

Российская академия наук

Учреждение Российской академии наук

Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН

На правах рукописи

Бежанов Станислав Георгиевич

Теоретическое исследование оптических свойств
металлов, взаимодействующих с фемтосекундными
лазерными импульсами

Специальность 01.04.02 – теоретическая физика

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва – 2011

Работа выполнена в Секторе теории плазменных явлений Учреждения Российской академии наук Физического института им. П.Н.Лебедева РАН.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук
Урюпин С.А.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор **Гореславский С.П.**

доктор физико-математических наук,
профессор **Платоненко В.Т.**

Ведущая организация: Учреждение Российской академии
наук Институт общей физики
им. А.М.Прохорова РАН

Защита состоится 28 ноября 2011 года в 12:00 на заседании Диссертационного совета Д002.23.02 при Учреждении Российской академии наук Физическом институте им. П.Н.Лебедева РАН по адресу: 119991 Москва, Ленинский проспект, д.53.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Учреждения Российской академии наук Физического института им. П.Н.Лебедева РАН.

С авторефератом диссертации можно ознакомиться на сайте www.lebedev.ru

Автореферат разослан « » 2011 года.

Ученый секретарь диссертационного совета Д002.23.02

доктор физико-математических наук, профессор

Истомин Я.Н.

Общая характеристика работы

Актуальность темы

Создание лазеров, позволяющих генерировать импульсы длительностью в несколько десятков фемтосекунд, сделало возможным изучение множества явлений, ранее недоступных для непосредственного экспериментального наблюдения. Помимо фундаментальных исследований, фемтосекундные импульсы нашли широкое применение в прикладных областях. Сюда можно отнести лазерную абляцию металлов [1] и диэлектриков [2], изменение физических характеристик поверхностей [3], формирование ультракоротких электронных пучков [4], создание наноструктур [5], термоядерный синтез [6].

Обычно линейный оптический отклик вещества описывается формулами Френеля (см., например, [7]), связывающими поле отраженной волны с полем падающей волны, которые получаются для среды с однородной диэлектрической проницаемостью. По измерению отклика металла на основной частоте можно получать информацию о таких характеристиках металла, как концентрация электронов проводимости, скорость электронов на поверхности Ферми, эффективные частоты соударений электронов. 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, чем время выноса тепла из скин-слоя. При этом изменяющаяся во времени температура электронов оказывается существенно неоднородной по скин-слою и значительно превышает температуру решетки. Такое состояние металла является сильно неравновесным, и частота электрон-электронных столкновений в нем может быть сравнима и даже превышать частоту электрон-фоонных столкновений. В равновесном металле вклад электрон-электронных столкновений в оптические и электрические свойства обычно несущественен. В условиях аномального скин-эффекта это показано, например, в работе [8].

Неоднородность температуры электронов на масштабе порядка глубины скин-слоя ведет к неоднородности частоты столкновений электронов и диэлектрической проницаемости металла. Теории взаимодействия электромагнитных волн с неоднородными средами посвящено много работ (см. [9]). В них рассматривается или точное решение уравнений Максвелла в среде с модельным видом неоднородности диэлектрической проницаемости [10], или их приближенное решение [11]. Приближенные решения строятся в виде ряда по малому или большому параметру отношения длины волны к масштабу неоднородности (см., например, [12]). Возможен и иной подход, когда поле ищется в виде ряда по малому параметру отношения неоднородной частоты столкновений электронов к частоте поля [13, 14]. Таким образом, если исследуется отклик металла на воздействие фемтосекундного импульса, то неоднородность металла на масштабах скин-слоя и неравновесность его состояния приводят к необходимости пересмотра оптических свойств, описанных, например, в [15, 16].

Помимо изучения отражения волн на основной частоте, сведения о свойствах металла можно получать и исследуя его нелинейный отклик [17]. Генерация гармоник оптического излучения при облучении поверхностей твердых тел была открыта еще в начале 60-х годов, почти сразу после изобретения лазера [18, 19]. С тех пор предлагалось много различных моделей, описывающих это явление. Использовались квантовомеханический [20], кинетический [21] и гидродинамический [22] подходы к описанию нелинейного отклика вещества на воздействие внешнего излучения. Для изучения генерации гармоник, являющейся нелинейным по полю явлением, следует использовать лазерные импульсы с высокими плотностями потока энергии. Лазеры, доступные в 60-х–80-х годах позволяли генерировать мощные импульсы сравнительно большой длительности, при воздействии которых кристаллическая решетка разрушалась, и исследование неравновесного твердотельного состояния было затруднительно. С появлением фемтосекундных лазеров стало возможным экспериментальное изучение взаимодействия мощных электромагнитных импульсов с твердым телом с

хорошим временным разрешением, а также создание недоступных ранее неравновесных состояний в металлах. В связи с этим представляет интерес теоретическое изучение нелинейных оптических свойств, в том числе генерации гармоник, в металлах, состояние которых далеко от равновесного.

