PACS 42.65.Re; 72.15.–v; 78.20.–e

Взаимодействие фемтосекундного импульса p-поляризованного излучения с быстро нагреваемым металлом

С.Г.Бежанов, А.П.Канавин, С.А.Урюпин

Количественно описано влияние быстрого неоднородного нагрева электронов на отражение импульса p-поляризованного излучения от металла. В условиях нормального и высокочастотного скин-эффектов выполнены численные расчеты коэффициента поглощения и сдвига фазы отраженной волны при облучении мишени из золота.

***Ключевые слова**: фемтосекундный импульс, неоднородный нагрев электронов, коэффициент отражения.*

1. Введение

В современных экспериментах по взаимодействию фемтосекундных импульсов лазерного излучения с металлами сравнительно просто реализуются условия, в которых за время воздействия импульса решетка остается относительно холодной, а электроны нагреваются за время, меньшее времени выноса тепла из скин-слоя (см., напр., [1 – 6]). В этих условиях изменяющаяся во времени температура электронов $T_e(z,t)$ оказывается существенно неоднородной по скин-слою и значительно превышает температуру решетки $T_{lat}(z,t)$. Неоднородность температуры электронов приводит к неоднородностям частоты столкновений электронов $\nu(z,t)$ и диэлектрической проницаемости металла $\varepsilon(z,t)$. Зависимость ε от координаты обуславливает необходимость пересмотра оптических свойств металла, описание которых обычно базируется на использовании формул Френеля [7]. В том случае, когда частота столкновений электронов ν мала по сравнению с частотой лазерного излучения ω, неоднородная часть диэлектрической проницаемости меньше однородной и для построения аналитического решения задачи об отражении и проникновении поля в металл можно использовать теорию возмущений. Такое приближенное описание коэффициента поглощения и сдвига фазы отраженной волны дано в работах [8, 9].

Вместе с тем в эксперименте возможны и противоположные условия: частота столкновений электронов ν сравнима с частотой излучения и даже больше нее. Например, в оптическом диапазоне частот это имеет место при температуре электронов $\sim$1 эВ, а в ИК области частот – при заметно меньшей температуре. В настоящей работе рассматриваются оптические свойства металла, электроны которого быстро нагреваются до температуры, при которой $\nu \gtrsim \omega$. Изучаются типичные для эксперимента условия, когда на металл воздействуют два импульса излучения на одной и той же основной частоте. Считается, что греющий импульс падает нормально на поверхность металла, а более слабый пробный импульс p-поляризованного излучения распространяется под углом θ к нормали. Температуры электронов и решетки определяются из системы уравнений, в которой учитывается неоднородный нагрев металла при поглощении энергии греющего импульса в скин-слое. При этом в уравнении для поля учитывается зависимость диэлектрической проницаемости ε от координаты, возникающая из-за неоднородного нагрева электронов и решетки. Влиянием нагрева металла вследствие поглощения слабого пробного импульса p-поляризованного излучения пренебрегаем. Поле в металле, создаваемое импульсом p-поляризованного излучения, также определяется из уравнений Максвелла, в которых учитывается неоднородность ε. Затем находятся коэффициент поглощения A_p и сдвиг фазы ϕ_p отраженной p-поляризованной волны.

Численные расчеты комплексного коэффициента отражения выполнены для мишени из золота. Показано, что при воздействии на нее излучения лазера на хромфорстерите предложенный в работе [9] способ аналитического описания дает значения A_p, близкие к результатам численного расчета. Напротив, при воздействии излучения CO_2-лазера установленное нами изменение A_p во времени не описывается ни приближенными аналитическими формулами [9], ни формулами Френеля. Аналогичные результаты получены и для сдвига фазы отраженной волны ϕ_p. Учет неоднородности ε в скин-слое при описании отражения импульсного p-поляризованного излучения столь же существен, как и при отражении s-поляризованного [10].

2. Металл в греющем поле

Для описания отклика металла на воздействие лазерного излучения с частотой ω в условиях высокочастотного скин-эффекта можно представить диэлектрическую проницаемость в виде

$$\varepsilon = \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)}, \tag{1}$$

где $\varepsilon_0 = \varepsilon_0' + i\varepsilon_0''$ – вклад связанных электронов и решетки; ω_p – плазменная частота. Отметим, что при высокочас-

С.Г.Бежанов, А.П.Канавин, С.А.Урюпин. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: uryupin@lebedev.ru

Поступила в редакцию 15 октября 2010 г., после доработки – 21 марта 2011 г.

тотном скин-эффекте длина свободного пробега электрона мала по сравнению с толщиной скин-слоя. Подобная аппроксимация диэлектрической проницаемости возможна и при нормальном скин-эффекте. Однако в этом случае для ν следует использовать выражение, определяющее статическую проводимость металла. В чистых нормальных металлах частота столкновений электронов ν в формуле (1) равна сумме частот столкновений электронов с фононами и электрон-электронных столкновений, происходящих с перебросом квазиимпульса. При температурах решетки $T_{\rm lat}$, больших температуры Дебая $\Theta_{\rm D}$, частота электрон-фононных столкновений $\nu_{\rm ep}$ пропорциональна $T_{\rm lat}$. Когда тепловая энергия электронов $k_{\rm B}T_{\rm e}$ меньше энергии Ферми $\varepsilon_{\rm F}$, частота электрон-электронных столкновений $\nu_{\rm ee}$ квадратично зависит от температуры электронов [11]. Таким образом,

$$\nu = \nu_{\rm ep} + \nu_{\rm ee} \simeq \nu_{\rm ep}(T_0)\,\frac{T_{\rm lat}}{T_0} + a\,\frac{k_{\rm B}^2T_{\rm e}^2}{\hbar\varepsilon_{\rm F}}, \qquad (2)$$

$$T_{\rm lat} \gg \Theta_{\rm D}, \quad k_{\rm B}T_{\rm e} \ll \varepsilon_{\rm F},$$

где $k_{\rm B}$ – постоянная Больцмана; $\hbar$ – постоянная Планка; a – численный коэффициент, зависящий от вида зонной структуры металла; T_0 – исходная температура металла.

