

УДК 519.6:537.84

Зверев Н.В., Юшканов А.А.*Московский государственный областной университет***ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ И ТОНКАЯ
МЕТАЛЛИЧЕСКАЯ ПЛАСТИНА**

Аннотация. Численно исследовано влияние эффектов конечных размеров и пространственной дисперсии электронной плазмы на взаимодействие электромагнитного излучения с тонкой металлической пластиной в определенных диапазонах частот. Изучены коэффициенты отражения, прохождения и поглощения электромагнитного излучения. Показано, что поперечные колебания электронной плазмы приводят к отклонению данных коэффициентов от значений, рассчитанных по классической теории Друде-Лоренца без учета пространственной дисперсии.

Ключевые слова: электронная плазма, пространственная дисперсия, тонкая металлическая пластина.

N. Zverev, A. Yushkanov*Moscow State Regional University***ELECTROMAGNETIC RADIATION AND A THIN METALLIC SLAB**

Abstract: The influence of the finite size and electron plasma spatial dispersion effects on the interaction of the electromagnetic radiation with a thin metallic slab in certain frequency ranges is investigated numerically. The reflection, transmission and absorption electromagnetic radiation coefficients are studied. It is shown that the transverse oscillations of the electron plasma lead to a deviation of the above coefficients from those evaluated in the classical Drude-Lorentz theory disregarding the spatial dispersion.

Key words: electron plasma, spatial dispersion, thin metallic slab.

В последнее время большое внимание уделяется исследованиям взаимодействия электромагнитного излучения с материалами малых размеров [1; 2]. Одним из таких исследований является изучение взаимодействия электромагнитного излучения с тонкой металлической пластиной. Однако при этом часто не учитываются эффекты пространственной дисперсии электронной плазмы. В то же время эти эффекты оказываются существенными в случае металлических объектов малых размеров, сравнимых с толщиной скин-слоя [2]. В данной работе выполнено сравнение коэффициентов взаимодействия электромагнитного излучения с тонкой металлической

пластиной для двух случаев электронной плазмы: с пространственной дисперсией и классической по Друде-Лоренцу.

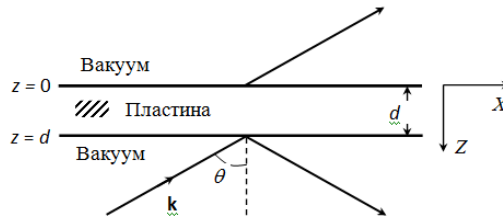


Рис. 1. Схема распространения электромагнитного излучения.

Пусть плоская монохроматическая электромагнитная волна падает в вакууме под углом θ к поверхности металлической пластины толщиной d (рис. 1). Тогда коэффициенты отражения от пластины R , прохождения через пластину T и поглощения в пластине A электромагнитного излучения определяются по следующим формулам [3; 4]:

$$R = \frac{1}{4} |P^{(1)} + P^{(2)}|^2, \quad T = \frac{1}{4} |P^{(1)} - P^{(2)}|^2, \quad A = 1 - R - T,$$

где величины $P^{(1)}$ и $P^{(2)}$ в случае P-волны (напряженность электрического поля \mathbf{E} лежит в плоскости падения волны XZ) равны:

$$P^{(j)} = \frac{\cos \theta + Z_P^{(j)}}{\cos \theta - Z_P^{(j)}}, \quad j = 1, 2,$$

а в случае S-волны (напряженность магнитного поля \mathbf{H} лежит в плоскости падения волны):

$$P^{(j)} = \frac{Z_S^{(j)} \cos \theta - 1}{Z_S^{(j)} \cos \theta + 1}, \quad j = 1, 2.$$

Здесь $Z_P^{(j)}$ и $Z_S^{(j)}$ – безразмерные поверхностные импедансы электромагнитного излучения, определяемые на поверхности падения на пластину $z = d$ по формулам:

$$Z_P^{(j)} = \frac{1}{Z_0} \left. \frac{E_x}{H_y} \right|_{z=d}, \quad Z_S^{(j)} = \frac{1}{Z_0} \left. \frac{E_y}{H_x} \right|_{z=d}.$$

В случае зеркального отражения электронов от поверхностей пластины эти импедансы равны [4]:

$$Z_P^{(j)} = -\frac{2i\Omega}{W_1\beta} \sum_n \frac{1}{Q_{1n}^2} \left(\frac{k_1^2}{\Omega^2 \varepsilon_l(Q_{1n}, \Omega)} + \frac{(\pi n / W_1)^2}{\Omega^2 \varepsilon_{tr}(Q_{1n}, \Omega) - (Q_{1n} / \beta)^2} \right),$$

$$Z_S^{(j)} = \frac{2i\Omega}{W_1\beta} \sum_n \frac{1}{\Omega^2 \varepsilon_{tr}(Q_{1n}, \Omega) - (Q_{1n} / \beta)^2}, \quad j = 1, 2.$$

