ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО

PACS 63.20.Kr; 42.65.Re

Поглощение фемтосекундного лазерного импульса металлами и возможность определения эффективных частот электрон-электронных столкновений

В.А.Исаков, **А.П.Канавин, С.А.Урюпин**

Предложен подход к описанию поглощения греющего электроны фемтосекундного лазерного импульса, который взаимодействует с металлом в условиях высокочастотного скин-эффекта. Показано, как по измерениям коэффициента поглощения или отражения фемтосекундного импульса можно определить эффективные частоты электрон-электронных столкновений, идущих с перебросом квазиимпульса.

Ключевые слова: *коэффициент поглощения, электрон-электронные столкновения, процессы переброса.*

Оптические и кинетические свойства металлов, находящихся в состоянии, близком к термодинамически равновесному, изучены весьма детально (см., напр., [1 – 3]). Для большинства нормальных металлов в широком диапазоне температур эти свойства в значительной степени определяются столкновениями электронов с фононами, которые характеризуются эффективными частотами столкновений $\nu_{\rm ep}$, превышающими частоты электрон-электронных столкновений $\nu_{\rm ee}$. Иное положение имеет место в условиях, когда металл взаимодействует с достаточно мощным фемтосекундным импульсом лазерного излучения [4 – 6]. При поглощении лазерного импульса электроны быстро нагреваются до температуры, значительно большей температуры решетки, которая во время действия импульса остается сравнительно холодной, т. к. характерное время передачи энергии от электронов к решетке больше или порядка нескольких пикосекунд. Вследствие нагрева электронов эффективная частота электрон-электронных столкновений $\nu_{\rm ee}$ возрастает пропорционально T^2 [7, 8], а зависящая от температуры решетки $T_{\rm lat}$ частота электрон-фононных столкновений $\nu_{\rm ep}$ остается практически неизменной. Уже при температурах электронов, превышающих две-три тысячи градусов Кельвина, реализуются условия, когда $\nu_{\rm ee} \gg \nu_{\rm ep}$. При этом как поглощение энергии лазерного импульса, так и вынос тепла из скин-слоя в основном определяются электрон-электронными столкновениями, в том числе происходящими с перебросом квазиимпульса.

Высокая скорость электрон-электронных столкновений позволяет использовать понятие температуры электронов при описании оптических и кинетических явлений в металле, начиная с времен порядка нескольких фемтосекунд. Количественное описание этих явлений предполагает учет реальной пространственной структуры поля в металле и неоднородности температуры электронов. Именно такой подход к описанию взаимодействия с металлом греющего электроны фемтосекундного импульса предлагается в настоящей работе применительно к условиям высокочастотного скин-эффекта. В основу описания положено уравнение для температуры электронов, учитывающее их нагрев в скин-слое из-за электрон-фононных и электрон-электронных столкновений, идущих с перебросом квазиимпульса, и охлаждение вследствие выноса тела из скин-слоя. Плотность потока тепла также зависит от частот столкновений электронов с фононами и между собой, но величины этих частот отличаются от тех, которые определяют поглощение поля.

Следуя [8], примем, что существуют две частоты электрон-электронных столкновений, различающихся независимыми параметрами a и b. Это частота $\nu_a = a(k_{\rm B}T)^2 \times(\hbar\varepsilon_{\rm F})^{-1}$, определяемая коэффициентом поглощения, и частота $\nu_\lambda = b(k_{\rm B}T)^2/\hbar\varepsilon_{\rm F}$, определяемая потоком тепла. Здесь $k_{\rm B}$ – постоянная Больцмана; $\hbar$ – постоянная Планка; $\varepsilon_{\rm F}$ – энергия Ферми. Коэффициент поглощения находится из интегрального соотношения, которое учитывает неоднородность как поля, так и температуры электронов, что отличает предлагаемый подход от обычно используемой модели Друде. Ниже найдено численное решение уравнения для температуры и установлены простые асимптотические формулы, описывающие эволюцию во времени температуры электронов и коэффициента поглощения. Показано, как по измерениям коэффициента поглощения на различных стадиях действия фемтосекундного импульса можно определить коэффициенты a и b.