Согласно приведенным выше соотношениям диэлектрическая проницаемость (1) неоднородна вследствие неоднородности частоты столкновений ν (2). Неоднородность ν является следствием неоднородностей температур решетки ($T_{\rm lat}$) и электронов ($T_{\rm e}$), возникающих из-за относительно быстрого нагрева электронов и решетки при поглощении фемтосекундного лазерного импульса в скин-слое. Для типичных металлов время передачи энергии от электронов к решетке составляет несколько пикосекунд, поэтому температура решетки остается меньше температуры электронов на протяжении всего времени воздействия фемтосекундного импульса. Для описания такого неравновесного состояния используется система уравнений для температур электронов и решетки. В уравнении для температуры электронов учитывается их нагрев из-за поглощения в скин-слое поля, создаваемого греющим импульсом, охлаждение из-за передачи энергии решетке и изменение их температуры вследствие переноса тепла из скин-слоя в глубь металла [12]:

$$C_{\rm e}\,\frac{\partial T_{\rm e}}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda\,\frac{\partial T_{\rm e}}{\partial z}\right) = \frac{\omega_{\rm p}^2}{8\pi}\,\frac{\nu}{\omega^2+\nu^2}\,|\boldsymbol{E}_{\rm h}|^2 - G(T_{\rm e}-T_{\rm lat}), \qquad (3)$$

где $C_{\rm e} \equiv C_{\rm e}(z,t) = \pi^2 N k_{\rm B}^2 T_{\rm e}/(2\varepsilon_{\rm F})$ – теплоемкость электронов с концентрацией N; $\lambda \equiv \lambda(z,t) = C_e v_{\rm F}^2/[3\nu_\lambda(z,t)]$ – коэффициент теплопроводности; $\boldsymbol{E}_{\rm h} \equiv \boldsymbol{E}_{\rm h}(z,t)$ – комплексная амплитуда напряженности поглощаемого поля; G – константа связи электронов с решеткой; $v_{\rm F}$ – скорость Ферми; $\nu_\lambda(z,t)$ – частота столкновений электронов, определяющая λ. Эффективные частоты электрон-фононных и электрон-электронных столкновений, входящие в ν_λ, отличаются от тех, которые определяют проводимость, но имеют ту же зависимость от температур:

$$\nu_\lambda = \nu_{{\rm ep}\lambda}(T_0)\,\frac{T_{\rm lat}}{T_0} + b\,\frac{k_{\rm B}^2T_{\rm e}^2}{\hbar\varepsilon_{\rm F}}, \qquad (4)$$

где $b \neq a$. Отметим, что при использовании в уравнении (3) упрощенного выражения для поглощаемой мощности при $\nu < \omega$ для ν следует использовать величину, определяющую высокочастотную проводимость, а при $\nu > \omega$ – ту величину, которая определяет статическую проводимость. Изменение температуры решетки описывается уравнением [13], в котором учитывается ее нагрев при передаче энергии от электронов:

$$C_{\rm lat}\,\frac{\partial T_{\rm lat}}{\partial t} = G(T_{\rm e}-T_{\rm lat}), \qquad (5)$$

где $C_{\rm lat}$ – теплоемкость решетки, для которой при $T_{\rm lat} > \Theta_{\rm D}$ возможна оценка $C_{\rm lat} \simeq 3k_{\rm B}N_{\rm a}$; $N_{\rm a}$ – концентрация атомов решетки. Температура решетки считается малой по сравнению с температурой плавления. Поле в металле находится из уравнений Максвелла, в которых учитывается неоднородность диэлектрической проницаемости металла (1). При этом для медленно изменяющейся за время $2\pi/\omega$ амплитуды поля $E_{\rm h}$ имеем уравнение

$$\frac{{\rm d}^2E_{\rm h}}{{\rm d}z^2} + k^2\varepsilon E_{\rm h} = 0, \quad z > 0 \qquad (6)$$

с граничными условиями

$$\left(\frac{1}{{\rm i}k}\,\frac{{\rm d}E_{\rm h}}{{\rm d}z} + E_{\rm h}\right)\bigg|_{z=0} = 2E_{\rm pump}(t), \quad E_{\rm h}(z\to\infty,t) = 0, \qquad (7)$$

где $k = \omega/c$; c – скорость света; $E_{\rm pump}(t)$ – действительная амплитуда напряженности поля, которая слабо изменяется за время $2\pi/\omega$ и связана с плотностью потока греющего импульса $I_{\rm pump}(t) = (c/8\pi)E_{\rm pump}^2(t)$. Отметим, что в (6) и (7) опущены малые производные $E_{\rm h}$ по времени. Приведенные в этом разделе уравнения составляют основу для описания поведения характеристик неравновесного металла в греющем электромагнитном поле. При этом предполагается, что распределение электронов по энергии можно аппроксимировать распределением Ферми, но с температурой, большей температуры решетки, причем понятие температуры решетки имеет смысл. Влиянием эмиссии электронов пренебрегаем, считая температуру электронов, много меньшей работы выхода.