Характеристики металла, влияющие на упомянутые выше оптические свойства, зависят от температур электронов и решетки, эволюция которых традиционно описывается с использованием двухтемпературной модели [23, 24]. За прошедшие пятьдесят лет эта модель значительно усовершенствована и позволяет описывать термоэластичность, релаксацию нетепловых электронов, баллистический перенос энергии электронами (см. [25, 26]). Важными параметрами в уравнениях этой модели, знание которых необходимо для интерпретации, планирования и моделирования экспериментов с неравновесными металлами, являются частоты электрон-электронных столкновений. Для энергии, не слишком высокой по сравнению с энергией Ферми, квадратичная зависимость частот электрон-электронных столкновений от температуры следует из простых следствий ферми-жидкостного рассмотрения металла (см., напр., [27]). Однако вычисление точных значений частот столкновений представляет собой значительные трудности, связанные с необходимостью учета реальной зонной структуры металла [28, 29, 30]. В связи с этим представляется важным построение теории, позволяющей указать на возможность непосредственного экспериментального определения частот столкновений электронов, как это сделано, например, в [31].

Цели диссертационной работы

Цели данной работы: теоретическое изучение отражения и поглощения электромагнитных волн металлом, быстро нагреваемым фемтосекундным лазерным импульсом и имеющим вследствие этого нагрева неоднородность диэлектрической проницаемости на масштабах скин-слоя; исследование генерации второй и третьей гармоник металлом с горячими электронами; изучение возможности определения частот электрон-электронных столк-

новений по измерениям плотностей потока излучения второй и третьей гармоник и коэффициента отражения волны на основной частоте.

Задачи диссертационной работы

1. Решить задачу о проникновении s- и p-поляризованного электромагнитного излучения в металл, имеющий неоднородность диэлектрической проницаемости на масштабе скин-слоя.
2. Дать теоретическое описание влияния столкновений электронов на генерацию второй и третьей гармоник быстро нагреваемым металлом.
3. Получить численное решение системы уравнений для полей и температур электронов и решетки при воздействии на металл греющего фемтосекундного лазерного импульса.
4. Исследовать влияние быстрого неоднородного нагрева металла на коэффициент поглощения, сдвиг фазы отраженной волны и эффективности генерации второй и третьей гармоник.

Положения, выносимые на защиту

1. В условиях быстрого неоднородного нагрева металла лазерным импульсом фемтосекундной длительности дано количественное описание отражения и поглощения пробной электромагнитной волны. В случае частот излучения как меньших, так и больших частоты столкновений электронов, вычислены коэффициенты поглощения и сдвиг фазы отраженной волны. Тогда, когда температура электронов неоднородна по скин-слою, выявлено существенное отличие величин коэффициента поглощения и сдвига фазы отраженной волны от их значений, получаемых при использовании формул Френеля.
2. Изучена генерация второй гармоники быстро нагреваемым металлом в условиях смешения нормально падающей греющей волны и падающей

под углом к нормали s-поляризованной пробной волны. Показано, что при смещении этих волн генерируется три волны с удвоенной частотой, распространяющиеся под разными углами к поверхности. Две из генерируемых волн имеют р-поляризацию. Одна из них распространяется под углом отражения пробной волны, а другая – под углом, меньшим угла отражения. Третья волна на частоте второй гармоники имеет s-поляризацию и распространяется под углом, меньшим угла отражения. Установлено, как наличие волны накачки при учете столкновений электронов позволяет снять запрет на генерацию s-поляризованной второй гармоники при воздействии на гладкую однородную поверхность s-поляризованного излучения на основной частоте.

3. В случае, когда частота излучения много больше частоты столкновений электронов, исследована эволюция во времени эффективности генерации гармоник, генерируемых в скин-слое металла при смещении пробной и греющей волн. Показано, что эффективности генерации р-поляризованных гармоник слабо зависят от частоты столкновений электронов и незначительно уменьшаются с ростом их температуры. Напротив, эффективность генерации s-поляризованной второй гармоники пропорциональна квадрату частоты столкновений электронов и сильно изменяется при быстром нагреве электронов металла.
4. Изучена генерация третьей гармоники в скин-слое металла с горячими электронами в случае нормального скин-эффекта, когда частота столкновений электронов превышает частоту излучения. Показано, что возникающие при нагреве электронов колебания температуры с удвоенной частотой приводят к генерации третьей гармоники основной волны. Найдена плотность потока излучения на частоте третьей гармоники, которая пропорциональна квадрату частоты электрон-электронных столкновений, определяющей статическую проводимость.
5. Показано, что по измерениям коэффициента поглощения, сдвига фазы отраженной волны и плотностей потока энергии второй и третьей гар-

моник можно получать информацию о частотах электрон-электронных столкновений, определяющих теплопроводность и высокочастотную проводимость металла.