С использованием предложенного подхода к описанию оптических свойств металла с горячими электронами проанализированы данные эксперимента [9] (см. также [10]), в котором изучена эволюция во времени коэффициента отражения пробного фемтосекундного импульса от мишени из золота, электроны которого нагреваются основным фемтосекундным импульсом. Из сравнения экспериментальных данных работы [9] и численных расчетов получены значения параметров a и b для золота, т. е. установлены эффективные электрон-электронные частоты столкновений. Простота подхода, предложенного для описания оптических свойств металла в условиях высокочастотного скин-эффекта, а также простота методики экспериментов, выполненных в [9], открывают

В.А.Исаков, А.П.Канавин, С.А.Урюпин. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53
e-mail: kanavin@sci.lebedev.ru

Поступила в редакцию 19 мая 2006 г., после доработки – 24 июля 2006 г.

возможность определения электрон-электронных частот столкновений (в том числе протекающих с перебросом квазиимпульса) без трудоемких расчетов, предполагающих учет реальной зонной структуры металла.

Рассмотрим взаимодействие лазерного импульса с металлом, занимающим полупространство $z > 0$. Примем, что импульс падает нормально на границу металла, а его электрическое поле

$$E(z,t) = \boldsymbol{E}_0 \exp\left[-\frac{1}{2t_{\rm p}^2}\left(t - \frac{z}{c}\right)^2\right] \sin\left[\omega\left(t - \frac{z}{c}\right)\right], \quad (1)$$

где $\boldsymbol{E}_0$ – вектор с составляющими $E_0, 0, 0$; $t_{\rm p}$ – длительность импульса; ω – частота; c – скорость света.

При взаимодействии лазерного излучения с металлами в видимом диапазоне частот сравнительно просто реализуются условия высокочастотного скин-эффекта, когда характерная частота излучения ω превышает эффективную частоту столкновений электронов с фононами и между собой ν'_a, а расстояние, проходимое электронами за период изменения поля $\upsilon_{\rm F}/\omega$, мало по сравнению с шириной скин-слоя $d = c/\omega_{\rm pl}$:

$$\omega \gg \nu'_a, \quad \frac{\upsilon_{\rm F}}{\omega} \ll \frac{c}{\omega_{\rm pl}}, \quad (2)$$

где $\upsilon_{\rm F}$ – скорость Ферми; $\omega_{\rm pl} = (4\pi N e^2/m)^{1/2}$ – плазменная частота; e, m и N – заряд, масса и плотность электронов. Пренебрегая влиянием редких столкновений и имея в виду соотношение (1), в условиях (2) для поля в скинслое приближенно получаем

$$\boldsymbol{E}(z,t) = \boldsymbol{E}(z) \exp\left(-\frac{t^2}{2t_{\rm p}^2}\right) \cos\omega t, \quad (3)$$

где вектор напряженности поля $\boldsymbol{E}(z)$ имеет составляющие $E(z), 0, 0$, и

$$E(z) = 2\,\frac{\omega}{\omega_{\rm pl}}\,E_0 \exp\left(-\frac{z}{d}\right). \quad (4)$$

Соотношения (3), (4) записаны в приближении $\omega t_{\rm p} \gg 1$ и не учитывают малого отличия сдвига фазы поля в металле от $\pi/2$.

Поле вида (3), (4) поглощается в скин-слое из-за столкновений электронов с фононами и между собой. Диссипация поля, обусловленная затуханием Ландау, обычно незначительна и далее не учитываются. Пренебрегая изменением эффективной частоты столкновений ν'_a за период $2\pi/\omega$, находим, что средняя за период мощность, поглощаемая в точке z,

$$\frac{1}{8\pi}\frac{\omega_{\rm pl}^2}{\omega^2}\,\nu'_a(z,t)E^2(z)\exp\left(-\frac{t^2}{t_{\rm p}^2}\right)$$

$$\equiv \frac{4}{c}\,I(t)\nu'_a(z,t)\exp\left(-\frac{2z}{d}\right), \quad (5)$$

где $I(t) = (c/8\pi)E_0^2 \exp(-t^2/t_{\rm p}^2)$ – медленно изменяющаяся за время $2\pi/\omega$ плотность потока излучения. Интегрируя выражение (5) по координате z, найдем поглощаемую мощность, разделив которую на $I(t)$ получим коэффициент поглощения

$$A(t) = \frac{4}{c}\int_0^\infty {\rm d}z\,\nu'_a(z,t)\exp\left(-\frac{2z}{d}\right), \quad (6)$$