3. Воздействие импульсного р-поляризованного излучения

Структура поля, создаваемого пробным импульсом излучения, зависит от его поляризации. Рассмотрим взаимодействие лазерного импульса р-поляризованного пробного электромагнитного излучения с металлом, нагреваемым импульсом накачки и занимающим полупространство $z > 0$.

Магнитное поле р-поляризованной волны представим в виде

$$\frac{1}{2}\,\boldsymbol{B}_{\rm i}\exp(-{\rm i}\omega t + {\rm i}\boldsymbol{k}_{\rm i}\boldsymbol{r}) + \text{компл. сопр.}, \quad z < 0, \qquad (8)$$

где $\boldsymbol{B}_{\rm i} = (0, B_{\rm i}, 0)$ слабо изменяется за время $2\pi/\omega$; $\boldsymbol{k}_{\rm i} = k(\sin\theta, 0, \cos\theta)$; θ – угол между вектором $\boldsymbol{k}_{\rm i}$ и осью z (рис.1). Волна (8) отражается от поверхности $z = 0$ и проникает внутрь металла. Поле отраженной в направлении $\boldsymbol{k}_{\rm r}$ ($|\boldsymbol{k}_{\rm i}| = |\boldsymbol{k}_{\rm r}| = k$) волны представим в виде

$$\frac{1}{2}\,\boldsymbol{B}_{\rm r}\exp(-{\rm i}\omega t + {\rm i}kx\sin\theta - {\rm i}kz\cos\theta) + \text{компл. сопр.}, \qquad (9)$$

$$z < 0,$$

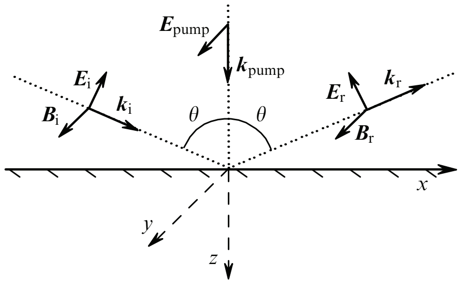

Рис.1. Схема взаимодействия импульсов с металлом.

где $\boldsymbol{B}_{\text{r}} = R_{\text{p}}\boldsymbol{B}_{\text{i}}$; R_{p} – комплексный коэффициент отражения. Поле в металле ищем в виде

$$\frac{1}{2}\,\boldsymbol{B}\exp(-\mathrm{i}\omega t + \mathrm{i}kx\sin\theta) + \text{компл. сопр.}, \quad z > 0, \tag{10}$$

$$\frac{1}{2}\,\boldsymbol{E}\exp(-\mathrm{i}\omega t + \mathrm{i}kx\sin\theta) + \text{компл. сопр.}, \quad z > 0, \tag{11}$$

где

$$\boldsymbol{B} = (0, B(z,t), 0) \equiv (0, B, 0);$$

$$\boldsymbol{E} = \big((\mathrm{i}k\varepsilon)^{-1}\mathrm{d}B/\mathrm{d}z, 0, -B\sin\theta/\varepsilon\big).$$

Функции $\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{B}_{\text{r}}$, $\boldsymbol{B}$ слабо изменяются за время $2\pi/\omega$, что обусловлено изменением $\boldsymbol{B}_{\text{i}}$ и температур электронов и решетки, которое приводит к эволюции диэлектрической проницаемости ε (1). В соответствии с уравнениями Максвелла распределение $B(z,t)$ в металле описывается уравнением

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z}\left(\frac{1}{\varepsilon}\frac{\mathrm{d}B}{\mathrm{d}z}\right) + k^2\left(1 - \frac{\sin^2\theta}{\varepsilon}\right)B = 0, \quad z > 0. \tag{12}$$

Электрическое и магнитное поля непрерывны на поверхности $z = 0$:

$$B_{\text{i}}\cos\theta(1 - R_{\text{p}}) = \frac{1}{\mathrm{i}k\varepsilon}\frac{\mathrm{d}B}{\mathrm{d}z}\bigg|_{z=0}, \tag{13}$$

$$B_{\text{i}}(1 + R_{\text{p}}) = B(z = 0, t). \tag{14}$$

Из (13), (14) находим граничное условие на поверхности металла

$$\left(\frac{1}{\mathrm{i}k\varepsilon}\frac{\mathrm{d}B}{\mathrm{d}z} + B\cos\theta\right)\bigg|_{z=0} = 2B_{\text{i}}\cos\theta \tag{15}$$

и комплексный коэффициент отражения

$$R_{\text{p}} = -1 + \frac{B(z = 0, t)}{B_{\text{i}}} \equiv r_{\text{p}}\exp(\mathrm{i}\phi_{\text{p}}), \tag{16}$$

где r_{p} – абсолютная величина коэффициента отражения; ϕ_{p} – сдвиг фазы отраженной волны. Величина r_{p} связана с коэффициентом поглощения A_{p}: $A_{\text{p}} = 1 - r_{\text{p}}^2$.

В уравнении (12) диэлектрическая проницаемость изменяется во времени вследствие нагрева электронов греющим импульсом. Поэтому B и комплексный коэффициент отражения R_{p} (16) тоже изменяются во времени. Для установления зависимости от времени диэлектрической проницаемости ε необходимо решить совместно уравнения для температур (3), (5) и для поля E_{h} (6), создаваемого греющим импульсом. Далее с использованием найденной функции ε из уравнения (12) определяются поле B, коэффициент поглощения и сдвиг фазы отраженной пробной волны.