Научная и практическая ценность

Полученные в **главах 3 и 4** зависимости коэффициента поглощения и сдвига фазы отраженной волны в условиях быстрого неоднородного нагрева металла представляют интерес для интерпретации и планирования экспериментов по взаимодействию фемтосекундных импульсов с металлами.

В **главе 5** предсказано существование s-поляризованной второй гармоники, возникающей при смешении пробной s-волны и греющей металл волны. Установленная квадратичная зависимость эффективности генерации этой гармоники от частоты столкновений электронов позволяет использовать гармонику для изучения сильно неравновесных состояний металла.

В **главе 6** получено выражение для эффективности генерации третьей гармоники горячими электронами металла, пропорциональное квадрату частоты электрон-электронных столкновений. Показано, как по измерениям плотности потока энергии на утроенной частоте можно определить частоту столкновений электронов, определяющую статическую проводимость металла.

Апробация работы

Основные результаты работы докладывались на научных семинарах Физического института им. П.Н. Лебедева РАН, XXXVI Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС (Звенигород, 2009), XXXVII Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС (Звенигород, 2010), международной конференции по когерентной и нелинейной оптике "ICONO/LAT 2010" (Казань, 2010), Научной сессии НИЯУ МИФИ (Москва, 2011), XXXVIII Международной (Звенигород-

ской) конференции по физике плазмы и УТС (Звенигород, 2011).

Публикации

Результаты, представленные в диссертации, опубликованы в работах [A1-A6], трудах [A7] и тезисах конференций [A8-A13].

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав, двух приложений, заключения и списка литературы. Объем диссертации – 116 стр., включая 29 рисунков. Список литературы состоит из 105 наименований.

Основное содержание диссертации

Во **введении** дан обзор литературы, посвященной оптическим свойствам металлов, приведены наиболее важные результаты, используемые в диссертации. Сформулированы цели исследования и задачи, которые ставились и решались для достижения этих целей. Перечислены положения, определяющие научную новизну диссертации и выносимые на защиту.

В **главе 2** представлена модель, используемая для описания оптических свойств металла.

В **разделе 2.1** приведены уравнения, описывающие электромагнитное поле в металле, температуры электронов и решетки. Указаны параметры, входящие в эти уравнения, их зависимости от температур электронов и решетки.

Эволюция температуры электронов T_e и решетки T_{lat} описывается уравнениями двухтемпературной модели

$$C_e \frac{\partial}{\partial t} T_e = -\nabla \mathbf{q} + Q - G(T_e - T_{lat}), \quad (1)$$

$$C_{lat} \frac{\partial}{\partial t} T_{lat} = G(T_e - T_{lat}), \quad (2)$$

где C_e и C_{lat} – теплоемкости электронов и решетки, $\mathbf{q}$ – тепловой поток, G – константа связи электронов с решеткой, Q – тепло, выделяющееся в единицу времени в единице объема электронной подсистемы. Важными параметрами, определяющими величины Q , $\mathbf{q}$, а также входящими в уравнения для поля в металле, являются частоты электронных столкновений. Для частоты электронных столкновений в чистом нормальном металле имеет место соотношение

$$\nu = \nu_{ep}(T_i) \frac{T_{lat}}{T_i} + a \frac{k_B^2 T_e^2}{\hbar \varepsilon_F}, \quad \Theta_D \ll T_i, T_e, T_{lat}, \quad T_e \ll \varepsilon_F / k_B, \quad (3)$$

где $\nu_{ep}(T_i)$ – частота электрон-фоонных столкновений при температуре решетки T_i , k_B – постоянная Больцмана, $\hbar$ – постоянная Планка, ε_F – энергия Ферми, a – численный коэффициент, величина которого зависит от вида зонной структуры металла, Θ_D – температура Дебая. Если металл взаимодействует с электромагнитным полем частоты $\omega > \nu$, то частота (3) входит в формулу диэлектрической проницаемости модели Друде:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)}, \quad (4)$$

где ω_p – плазменная частота, ε_0 – диэлектрическая проницаемость, обусловленная связанными электронами и решеткой. Аналогичная зависимость от температур имеет место и для частоты столкновений, определяющей коэффициент теплопроводности, но с другой частотой электрон-фоонных столкновений $\nu_{ep,\lambda} \neq \nu_{ep}$ и другим численным коэффициентом $b \neq a$, определяющим электрон-электронные столкновения:

$$\nu_\lambda = \nu_{ep,\lambda}(T_i) \frac{T_{lat}}{T_i} + b \frac{k_B^2 T_e^2}{\hbar \varepsilon_F}. \quad (5)$$

Такая частота входит и в формулу для диэлектрической проницаемости (4), если частота воздействующего на металл поля мала по сравнению с ν и имеет место закона Видемана-Франца.