который изменяется со временем по мере изменения эффективной частоты столкновений электронов. Вклад в ν'_a дают столкновения электронов с фононами ($\nu_{\rm ep,opt}$) и между собой (ν_a), т. е. $\nu'_a = \nu_{\rm ep,opt} + \nu_a$. При этом вклад в поглощение дают электрон-электронные столкновения, идущие с перебросом квазиимпульса. При температуре электронов $T \ll \varepsilon_{\rm F}$ частоту ν'_a можно представить в следующем виде [8]:

$$\nu_a = a\,\frac{\varepsilon_{\rm F}}{\hbar}\left(\frac{k_{\rm B}T}{\varepsilon_{\rm F}}\right)^2. \quad (7)$$

Соотношение (7) не учитывает зависимость ν_a от частоты ω [11]. Такое приближение оправдано тем, что при низких температурах, когда $\hbar\omega \gg 2\pi k_{\rm B}T$, в оптическом диапазоне частот видоизменяющаяся согласно [11] частота $\nu_a[1 + (\hbar\omega/2\pi k_{\rm B}T)^2]$ не превышает $\nu_{\rm ep,opt} \sim k_{\rm B}T_{\rm lat}/\hbar$, если температура решетки $T_{\rm lat}$ больше или порядка температуры Дебая. Теоретический расчет коэффициента a сопряжен с трудностями, обусловленными необходимостью учета реальной зонной структуры металла (см., напр., [3, 7, 12, 13]). Вместе с тем возможен и иной подход, когда a находится из измерений коэффициента поглощения греющего электроны фемтосекундного лазерного импульса. Такая возможность возникает при нагреве электронов за время, меньшее характерного времени передачи энергии от электронов к решетке, которое для типичных металлов составляет порядка нескольких пикосекунд. Если нагреть электроны до температуры, большей T_a, при которой $\nu_a(T_a) \simeq \nu_{\rm ep,opt}$, или до температуры $T_a \simeq (\varepsilon_{\rm F}/k_{\rm B})(\hbar\nu_{\rm ep,opt}/a\varepsilon_{\rm F})^{1/2} \gg T_{\rm lat}$, то их эффективная частота столкновений ν'_a в основном будет определяться электрон-электронными столкновениями. При столь больших температурах коэффициент поглощения A обусловлен электрон-электронными столкновениями, идущими с перебросом квазиимпульса, а его величина зависит от неизвестного коэффициента a, что и позволяет найти значение последнего. С целью демонстрации такой возможности рассмотрим нагрев электронов в скин-слое.

Эволюция температуры электронов в металле описывается уравнением

$$C\,\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{4}{c}\,I(t)\nu'_a \exp\left(-\frac{2z}{d}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda\,\frac{\partial T}{\partial z}\right), \quad (8)$$

где $C = \pi^2 N k_{\rm B}^2 T/2\varepsilon_{\rm F}$ – теплоемкость; $\lambda = C\upsilon_{\rm F}^2/3\nu'_\lambda$ – коэффициент теплопроводности электронов, зависящий от частоты столкновений $\nu'_\lambda = \nu_{{\rm ep},\lambda} + \nu_\lambda$. Частоты $\nu_{{\rm ep},\lambda}$ и ν_λ численно отличаются от электрон-фононной ($\nu_{\rm ep,opt}$) и электрон-электронной (ν_a) частот столкновений, определяющих коэффициент поглощения. Как и ν_a, частота

$$\nu_\lambda = b\,\frac{\varepsilon_{\rm F}}{\hbar}\left(\frac{k_{\rm B}T}{\varepsilon_{\rm F}}\right)^2, \quad (9)$$

где численный коэффициент $b \neq a$.