В случае $\nu \ll \omega$ уравнение (12) допускает приближенное аналитическое решение. При этом с точностью до членов второго порядка малости по ν/ω для диэлектрической проницаемости (1) имеем

$$\varepsilon \simeq \varepsilon_1 + \delta\varepsilon_1 + \mathrm{i}\varepsilon_2, \tag{17}$$

где

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_0' - \frac{\omega_{\text{p}}^2}{\omega^2}; \quad \varepsilon_2 = \varepsilon_0'' + \frac{\nu\omega_{\text{p}}^2}{\omega^3}; \quad \delta\varepsilon_1 = \frac{\nu^2\omega_{\text{p}}^2}{\omega^4}. \tag{18}$$

В таком приближении, следуя работе [9], из (12)–(16) находим коэффициент поглощения

$$A_{\text{p}} = \frac{2\cos\theta}{\sqrt{\sin^2\theta - \varepsilon_1}}\,\frac{2\sin^2\theta - \varepsilon_1}{\varepsilon_1^2\cos^2\theta - \varepsilon_1 + \sin^2\theta}\,\langle\varepsilon_2\rangle \tag{19}$$

и сдвиг фазы отраженной волны

$$\begin{aligned}\tan\phi_{\text{p}} = {} & \left(-\frac{2\varepsilon_1\cos\theta\sqrt{\sin^2\theta - \varepsilon_1}}{\varepsilon_1^2\cos^2\theta - \sin^2\theta + \varepsilon_1}\right) \\ & \times\left\{1 - \frac{\langle\varepsilon_2\rangle^2}{8\varepsilon_1^2}\left(\frac{2\sin^2\theta - \varepsilon_1}{\sin^2\theta - \varepsilon_1}\right)^2 - \frac{\varepsilon_1^2\cos^2\theta + \sin^2\theta - \varepsilon_1}{\varepsilon_1^2\cos^2\theta - \sin^2\theta + \varepsilon_1}\right. \\ & \quad \times\left[\frac{\langle\delta\varepsilon_1\rangle}{2\varepsilon_1}\,\frac{2\sin^2\theta - \varepsilon_1}{\sin^2\theta - \varepsilon_1} + \frac{\langle\varepsilon_2^2\rangle}{2\varepsilon_1^2}\,\frac{\sin^2\theta}{\sin^2\theta - \varepsilon_1}\right. \\ & \quad \left.\left. - \frac{\langle\Xi_2^2\rangle}{4\varepsilon_1}\,\frac{2\sin^2\theta - \varepsilon_1}{(\sin^2\theta - \varepsilon_1)^2}\right]\right\}.\end{aligned} \tag{20}$$

В формулах (19), (20) использованы следующие обозначения:

$$\langle\varepsilon_2\rangle = \frac{2}{d}\int_0^\infty \mathrm{d}z\varepsilon_2(z)\exp\left(-\frac{2z}{d}\right), \tag{21}$$

$$\langle\delta\varepsilon_1\rangle = \frac{2}{d}\int_0^\infty \mathrm{d}z\delta\varepsilon_1(z)\exp\left(-\frac{2z}{d}\right), \tag{22}$$

$$\begin{aligned}\langle\Xi_2^2\rangle &= \frac{4}{d}\int_0^\infty \mathrm{d}z\exp\left(-\frac{2z}{d}\right)\Xi^2(z) \\ &= \frac{4}{d^3}\int_0^\infty \mathrm{d}z\exp\left(-\frac{2z}{d}\right)\left[\int_0^z \mathrm{d}z'\varepsilon_2(z')\right]^2,\end{aligned} \tag{23}$$

$$\langle\varepsilon_2^2\rangle = \frac{2}{d}\int_0^\infty \mathrm{d}z\varepsilon_2^2(z)\exp\left(-\frac{2z}{d}\right), \tag{24}$$

где d – эффективная глубина проникновения p-поляризованной волны ($(kd)^{-2} = \sin^2\theta - \varepsilon_1 > 0$).

Отметим, что соотношение (20) следует из формулы (42) работы [9], если при упрощении последней для функции $b(z)$ из [9] использовать выражение (34) из [9], в котором перед третьим слагаемым, содержащим производные $\delta\varepsilon_1'(z)$ и $\varepsilon_2'(z)$, стоит знак минус, а не плюс. Исправление знака в формуле (34) из [9] приводит к изменению выражения (50) из [9], полученного в предположении, что в уравнении (3) можно пренебречь выносом тепла из скин-слоя и передачей энергии от электронов к решетке. В этих условиях, при $\omega \gg \nu$ и $kd \ll 1$ из (2), (3) и (7) имеем [9]

$$\frac{\nu(z,t)}{\nu(t_0)} = \exp\left[\alpha \exp\left(-\frac{2z}{d}\right)\right],$$
$$\alpha \equiv \alpha(t) = \frac{16ad^2\omega_{\rm p}^2}{\pi^2 N\hbar c^3}\int_{-\infty}^{t} {\rm d}t' I(t'). \quad (25)$$

