типичных современных наноструктур. Нижняя кривая не учитывает эффекты пространственной дисперсии (модель Друде-Лоренца). Отметим, что зависимость $A(\omega/\omega_p)$ в модели Друде-Лоренца является универсальной для любого материала (при фиксированных d/δ и ν/ω_p). С ростом частоты, $A(\omega)$ довольно быстро увеличивается в диапазоне низких частот $\omega \lesssim \nu$, а затем рост настолько сильно замедляется, что практически не виден в масштабах рисунка. В отличие от нижней, две верхние кривые построены согласно кинетическому подходу. Они качественно отличаются от нижней

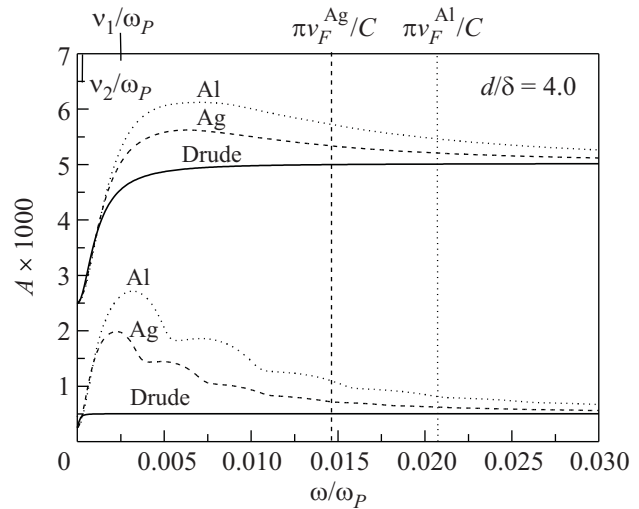


Рис.1. Зависимость абсорбции A алюминиевой ($v_F = 2.03 \cdot 10^8$ см/с, $\omega_p = 3.82 \cdot 10^{15}$ с $^{-1}$) и серебряной ($v_F = 1.39 \cdot 10^8$ см/с, $\omega_p = 0.96 \cdot 10^{15}$ с $^{-1}$) пластин от частоты волны ω для двух значений частоты релаксации $\nu_1 = 0.0025 \cdot \omega_p$ (три верхние кривые) и $\nu_2 = 0.1 \cdot \nu_1$ (три нижние кривые)

кривой. Во-первых, в интересующей нас области частот (18) электромагнитное поглощение $A(\omega)$ оказывается значительно больше, во-вторых, ее частотная зависимость становится немонотонной – на ней появляется широкий максимум. Еще более интересная и нетривиальная картина возникает при более низких частотах релаксации ν (три нижние кривые). Здесь, из-за уменьшения отношения ν/ω_p , наряду с ожидаемым общим уменьшением абсорбции $A(\omega)$, вместо одного максимума мы видим серию осцилляций, расположенных именно в нелокальной области частот (18) и связанных с дискретной структурой импедансов (16). Кроме того, сравнение верхней и нижней групп кривых приводит к выводу о том, что относительное поглощение в кинетическом приближении по сравнению с моделью Друде-Лоренца тем больше, чем меньше ν . Более детально обнаруженные осцилляции показаны на рис.2, где абсорбция $A(\omega)$ представлена при разных толщинах алюминиевой пластины.

Из обоих рисунков однозначно следует, что выявленные особенности связаны именно со взаимным влиянием механизмов пространственной дисперсии и размерного эффекта. Действие первого проявляется, в частности, в чувствительности $A(\omega)$ к величине ферми-скорости v_F : больше v_F – шире область нелокальности и больше амплитуда осцилляций. О размерном эффекте свидетельствует зависимость величины абсорбции, формы осцилляций, а также их ко-