Первое слагаемое в правой части уравнения (8) описывает нагрев электронов из-за поглощения энергии лазерного излучения в скин-слое, последнее слагаемое – перенос тепла в глубь металла. Оно записано в предположении, что длина свободного пробега $\upsilon_{\rm F}/\nu'_\lambda$ меньше характерного масштаба неоднородности температуры. Отметим, что использование понятия температуры, а тем самым и уравнения (8), для описания нагрева электронов оправданно, если характерное время изменения температуры велико по сравнению с обратной частотой электрон-электронных столкновений. Подчеркнем, что для того, чтобы частота электрон-электронных столкновений проявлялась в оптических свойствах металлов, она должна превышать частоту электрон-фононных столкновений, которая, например, для золота больше или порядка 10^{14} с$^{-1}$. Это означает, что для импульсов длительностью свыше 10 фс вклад нетермализованных электронов в коэффициент поглощения сильно подавлен.

Как уже отмечалось, влияние электрон-электронных столкновений на коэффициент поглощения возможно тогда, когда за время действия импульса электроны в скин-слое успевают нагреться до температуры, большей T_a. Для реализации такой возможности необходимо иметь достаточно большую плотность потока излучения I, при которой нагрев электронов происходит быстрее, чем их охлаждение вследствие ухода тепла из скин-слоя. С учетом этого далее примем, что

$$\frac{k_{\mathrm{B}}T}{\varepsilon_{\mathrm{F}}} > \frac{8I}{cN\varepsilon_{\mathrm{F}}} > \frac{\pi^2}{3v_a'v_\lambda'}\left(\frac{v_{\mathrm{F}}\omega_{\mathrm{pl}}}{c}\right)^2\left(\frac{k_{\mathrm{B}}T}{\varepsilon_{\mathrm{F}}}\right)^2, \quad T > T^*, \quad (10)$$

где $I = I(t=0)$, а температура электронов превышает $T^* = \min(T_a, T_b)$ (T_b – температура, при которой $v_b(T_b) \simeq v_{\mathrm{ep},\lambda}$). Левое неравенство (10) обеспечивает малость $mv_E^2 = e^2E^2(z)/m\omega^2$ – энергии осцилляций электронов в электрическом поле E, по сравнению с тепловой энергией электронов $k_{\mathrm{B}}T$. Отметим, что по мере нагрева электронов область совместности левого и правого неравенств (10) расширяется благодаря увеличению отношения $k_{\mathrm{B}}T/\varepsilon_{\mathrm{F}}$.

Правое неравенство (10) позволяет пренебречь переносом тепла в уравнении (8). Тогда из (8) приближенно находим

$$\frac{v_a(T) + v_{\mathrm{ep,opt}}}{v_a(T_0) + v_{\mathrm{ep,opt}}} = \exp\left\{\frac{8aIt_{\mathrm{p}}}{\pi\sqrt{\pi}\hbar cN}\left[1 + \mathrm{erf}\left(\frac{t}{t_{\mathrm{p}}}\right)\right]\exp\left(-\frac{2z}{d}\right)\right\}, \quad (11)$$

где $T_0 = T(t=-\infty)$ – температура электронов до начала воздействия лазерного импульса; $\mathrm{erf}(x) = (2/\sqrt{\pi})\int_0^x \mathrm{d}t \times \exp(-t^2)$ – функция ошибок. Соотношение (11) имеет место при $k_{\mathrm{B}}T < \varepsilon_{\mathrm{F}}$, что налагает ограничение на длительность лазерного импульса. Принимая во внимание соотношение (11), из (6) находим коэффициент поглощения

$$\frac{A(t)}{A(t=-\infty)} = \frac{\pi\sqrt{\pi}\hbar cN}{8aIt_{\mathrm{p}}}\left[1 + \mathrm{erf}\left(\frac{t}{t_{\mathrm{p}}}\right)\right]^{-1} \times\left\{\exp\left[\frac{8aIt_{\mathrm{p}}}{\pi\sqrt{\pi}\hbar cN}\left(1 + \mathrm{erf}\left(\frac{t}{t_{\mathrm{p}}}\right)\right)\right] - 1\right\}, \quad (12)$$