Принимая во внимание соотношения (18) и (25), из (21)–(24) находим

$$\langle\varepsilon_2\rangle = \varepsilon_2(T_0)\frac{1}{\alpha}({\rm e}^{\alpha}-1), \quad \langle\varepsilon_2^2\rangle = \varepsilon_2^2(T_0)\frac{1}{2\alpha}({\rm e}^{2\alpha}-1),$$

$$\langle\delta\varepsilon_1\rangle = \delta\varepsilon_1(T_0)\frac{1}{2\alpha}({\rm e}^{2\alpha}-1), \quad (26)$$

$$\langle\Xi_2^2\rangle = \varepsilon_2^2(T_0)\frac{1}{\alpha}\int_0^{\alpha}\frac{{\rm d}x}{x}({\rm e}^{2x}-{\rm e}^{x}),$$

где $\varepsilon_2(T_0)$ и $\delta\varepsilon_1(T_0)$ – значения ε_2 и $\delta\varepsilon_1$ при температуре T_0. Подставив выражения (26) в формулу (20), приходим к видоизмененной формуле (50) из [9]. При этом изменяется и рис.3 из [9]. Однако указанные количественные изменения не приводят к изменению основного утверждения в [9] о невозможности использовать формулы Френеля в условиях неоднородного нагрева электронов в скин-слое.

4. Физические характеристики золота

С целью последующего описания взаимодействия фемтосекундных импульсов с мишенью из золота приведем данные некоторых экспериментов и справочников. Согласно [14] концентрация электронов проводимости N, имеющих эффективную массу $m = 0.91 \times 10^{-27}$ г [15], составляет 5.9×10^{22} см$^{-3}$. При этом энергия Ферми $\varepsilon_{\rm F} \simeq 5.5$ эВ, скорость Ферми $v_{\rm F} \simeq 1.4 \times 10^8$ см/с [16], а плазменная частота $\omega_{\rm p} = 1.37 \times 10^{16}$ с$^{-1}$. При комнатной температуре $T_0 = 300$ К частоты столкновений электронов с фононами $\nu_{\rm ep}(T_0) \simeq 0.93 \times 10^{14}$ с$^{-1}$ [15] и $\nu_{{\rm ep}\lambda}(T_0) \simeq 3.7 \times 10^{13}$ с$^{-1}$ [17] значительно превышают частоты электрон-электронных столкновений. Теплоемкость решетки $C_{\rm lat} \simeq 2.5 \times 10^7$ эрг·К$^{-1}$·см$^{-3}$ [18], константа связи электронов с решеткой $G \simeq 3.5 \times 10^{10}$ Вт·К$^{-1}$·см$^{-3}$ [19].

Согласно [10] расчеты сдвига фазы отраженной волны и коэффициента поглощения весьма чувствительны к величине $\varepsilon_0 = \varepsilon_0' + {\rm i}\varepsilon_0''$. Для определения ε_0' и ε_0'' воспользуемся экспериментальными данными работы [15], полученными при $\omega \gg \nu$. Из соотношения (1) следует, что

$$\varepsilon = \varepsilon_0' - \frac{\omega_{\rm p}^2}{\omega^2+\nu^2} + {\rm i}\left[\varepsilon_0'' + \frac{\nu\omega_{\rm p}^2}{\omega(\omega^2+\nu^2)}\right]. \quad (27)$$

В [15] затабулированы значения действительной и мнимой частей показателя преломления $n_T + {\rm i}k_T = \sqrt{\varepsilon}$, измеренные для золота чистотой 99.99 % при комнатной температуре. Для действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости, определяемых решеткой и связанными электронами, имеем выражения

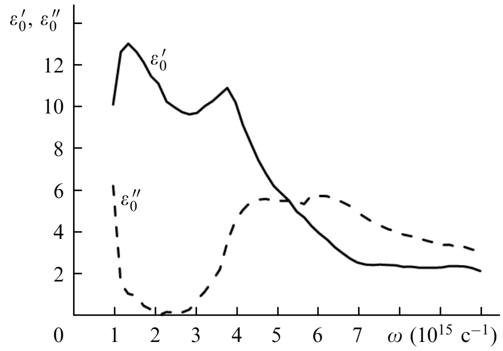

Рис.2. Зависимость от частоты действительной (ε_0') и мнимой (ε_0'') частей диэлектрической проницаемости ε_0 золота.

$$\varepsilon_0' = n_T^2 - k_T^2 + \frac{\omega_{\rm p}^2}{\omega^2+\nu^2}, \quad (28)$$

$$\varepsilon_0'' = 2n_T k_T - \frac{\nu\omega_{\rm p}^2}{\omega(\omega^2+\nu^2)}. \quad (29)$$

Результаты вычислений по формулам (28) и (29) представлены на рис.2. Следует отметить, что в [15] экспериментальные данные приведены в диапазоне длин волн 0.8–8 мкм. Это позволяет провести относительно точные расчеты в условиях воздействия на золото излучения лазера на хром-форстерите с длиной волны ~1.25 мкм. Для бóльших длин волн данные отсутствуют. Однако при $\omega_{\rm p}^2 \gg \omega^2 + \nu^2$ вклад ε_0 в диэлектрическую проницаемость (1) мал. Последнее обстоятельство позволяет, в частности, обсуждать воздействие ИК излучения на золото, не имея достаточно полной информации о величине ε_0.