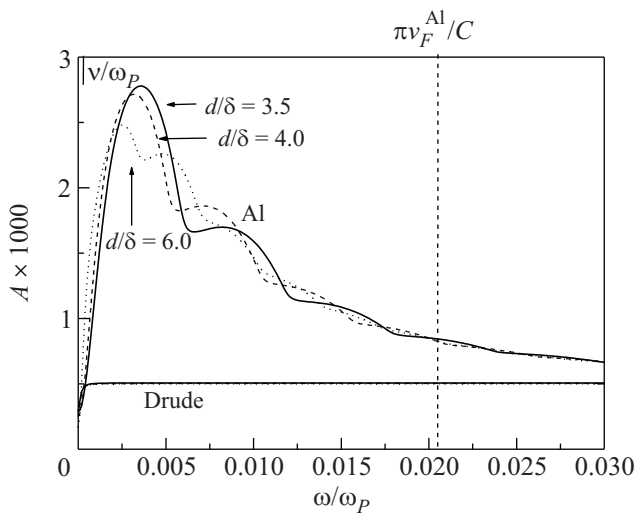


Рис.2. Частотная зависимость абсорбции A алюминиевой пластины при $\nu = 0.00025 \times \omega_p$ для трех различных толщин d (указаны на рисунке)

личество от толщины образца d . Более того, из рис.2 видно, что при фиксированной частоте ω из области нелокальности (18) зависимость $A(d)$ также является осциллирующей. В то же время, в модели Друде-Лоренца поглощение $A(\omega)$ настолько экспоненциально слабо отличается для трех выбранных толщин d , что в масштабе рис.2 три соответствующие этим толщинам кривые практически сливаются в одну.

Обнаруженные осцилляции связаны с резонансами, возникающими в импедансах (16) на частотах, удовлетворяющих условию $k_s = k \operatorname{Re} \sqrt{\varepsilon(k_s)}$. Они подобны резонансам Фабри-Перо с той принципиальной разницей, что возникают в сильно неоднородном поле, которое имеет сложный комплексный закон дисперсии $\kappa = k \sqrt{\varepsilon(\kappa)}$ и затухает на расстоянии порядка длины волны, $\operatorname{Re} \sqrt{\varepsilon(k_s)} \sim \operatorname{Im} \sqrt{\varepsilon(k_s)}$. Поэтому обсуждаемые осцилляции имеют специфически плавную форму. В модели Друде-Лоренца осцилляции отсутствуют из-за отрицательной величины диэлектрической постоянной $\varepsilon_{cl}(\omega) \approx -\omega_p^2/\omega^2$: только экспоненциально затухая, поле в пластине не имеет волновой природы. Поскольку при $\omega \rightarrow \infty$ фактор нелокальности $\mathcal{K}(k_s) \rightarrow 1$, все кривые на рис.1 и 2 с ростом частоты приближаются к соответствующим кривым Друде-Лоренца. При этом обсуждаемые осцилляции, естественно, сглаживаются, их амплитуда уменьшается, и они исчезают.

Как известно (см., например, [18]), эффекты пространственной дисперсии приводят к возникновению бесстолкновительного механизма электромагнитного поглощения – затуханию Ландау. Конкуренция (interplay) между ним и обычным столкновитель-

ным механизмом обеспечивает предсказанную специфическую зависимость абсорбции A от частоты электронной релаксации ν . При уменьшении ν роль столкновительного механизма уменьшается, а относительный вклад затухания Ландау увеличивается. Это соображение позволяет сделать важный вывод, имеющий прикладное значение: подавление электромагнитного поглощения посредством улучшения качества образцов (что уменьшает ν) имеет свой естественный предел, связанный с возникновением затухания Ландау, благодаря эффектам сильной пространственной дисперсии.