где

$$A(t=-\infty) = \frac{2}{\omega_{\mathrm{pl}}}[v_a(T_0) + v_{\mathrm{ep,opt}}] \quad (13)$$

– исходный коэффициент поглощения. Соотношение (12) описывает коэффициент поглощения в условиях высокочастотного скин-эффекта, когда $\omega > v_a'$ (см. (2)). Последнее неравенство налагает ограничение на величину коэффициента поглощения, которая в рамках применимости излагаемого подхода не должна превышать $2\omega/\omega_{\mathrm{pl}}$. Максимальное значение $A(t)$ достигается при $t \geqslant t_{\mathrm{p}}$:

$$A(t \geqslant t_{\mathrm{p}}) \simeq A(t=-\infty)\frac{1}{\alpha}(\mathrm{e}^\alpha - 1) < \frac{2\omega}{\omega_{\mathrm{pl}}}, \quad (14)$$

где $\alpha = 16aIt_{\mathrm{p}}/(\pi\sqrt{\pi}\hbar cN)$. Согласно (14) заметное увеличение коэффициента поглощения из-за нагрева электронов возникает при $\alpha > 1$. При $\mathrm{e}^\alpha \gg 1$ величина отношения $A(t \geqslant t_{\mathrm{p}})/A(t=-\infty)$ определяет параметр α в соответствии с формулой

$$\alpha \simeq \ln\left[\frac{A(t \geqslant t_{\mathrm{p}})}{A(t=-\infty)}\ln\left(\frac{A(t \geqslant t_{\mathrm{p}})}{A(t=-\infty)}\right)\right]. \quad (15)$$

Поскольку параметры лазерного импульса I и t_{p}, а также плотность электронов N известны, то экспериментальное измерение отношения коэффициентов поглощения до и сразу после воздействия импульса позволяет найти коэффициент a.

В течение времени эффективного воздействия лазерного импульса, т. е. в интервале $-t_{\mathrm{p}} < t < t_{\mathrm{p}}$, происходит вынос тепла из скин-слоя. Однако в силу правого неравенства (10) такой вынос тепла оказывает слабое влияние на температуру электронов в скин-слое, а следовательно, и на коэффициент поглощения. За время воздействия лазерного импульса на единице площади поверхности металла выделяется тепло

$$Q = \int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{d}tI(t)A(t) = It_{\mathrm{p}}A(t=-\infty)\frac{\sqrt{\pi}}{\alpha}\int_0^\alpha\frac{\mathrm{d}x}{x}(\mathrm{e}^x - 1), \quad (16)$$

которое в основном сосредоточено в скин-слое. При $t > t_{\mathrm{p}}$ плотность потока в импульсе экспоненциально быстро убывает и эволюция температуры электронов в значительной мере определяется выносом тепла из скин-слоя в глубь металла. Изменение температуры электронов описывается уравнением (8), в котором при $t > t_{\mathrm{p}}$ приближенно можно пренебречь выделением тепла в скин-слое. Толщина скин-слоя d сравнительно мала, и по истечении небольшого времени ($\sim 3v_\lambda'd^2/v_{\mathrm{F}}^2$) размер прогретой области оказывается больше d. На таких временах естественно искать автомодельное решение приближенного уравнения (8), в правой части которого нет первого слагаемого. Отвечающее отсутствию потока тепла на поверхности металла соответствующее автомодельное решение имеет вид

$$v_\lambda' = v_\lambda + v_{\mathrm{ep},\lambda} \simeq v_b = \frac{1}{t}\left[D + \frac{3}{2}\left(\frac{z}{v_{\mathrm{F}}t}\right)^2\right]^{-1}, \quad (17)$$