5. Результаты численных расчетов

Остановимся на численном решении уравнений для полей и температур в случае воздействия на металл импульса накачки, у которого плотность потока излучения изменяется во времени по закону $I_{\rm pump}(t) = I_{\rm pump} \times \exp(-t^2/t_{\rm p}^2)$, а параметр $t_{\rm p}$ связан с длительностью импульса $\tau_{\rm p}$, определяемой по полувысоте функции $I_{\rm pump}(t)$, соотношением $\tau_{\rm p} = 2t_{\rm p}\ln 2$. Отвечающие воздействию такого импульса результаты численного решения уравнений (3), (5), (6) и (12) приведены на рис.3–5. Расчет выполнен для греющего импульса лазера на хром-форстерите с частотой излучения $\omega = 1.5 \times 10^{15}$ с$^{-1}$. Параметры греющего импульса были следующими: $I_{\rm pump} = 10^{13}$ Вт/см^2, $t_{\rm p} = 18$ фс ($\tau_{\rm p} = 30$ фс). Пробный импульс того же лазера падает на металл под углом к нормали $\theta = \pi/4$. Для золота, согласно рис.2, имеем $\varepsilon_0' \simeq 11$, $\varepsilon_0'' \simeq 1.17$. В соответствии с результатами работы [12] были выбраны константы $a = 1$, $b = 2$. Начальные температуры решетки и электронов считаются одинаковыми: $T_{\rm e}(z, t \to -\infty) = T_{\rm lat}(z, t \to -\infty) = T_0 = 300$ К.

На рис.3 приведены зависимости частоты столкновений, а также температур электронов и решетки на поверхности металла от времени. Температура электронов возрастает до $\sim 1.5 \times 10^4$ К, а затем монотонно убывает. В этом же временном интервале температура решетки монотонно возрастает до 330 К. В процессе воздействия импульса частота столкновений электронов изменяется в основном из-за изменения их температуры. Согласно рис.3 отношение ν/ω остается сравнительно малым, но

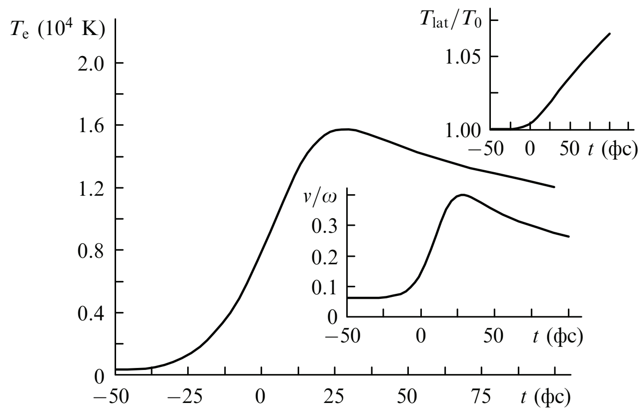

Рис.3. Эволюция во времени температуры электронов $T_e = T_e(z=0,t)$ на поверхности металла при нагреве излучением лазера на хром-форстерите. На вставках приведены временные зависимости температуры решетки $T_{lat} = T_{lat}(z=0,t)$ и частоты столкновений электронов $v = v(z=0,t)$.

возрастает примерно в шесть раз по сравнению с исходным значением. Возникающая при этом неоднородность диэлектрической проницаемости приводит к отличиям коэффициента поглощения и сдвига фазы отраженной волны от их значений A_{pF} и ϕ_{pF}, вычисленных по формулам Френеля:

$$R_{pF} = -1 + \frac{2k\varepsilon\cos\theta}{k\varepsilon\cos\theta + i\kappa} \equiv r_{pF}\exp(i\phi_{pF}), \qquad A_{pF} = 1 - r_{pF}^2, \tag{30}$$

где ε и $\kappa = \kappa_1 - i\kappa_2 = k\sqrt{\sin^2\theta - \varepsilon}$ находятся с использованием значений температур на поверхности металла. Поскольку в рассматриваемых условиях отношение v/ω остается малым, то для описания результатов расчета можно воспользоваться приближенными соотношениями (19)–(24).

На рис.4 приведены зависимости коэффициента поглощения от времени, отвечающие численному решению уравнений (3), (5), (6) и (12), расчету по формулам Френеля (30) и формуле (19). Согласно рис.4 формулы Френеля дают завышенное значение коэффициента поглощения (в максимуме поглощения – на 60 %). В отличие от

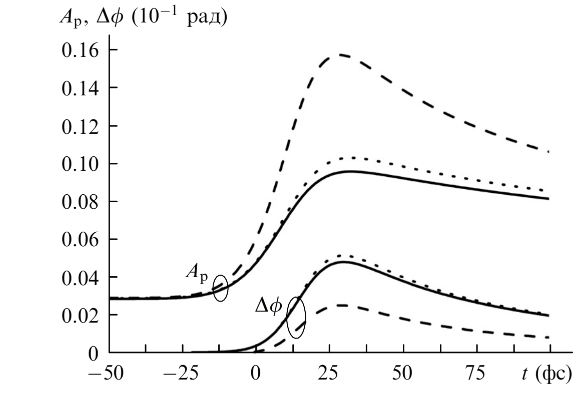

Рис.4. Эволюция во времени коэффициента поглощения A_p и сдвига фазы $\Delta\phi$ отраженной волны при воздействии излучения лазера на хром-форстерите на мишень из золота. Сплошные кривые – численное решение уравнений (3), (5), (6) и (12), штриховые – расчет по формулам Френеля (30), пунктирные – расчет по приближенным формулам (19), (20).