В этих формулах индекс $j = 1$ соответствует нечетным конфигурациям полей внутри пластины, а индекс $j = 2$ – четным конфигурациям полей, т. е. в случае Р-волны

$$E_x(x, y, z) = (-1)^j E_x(x, y, d - z),$$

а в случае S-волны

$$H_x(x, y, z) = (-1)^j H_x(x, y, d - z),$$

где $0 \leq z \leq d$. В случае $j = 1$ суммирование ведется по всем нечетным целым n от $-\infty$ до $+\infty$, а в случае $j = 2$ – по всем четным целым n от $-\infty$ до $+\infty$.

В данных формулах ε_l и ε_{tr} – продольная и поперечная диэлектрические проницаемости вырожденной электронной плазмы [3; 4]:

$$\varepsilon_l(Q_1, \Omega) = 1 + \frac{3}{Q_1^2} \frac{1 + \frac{\Omega + i\gamma}{2Q_1} \ln \frac{\Omega + i\gamma - Q_1}{\Omega + i\gamma + Q_1}}{1 + \frac{i\gamma}{2Q_1} \ln \frac{\Omega + i\gamma - Q_1}{\Omega + i\gamma + Q_1}}, \quad (1a)$$

$$\varepsilon_{tr}(Q_1, \Omega) = 1 - \frac{3}{4\Omega Q_1^3} \left\{ 2(\Omega + i\gamma)Q_1 + [(\Omega + i\gamma)^2 - Q_1^2] \ln \frac{\Omega + i\gamma - Q_1}{\Omega + i\gamma + Q_1} \right\}, \quad (16)$$

и введены следующие безразмерные величины:

$$\Omega = \frac{\omega}{\omega_p}, \quad W_1 = \frac{\omega_p d}{v_F}, \quad \beta = \frac{v_F}{c}, \quad k_1 = \frac{kv_F}{\omega_p},$$

$$Q_{1n} = \sqrt{\left(\frac{\pi n}{W_1} \right)^2 + k_1^2}, \quad \gamma = \frac{1}{\omega_p \tau},$$

где ω – циклическая частота волны, ω_p – плазменная частота, v_F – скорость Ферми электронов, τ – характерное время столкновений электронов в плазме, c

– скорость света, $k = \frac{\omega}{c} \sin \theta$ – проекция волнового вектора k падающей волны на ось X (рис. 1), Z_0 – размерное волновое сопротивление вакуума в системе СИ.

Формулы (1a) и (1б) учитывают пространственную дисперсию электронной плазмы. По классической теории Друде-Лоренца, соответствующей пределу $Q_l \rightarrow 0$, поперечная и продольная диэлектрические проницаемости вырожденной электронной плазмы равны:

$$\varepsilon_l^{(DL)}(\Omega) = \varepsilon_{tr}^{(DL)}(\Omega) = \varepsilon_l(Q_l \rightarrow 0, \Omega) = \varepsilon_{tr}(Q_l \rightarrow 0, \Omega) = 1 - \frac{1}{\Omega(\Omega + i\gamma)}. \quad (2)$$

Численные расчеты показали, что коэффициенты отражения, прохождения и поглощения, рассчитанные с диэлектрическими проницаемостями электронной плазмы по формулам (1a) и (1б) с учётом пространственной дисперсии, отличаются от данных коэффициентов с классическими диэлектрическими проницаемостями по (2) без учёта пространственной дисперсии. Данное отличие отчётливо наблюдается в случае больших углов падения излучения θ для безразмерных частот $\Omega \sim \frac{\pi}{W_1}$ (рис. 2), а также для $\Omega \sim 1$, когда имеют место «осцилляции» с шагом $\Delta\Omega \sim \frac{\pi}{W_1}$ коэффициентов излучения, учитывающих пространственную дисперсию вырожденной электронной плазмы (рис. 3).