где параметр D находится из соотношения

$$\frac{1}{2}\int_0^\infty \mathrm{d}zCT = Q. \quad (18)$$

Из (17), (18) находим, что

$$D = \frac{\pi^6}{384}\left(\frac{\hbar v_F N}{Q}\right)^2, \quad (19)$$

где Q описывается выражением (16). Зависимость вида (17) имеет место при $T > T_b$ и описывает эволюцию температуры электронов в прогретой области металла. Размер прогретой области z_h увеличивается пропорционально времени с характерной скоростью $\sqrt{D}v_F$: $z_h \sim \sqrt{D}v_F t$ [14]. При этом температура электронов на поверхности металла убывает обратно пропорционально $\sqrt{t}$:

$$\frac{k_B T(z=0,t)}{\varepsilon_F} = \frac{Q}{\hbar v_F N \pi^3}\left(\frac{384\hbar}{bt\varepsilon_F}\right)^{1/2}. \quad (20)$$

В условиях применимости автомодельного решения (17) характерный масштаб неоднородности температуры существенно больше глубины скин-слоя d. Поэтому температура электронов в скин-слое изменяется слабо, а ее величина приближенно описывается соотношением (20). Слабое изменение T внутри слоя глубиной d позволяет записать коэффициент поглощения (6) в следующем виде:

$$A(t > t_p) \simeq \frac{2v_a'(z=0,t)}{\omega_{pl}}$$
$$= \frac{2}{\omega_{pl}}\left\{ v_{ep,opt} + a\,\frac{\varepsilon_F}{\hbar}\left[\frac{k_B T(z=0,t)}{\varepsilon_F}\right]^2 \right\}$$
$$\simeq A(t=-\infty) + \frac{a}{b}\left(\frac{Q}{\hbar v_F N}\right)^2 \frac{768}{\pi^6 \omega_{pl}}. \quad (21)$$

Согласно (21) во временном интервале $t_p < t < t_h$, где

$$t_h = \frac{a}{b}\left(\frac{Q}{\hbar v_F N}\right)^2 \frac{384}{\pi^6 v_{ep,opt}}, \quad (22)$$

коэффициент поглощения в основном определяется электрон-электронными столкновениями с перебросом квазиимпульса и убывает обратно пропорционально времени. Как видно из последнего слагаемого в (21), темп уменьшения $A(t)$ зависит от отношения a/b. Отсюда следует, что из установленной экспериментально зависимости $A(t > t_p) \propto t^{-1}$ можно найти численное значение отношения a/b, поскольку остальные входящие в (21) параметры допускают независимое определение.

Из изложенного выше следует, что при $t \leqslant t_p$ коэффициент поглощения резко возрастает (см. (12)), достигая максимума при $t \geqslant t_p$, убывает как $1/t$ в интервале $t_p < t < t_h$ и возвращается к исходному значению $A(t=-\infty)$ при $t > t_h$, где t_h считается малым по сравнению с t_{lat} – временем передачи энергии от электронов к решетке. Если $t_h > t_{lat}$, то зависимость вида $A(t) \propto 1/t$ имеет место до $t < t_{lat}$. Экспериментальное изучение такого поведения коэффициента поглощения позволяет установить численные значения множителей a и b, определяющих эффективные частоты столкновений, которые входят как в коэффициент поглощения, так и в тепловой поток.

Если $t \geqslant t_{lat}$, то в правую часть уравнения (8) следует добавить слагаемое [15, 16]

$$G(T - T_{lat}), \quad (23)$$

учитывающее передачу энергии от электронов к решетке, где параметр G характеризует связь электронов с решеткой. Например, для золота $G = 3.5 \times 10^{10}$ Вт·см$^{-3}$·K^{-1} [17]. Обычно слагаемое вида (23) существенно на временах порядка пикосекунд или более. Учет этого слагаемого в уравнении (8) позволяет описать эволюцию температуры электронов и коэффициента поглощения на временах $t \geqslant t_{lat}$. Тем самым изучение эволюции коэффициента поглощения при $t \geqslant t_{lat}$ открывает возможность экспериментального определения параметра G.