работ [8, 9], выражение (18) для ε_2 содержит малую добавку ε_0'' к мнимой части ε_0. На начальной стадии нагрева, когда $v/\omega \simeq 0.06$, удержание ε_0'' повышает точность расчета A_p на 20 %. В максимуме температуры $v/\omega \simeq 0.4$ и вклад ε_0'' составляет 3 %. Из рис.4 видно, что пунктирная кривая, соответствующая расчету по формуле (19), почти сливается со сплошной кривой, иллюстрирующей результаты более точного численного расчета. Данные расчетов сдвига фазы $\Delta\phi(t) = \phi_p(t) - \phi_p(t \to -\infty)$ отраженной волны также представлены на рис.4. Видно, что формула (20) описывает сдвиг фазы с достаточно высокой точностью. Ее можно использовать для обработки данных эксперимента, если $-\varepsilon_1 \gg \max[1, \langle\varepsilon_2\rangle, \langle\delta\varepsilon_1\rangle]$. При $-\varepsilon_1 \gg \langle\varepsilon_2\rangle$ хорошую точность дает и формула (19) для коэффициента поглощения. Указанные неравенства выполняются, если частота излучения ω много меньше плазменной частоты электронов ω_p, но значительно превышает их частоту столкновений. Отметим, что в этом диапазоне частот малые изменения сдвига фазы весьма чувствительны к точности задания величин ε_0' и ε_0''. Последнее следует учитывать при обработке экспериментальных данных по сдвигу фазы.

Неравенство $v \ll \omega$ может нарушаться. В частности, это возможно при взаимодействии с мишенью из золота греющего электроны фемтосекундного импульса излучения CO_2-лазера с частотой $\omega \simeq 1.8 \times 10^{14}$ с$^{-1}$. При этом в процессе нагрева происходит переход от условия $v \ll \omega$ к противоположному. При $v \ll \omega$ для диэлектрической проницаемости справедливы соотношения (17), (18), а при $v \gg \omega$ имеем (ср. с формулой (1))

$$\varepsilon \simeq \varepsilon_0 + i\frac{\omega_p^2}{\omega v_\lambda}. \tag{31}$$

В соответствии с законом Видемана – Франца при записи формулы (31) принято, что проводимость и теплопроводность зависят от одной и той же частоты столкновений v_λ (4). Поскольку при переходе от малых частот столкновений к большим $v_\lambda \sim v \sim \omega$, то для ε возможна аппроксимация

$$\varepsilon \simeq \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + v v_\lambda} + i v\frac{\omega_p^2}{\omega(\omega^2 + v v_\lambda)}. \tag{32}$$

При использовании соотношения (32) изменяется и вид первого слагаемого в правой части уравнения (3). Теперь для описания нагрева из-за поглощения переменного поля следует применять выражение вида

$$\frac{\omega_p^2}{8\pi}\frac{v}{\omega^2 + v v_\lambda}|\boldsymbol{E}_h|^2. \tag{33}$$

Соотношения (32), (33) дают наибольшую погрешность при $\omega^2 \sim v v_\lambda$. Однако, если временной интервал, в котором $\omega^2 \sim v v_\lambda$, много меньше длительности лазерного импульса, то влияние такой погрешности на приводимые далее зависимости в области $v_\lambda > \omega$ в значительной мере ослаблено.

Входящие в формулы (32), (33) частоты столкновений v (2) и v_λ (4) зависят от параметров a и b. Эта зависимость проявляется при температурах электронов, превышающих несколько тысяч градусов Кельвина, когда основной вклад в v (2) и v_λ (4) дают электрон-электронные столкновения. Поскольку параметр b известен с недостаточной

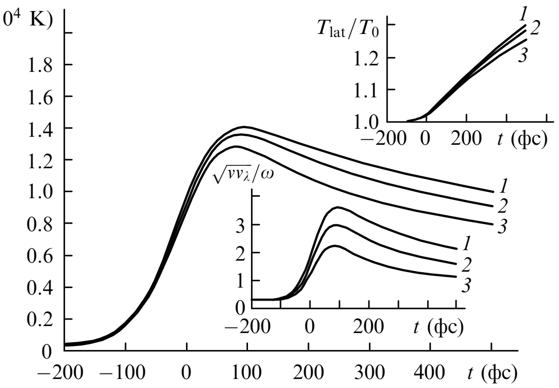

Рис.5. Эволюция во времени температуры электронов $T_e = T_e(z = 0, t)$ на поверхности металла при нагреве излучением CO_2-лазера для $b = 2$ (*1*), 1.5 (*2*) и 1 (*3*). На вставках приведены временные зависимости температуры решетки $T_{lat} = T_{lat}(z = 0, t)$ и характерной частоты столкновений электронов $\sqrt{\nu\nu_\lambda} = \sqrt{\nu(z = 0, t)\nu_\lambda(z = 0, t)}$.

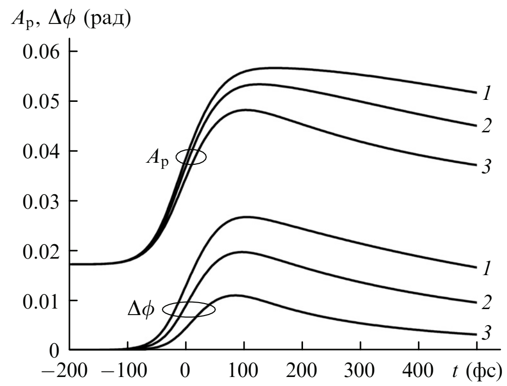

Рис.6. Эволюция во времени коэффициента поглощения A_p и сдвига фазы $\Delta\phi$ отраженной волны при воздействии излучения CO_2-лазера на мишень из золота для $b = 2$ (*1*), 1.5 (*2*) и 1 (*3*).