Заключение. В модели кинетического уравнения Больцмана проанализировано влияние нелокального и размерного эффектов, возникающих в высокочастотной проводимости электронов, на взаимодействие металлической пластины с электромагнитным излучением. Показано, что поглощение электромагнитной энергии ограниченным металлом качественно отличается от получаемого в приближении Друде-Лоренца. В частности, в области высоких частот и относительно “толстых” пластин (18) абсорбция оказывается значительно больше и, что важнее, появляется ее осциллирующая зависимость от частоты электромагнитного поля и толщины образца. Кроме того, электромагнитное поглощение становится чувствительным к величине ферми-скорости электронов. Нетривиальной оказывается и роль электронной релаксации: относительное поглощение в кинетическом подходе по сравнению с моделью Друде-Лоренца тем больше, чем меньше частота столкновения электронов.

Оценки показывают, что полученные результаты могут оказаться актуальными при анализе процессов прохождения, отражения и поглощения электромагнитных волн в микро- и наноструктурах, содержащих металл в качестве одного из составляющих элементов, в терагерцовом и/или инфракрасном диапазоне частот. Отметим, наконец, что современным направлением нанотехнологии является создание металлодиэлектрических метаматериалов как раз для этого диапазона частот.

Работа выполнена при поддержке проекта VIEP-VUAP (PERF-EXC09-G), Мексика.

1. V. Kuzmiak and A. A. Maradudin, Phys. Rev. B **55**, 7427 (1997).
2. N. Bonod, S. Enoch, L. Li et al., Opt. Express **11**, 482 (2003).
3. N. N. Lepeshkin, A. Schweinsberg, G. Piredda et al., Phys. Rev. Lett. **93**, 123902 (2004).

4. N. Fang, H. Lee, Ch. Sun, and X. Zhang, *Science* **308**, 534 (2005).
5. A. Benabbas, V. Haltre, and J.-Y. Bigot, *Opt. Express* **13**, 8730 (2005).
6. B. Wood, J. B. Pendry, and D. P. Tsai, *Phys. Rev. B* **74**, 115116 (2006).
7. D. Nau, A. Schönhardt, Ch. Bauer et al., *Phys. Rev. Lett.* **98**, 133902 (2007).
8. A. V. Kats, M. L. Nesterov, and A. Yu. Nikitin, *Phys. Rev. B* **76**, 045413 (2007).
9. V. G. Veselago, *Usp. Fiz. Nauk* **92**, 517 (1967) [*Sov. Phys. Usp.* **10**, 509 (1968)]; V. G. Veselago and E. E. Narimanov, *Nature Materials* **5**, 759 (2006).
10. K. Y. Bliokh and Y. P. Bliokh, *Phys. Uspekhi* **47**, 393 (2004).
11. W. L. Barnes, A. Dereux, and T. W. Ebbesen, *Nature* **424**, 825 (2003).
12. A. W. Zayats, I. I. Smolyaninov, and A. A. Maradudin, *Phys. Rep.* **408**, 131 (2005).
13. K. Busch, G. von Freymann, S. Linden et al., *Physics Reports* **444**, 101 (2007).
14. G. V. Eleftheriades and K. G. Balmain, *Negativerefraction metamaterials: fundamental principles and applications*, J. Wiley, New York, 2005.
15. P. Markoš and C. Soukoulis, *Wave Propagation: From Electrons to Photonic Crystals and Left-Handed Materials*, Princeton University Press, 2008.
16. И. М. Лифшиц, М. Я. Азбель, М. И. Каганов, *Электронная теория металлов*, М.: Наука, 1971 [I. M. Lifshits, M. Ya. Azbel, and M. I. Kaganov, *Electron Theory of Metals*, Consultants Bureau, New York, 1973].
17. А. А. Абрикосов, *Основы теории металлов*, М.: Наука, 1987 [A. A. Abrikosov, *Fundamentals of the Theory of Metals*, Elsevier, Amsterdam, 1988].
18. E. A. Kaner, A. A. Krokhin, and N. M. Makarov, in *Spatial Dispersion in Solids and Plasmas*, Ed. P. Halevi, Elsevier, Amsterdam, Vol. 1, Chap. 2, 1992.
19. N. M. Makarov, A. V. Moroz, and V. A. Yampol'skii, *Phys. Rev. B* **52**, 6087 (1995).