В настоящее время известны эксперименты (см., напр., [9, 10]), в которых измерен коэффициент отражения пробного фемтосекундного импульса, взаимодействующего с металлом по истечении времени Δt после воздействия основного фемтосекундного импульса, греющего электроны. Предложенный выше подход к описанию эволюции коэффициента поглощения можно использовать для сравнения с экспериментальными данными работы [9]. В [9] приведены относительные изменения коэффициента отражения усредненного по времени действия пробного импульса

$$\frac{\Delta R(\Delta t)}{|\Delta R(\Delta t)|_{max}} = \frac{R(\Delta t) - R(-\infty)}{|R(\Delta t) - R(-\infty)|_{max}}$$
$$= \frac{A(-\infty) - A(\Delta t)}{|A(-\infty) - A(\Delta t)|_{max}}, \quad (24)$$

где использована связь $R = 1 - A$ коэффициентов отражения (R) и поглощения (A) и введено обозначение

$$A(\Delta t) = \left[\int_{-\infty}^{\infty} dt I_{test}(t-\Delta t)A(t)\right]\left[\int_{-\infty}^{\infty} dt I_{test}(t)\right]^{-1}, \quad (25)$$

в котором $I_{test}(t)$ – плотность потока энергии в пробном импульсе. Индекс max в (24) обозначает максимум модуля соответствующей величины. Квадраты на рис.1 отвечают значениям функции $\Delta R(\Delta t)|\Delta R(\Delta t)|_{max}^{-1}$ (24), установленным в эксперименте [9]. Эти значения получены при изучении отражения слабого пробного импульса титан-сапфирового лазера длительностью 110 фс от плоской мишени из золота, нагреваемой основным импульсом длительностью 110 фс, плотность потока энергии которого $I = 1.3 \times 10^{12}$ Вт/см^2. Отметим, что роль межзонных переходов в поглощении излучения такого лазера мишенью из золота можно не учитывать, т. к. для него

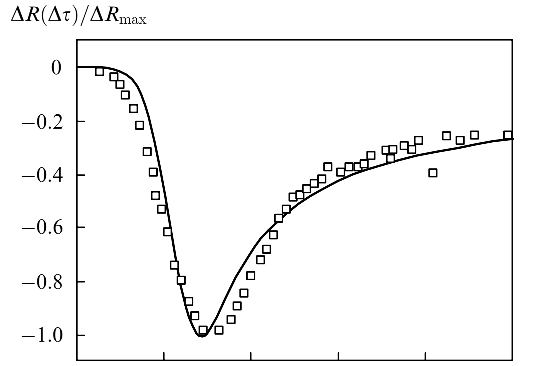

Рис.1. Относительное изменение коэффициента отражения (24) пробного импульса от мишени из золота. Квадраты – данные работы [9], сплошная кривая – расчет.

край межзонных переходов лежит в области $\Delta \approx 2.5$ эВ [18], что больше энергии кванта излучения $\hbar\omega \approx 1.5$ эВ. При таких длительностях и плотностях потока титан-сапфирового лазерного импульса передача энергии в фононную подсистему несущественна.

Сплошная кривая на рис.1 получена посредством численного решения уравнения (8) и последующего вычисления коэффициента поглощения (6) и относительного изменения коэффициента отражения (24). Расчет выполнен для мишени из золота, для которой $\varepsilon_{\rm F} = 5.5$ эВ, $N = 5.9 \times 10^{22}$ см$^{-3}$ и $\omega_{\rm pl} = 1.4 \times 10^{16}$ с$^{-1}$, и для параметров основного импульса из работы [8]. Форма теоретической кривой зависит от эффективных частот столкновений электронов ν'_a и ν'_λ. При $T_{\rm lat} \approx 300$ K для золота $\nu_{\rm ep,opt} = 0.93 \times 10^{14}$ с$^{-1}$ [19] и $\nu_{{\rm ep},\lambda} = 3.6 \times 10^{13}$ с$^{-1}$ [20]. Вклады ν_a и ν_λ в ν'_a и ν'_λ от электрон-электронных столкновений зависят от коэффициентов a и b и от температуры электронов. При не малых значениях a и b и быстром нагреве электронов эти вклады становятся доминирующими. При этом ν'_a и ν'_λ близки к величинам ν_a и ν_λ и изменяются пропорционально a и b соответственно. Варьируя значения a и b, можно добиться близости теоретической кривой $\Delta R(\Delta t)|\Delta R(\Delta t)|^{-1}_{\rm max}$ и экспериментальных данных [9]. Сравнительно хорошее соответствие экспериментальных данных и расчета на рис.1 получено при $a \simeq 0.5$ и $b \simeq 1$.