точностью, то в случае нагрева электронов и отражения излучения CO_2-лазера расчеты были выполнены для нескольких b, близких к значению, установленному в [12] при обработке экспериментальных данных [4].

Результаты расчетов эволюции температур, частоты столкновений, коэффициента поглощения и сдвига фазы отраженной волны приведены ниже для импульса с длительностью $t_p = 60$ фс и плотностью потока $I_{pump} = 6\times 10^{12}$ Вт/см^2. Характеристики золота те же, что и выше. На рис.5 представлены зависимости температур электронов и решетки от времени. Они качественно подобны приведенным на рис.3. Однако, поскольку частота излучения CO_2-лазера примерно в восемь раз меньше частоты излучения лазера на хром-форстерите, отношение $\sqrt{\nu\nu_\lambda}/\omega$ в процессе нагрева электронов достигает значений, больших единицы (рис.5). При максимальном нагреве $\sqrt{\nu\nu_\lambda}/\omega \simeq 4$. При $\sqrt{\nu\nu_\lambda} \gtrsim \omega$ приближенные формулы (19), (20) неприменимы. Неприменимы и формулы Френеля, т. к. среда неоднородна. В связи с этим на рис.6 приведены лишь результаты численных расчетов при $a = 1$ и $b = 1$, 1.5 и 2. Величина a определена в [12] исходя из данных по поглощению излучения в золоте [4] с большей точностью, чем b, поэтому расчеты выполнены при $a = 1$. Согласно рис.6 коэффициент поглощения тем больше, чем больше параметр b. Зависимость A_p от b проявляется наиболее сильно на относительно больших временах, когда температура электронов уменьшается из-за выноса тепла из скин-слоя. Напротив, на малых временах при изменениях b в два раза A_p изменяется слабо. В частности, соответствующие $b = 1$ и 2 максимальные значения A_p различаются лишь на 20 %. Относительные изменения фазы $\Delta\phi(t)$ более чувствительны к изменениям b. Из рис.6 видно, что увеличение b в два раза сопровождается увеличением $\Delta\phi$ в максимуме примерно в 2.5 раза. Поэтому, измеряя $\Delta\phi$, можно определять b с относительно неплохой точностью при условии наличия достоверных данных об остальных величинах. Параметр a, как и в работе [12], проще определить из измерений A_p. При этом, естественно, описание A_p и $\Delta\phi$ должно базироваться на предложенном выше описании структуры поля в скин-слое.

6. Заключение

Таким образом, нами продемонстрирована необходимость последовательного описания распределения поля в скин-слое при изучении отражения и поглощения излучения металлом, электроны которого нагреваются неоднородно при поглощении излучения фемтосекундного лазерного импульса. Возникающая при быстром нагреве металла неоднородность диэлектрической проницаемости приводит к существенному изменению как коэффициента поглощения, так и сдвига фазы отраженной волны. При относительно небольшом нагреве электронов предложенное ранее в работе [9] приближенное аналитическое описание оптических свойств неравновесного металла согласуется с более точным численным расчетом. Если же нагрев электронов приводит к сильной неоднородности диэлектрической проницаемости, то при описании оптических свойств неравновесного металла возникает необходимость в проведении последовательных численных расчетов поля, а также температур электронов и решетки.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 10-02-01050).

1. Papadogiannis N.A., Moustaizis S.D. *Opt. Commun.*, **137**, 174 (1997).
2. Hohlfeld J., Wellershoff S.-S., Güdde J., Conrad U., Jähnke V., Matthias E. *Chem. Phys.*, **251**, 237 (2000).
3. Guo C., Taylor A.J. *Phys. Rev. B*, **62**, R11921 (2000).
4. Guo C., Rodrigues G., Taylor A.J. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 1638 (2001).
5. Yoneda H., Morikami H., Ueda K., More R.M. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 075004 (2003).
6. Fisher D., Fraenkel M., Henis Z., Moshe E., Elieser S. *Phys. Rev. E*, **65**, 016409 (2001).
7. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1970).
8. Kanavin A.P., Mishchik K.N., Uryupin S.A. *J. Rus. Laser Res.*, **29**, 123 (2008).
9. Канавин А.П., Мищик К.Н., Урюпин С.А. *Квантовая электроника*, **39**, 839 (2009).
10. Bezhanov S.G., Kanavin A.P., Uryupin S.A. *J. Rus. Laser Res.*, **31**, 501 (2010).
11. Абрикосов А.А. *Основы теории металлов* (М.: Наука, 1987).
12. Исаков В.А., Канавин А.П., Урюпин С.А. *Квантовая электроника,* **36**, 928 (2006).
13. Гинзбург В.Л., Шабанский В.П. *ДАН СССР*, **100**, 445 (1955).
14. McKay J.A., Rayne J.A. *Phys. Rev. B*, **13**, 673 (1976).
15. Johnson P.B., Christy R.W. *Phys. Rev. B*, **6**, 4370 (1972).
16. Киттель Ч. *Введение в физику твердого тела* (М.: Наука, 1978).
17. *Физические величины. Справочник*. Под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова (М.: Энергоатомиздат, 1991).
18. *Физическая энциклопедия*. Под ред. А.М.Прохорова (М.: Сов. энциклопедия, 1990, т. 2).
19. Groeneveld R.H.M., Sprik R., Lagendijk A. *Phys. Rev. B*, **45**, 5079 (1992).