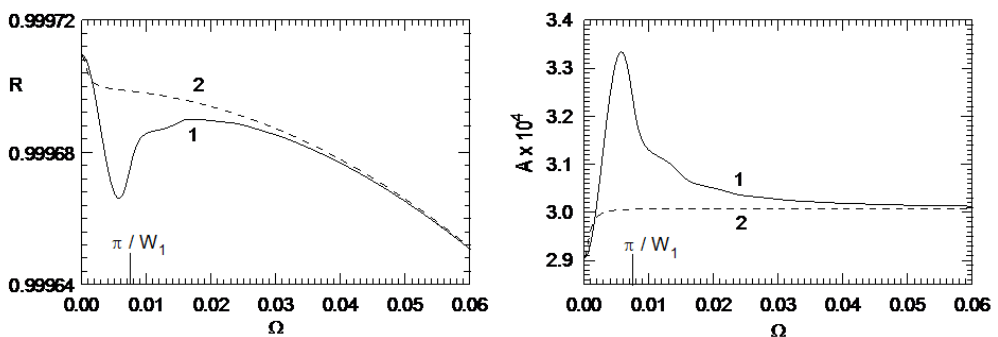


Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения R и поглощения A от безразмерной частоты $\Omega \sim \pi / W_1$ для диэлектрических проницаемостей электронной плазмы: 1 – по формулам (1a) и (1б), 2 – по формуле (2). Случай S-волны. Угол падения $\theta=85^\circ$, безразмерные параметры $W_1=400$, $\beta=3 \cdot 10^{-3}$, $\gamma=10^{-3}$.

Такое отличие вызвано колебаниями электронной плазмы перпендикулярно плоскости металлической пластины (поперечных колебаний, см. также [2; 3]).

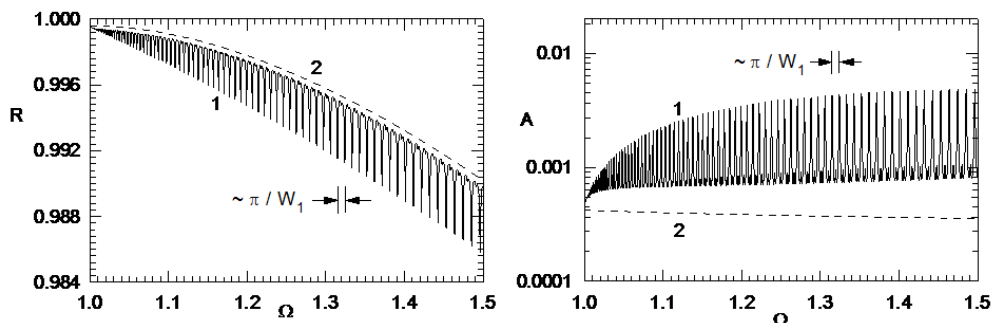


Рис. 3. Зависимость коэффициента отражения R и поглощения A от безразмерной частоты $\Omega \sim 1$ для диэлектрических проницаемостей электронной плазмы: 1 – по формулам (1а) и (1б), 2 – по формуле (2). Случай Р-волны. Угол падения $\theta = 85^\circ$, безразмерные параметры $W_1 = 400$, $\beta = 3 \cdot 10^{-3}$, $\gamma = 10^{-3}$.

На рис. 2 и 3 приведены данные расчетов для пластины с безразмерной толщиной $W_1 = 400$ и величин $\beta = 3 \cdot 10^{-3}$, $\gamma = 10^{-3}$, характерных для щелочных металлов Na , K . Плазменная частота для этих металлов $\omega \cong 6 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, и тогда рассматриваемая пластина имеет толщину $d \cong 60 \text{ нм}$. Таким образом, размерные эффекты вместе с эффектами пространственной дисперсии существенны для тонких металлических пластин в случае частот терагерцового, инфракрасного и видимого диапазонов. Это необходимо учитывать при анализе взаимодействия излучения с тонкой металлической фольгой, при конструировании волноводов с тонкими металлическими стенками, а также при создании управляемых оптических фильтров из слоев с чередующимися металлическими пленками.

Работа выполнена при поддержке грантов Президента РФ МК-2382.2014.9 и РФФИ № 15-37-20441 мол_а_вед, 14-47-03608 (Совместно с правительством Московской области).

ЛИТЕРАТУРА:

1. Pitarke J., Silkin V., Chulkov E., Echenique P. Theory of surface plasmons and surface-plasmon polaritons // Rep. Progr. Phys. 2007. V. 70. P. 1–87.
2. Паредес-Хуарес А., Диас-Монхе С., Макаров М.Н., Перес-Родригес Ф. Нелокальные эффекты в электродинамике металлических пластин // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90. С. 687–692.
3. Kliewer K., Fuchs R. Anomalous Skin Effect for Specular Electron Scattering and Optical Experiments at Non-Normal Angles of Incidence // Phys. Rev. 1968. V. 172. № 3. P. 607–624.
4. Jones W., Kliewer K., Fuchs R. Nonlocal Theory of the Optical Properties of Thin Metallic Films // Phys. Rev. 1969. V. 178. № 3. P. 1201–1203.