Анализ данных эксперимента [9] демонстрирует возможность реализации предлагаемого подхода для определения эффективных частот столкновений неравновесных электронов по измерениям коэффициента отражения. Вместе с тем следует подчеркнуть, что точность определения a и b по данным эксперимента [9] сравнительно невелика и чувствительна к форме импульса. Повышение точности возможно при сокращении длительности пробного импульса и уменьшении погрешности измерений коэффициента отражения. Современный эксперимент позволяет как сократить длительность пробного импульса до нескольких фемтосекунд (см., напр., [21]), так и повысить точность оптических измерений.

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН «Фемтосекундная оптика и новые оптические материалы» и РФФИ (грант № 06-02-16153-а).

1. Гинзбург В.Л., Силин В.П. *ЖЭТФ*, **29**, 64 (1955).
2. Лифшиц И.М., Азбель М.Я., Каганов М.И. *Электронная теория металлов* (М.: Наука, 1971).
3. Гантмахер В.Ф., Левинсон И.Б. *Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках* (М.: Наука, 1984).
4. Lugovskoy A.V., Bray I. *Phys. Rev. B*, **60** (5), 3279 (1999).
5. Fisher D., Fraenkel M., Henis Z., Moshe E., Eliezer S. *Phys. Rev. E*, **65**, 016409 (2001).
6. Yoneda H., Morikami H., Ueda K., More R.M. *Phys. Rev. Lett.*, **91** (7), 075004 (2003).
7. Ландау Л.Д., Померанчук И.Я. *ЖЭТФ*, **7**, 379 (1937).
8. Абрикосов А.А. *Основы теории металлов* (М.: Наука, 1987).
9. Guo C., Rodrigues G., Taylor A.J. *Phys. Rev. Lett.*, **86** (8), 1638 (2001).
10. Guo C., Taylor A.J. *Phys. Rev. B*, **62** (18), R11921 (2000).
11. Гуржи Р.Н. *ЖЭТФ*, **35**, 965 (1958).
12. Займан Дж. *Электроны и фононы* (М.: ИЛ, 1962, гл.7).
13. Lawrence W.E. *Phys. Rev. B*, **13**, 5316 (1976).
14. Kanavin A.P., Smetanin I.V., Isakov V.A., Afanasiev Yu.V., Chichkov B.N., Wellegehausen B., Nolte S., Momma C., Tunnermann A. *Phys. Rev. B*, **57**, 14698 (1998).
15. Каганов М.И., Лифшиц И.М., Танатаров Л.В. *ЖЭТФ*, **31**, 2232 (1957).
16. Анисимов С.И., Копелиович Б.Л., Перельман Т.Л. *ЖЭТФ*, **66**, 776 (1974).
17. Groeneveld R.H., Sprik R., Lagendij K.A. *Phys. Rev. B*, **45**, 5079 (1992).
18. Theye M.-L. *Phys. Rev. B*, **2**, 3060 (1970).
19. Jonson P.B., Christy R.W. *Phys. Rev. B*, **6**, 4370 (1972).
20. *Физические величины. Справочник*. Под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихов (М.: Энергоатомиздат, 1991).
21. Schenkel B., Biegert J., Keller U., Vozzi C., Nisoli M., Sansone G., Stagira S., Silvestri S.De, Svelto O. *Opt. Lett.*, **28**, 1987 (2003).