В **разделе 2.2** в приближении медленной амплитуды записаны уравнения для амплитуд скоростей электронов, температур электронов и решетки, электрического и магнитного полей, изменяющихся на частотах $s\omega$, $s = 0, 1, 2, 3$, решение которых представлено в главах 3-6.

В **главе 3** изучено отражение и поглощение металлом фемтосекундного электромагнитного импульса s-поляризованной волны [A1].

В **разделе 3.1** приведено решение задачи об отражении s-волны однородным металлом и записаны формулы Френеля, описывающие его оптические свойства. Указаны физические условия, в которых использование выражений, полученных в предположении об однородности среды, может привести к неверной интерпретации данных эксперимента.

В **разделе 3.2** сформулирована задача о взаимодействии электромагнитной волны, падающей под углом θ к нормали на металл, неоднородный на масштабах порядка глубины скин-слоя d . В случае, если отношение частоты столкновений ν к частоте излучения ω мало, то диэлектрическая проницаемость представлена в виде ряда по малому параметру этого отношения:

$$\varepsilon(z) = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2(z) + \delta\varepsilon_1(z), \quad (6)$$

$$\varepsilon_1 = \varepsilon'_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad \varepsilon_2(z) = \varepsilon''_0 + \frac{\omega_p^2 \nu(z)}{\omega^3}, \quad \delta\varepsilon_1(z) = \frac{\omega_p^2 \nu^2(z)}{\omega^4}, \quad (7)$$

где ε'_0 и ε''_0 – действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости, обусловленной связанными электронами и решеткой. Показано, что в случае неоднородного металла вместо формул Френеля следует пользоваться следующими формулами:

$$A_s = \frac{2 \cos \theta}{\sqrt{\sin^2 \theta - \varepsilon_1}} \frac{\langle \varepsilon_2 \rangle}{1 - \varepsilon_1}, \quad (8)$$

$$\tan \phi_s = \frac{2 \cos \theta \sqrt{\sin^2 \theta - \varepsilon_1}}{(-\varepsilon_1 - \cos 2\theta)} \times \left[1 + \frac{1}{2} \frac{1 - \varepsilon_1}{(-\varepsilon_1 - \cos 2\theta)} \frac{\langle \delta\varepsilon_1 \rangle}{(\sin^2 \theta - \varepsilon_1)} - \right. \quad (9)$$

$$\left. - \frac{1}{8} \frac{\langle \varepsilon_2 \rangle^2}{(\sin^2 \theta - \varepsilon_1)^2} - \frac{1}{4} \frac{1 - \varepsilon_1}{(-\varepsilon_1 - \cos 2\theta)} \frac{\langle \Xi_2^2 \rangle}{(\sin^2 \theta - \varepsilon_1)^2} \right],$$

где

$$\langle \varepsilon_2 \rangle = \frac{2}{d} \int_0^\infty dz \varepsilon_2(z) \exp\left(-\frac{2z}{d}\right), \quad \langle \delta\varepsilon_1 \rangle = \frac{2}{d} \int_0^\infty dz \delta\varepsilon_1(z) \exp\left(-\frac{2z}{d}\right), \quad (10)$$

$$\Xi(z) = \frac{1}{d} \int_0^z dz' \varepsilon_2(z'), \quad \langle \Xi_2^2 \rangle = \frac{4}{d} \int_0^\infty dz \Xi_2^2(z) \exp\left(-\frac{2z}{d}\right). \quad (11)$$

Для случая, когда параметр ν/ω может быть как много меньше единицы, так и превышать ее, сформулирована система уравнений для температур и поля, решение которой необходимо проводить численно. Приведена интерполяционная формула для диэлектрической проницаемости, учитывающая изменение частоты столкновений ν от выражения (5) в области $\nu \ll \omega$ к выражению (3) в области $\nu \gg \omega$.

В **разделе 3.3** на основании справочных данных приведены физические характеристики золота, которые использовались в последующих численных расчетах. Построены графики зависимости действительной и мнимой частей диэлектрической проницаемости золота, обусловленных связанными электронами и решеткой, от частоты излучения.

В **разделе 3.4** для типичных условий эксперимента приведены результаты численных расчетов температур электронов и решетки в случае, когда частота столкновений электронов не превышает частоту излучения. При вычислениях использовался импульс, плотность потока излучения в котором изменялась во времени по закону $I_{pump}(t) = I_{pump} e^{-t^2/t_p^2}$, где время t_p связано с длительностью импульса τ_p , определяемой по полувысоте функции $I_{pump}(t)$, соотношением $\tau_p = 2t_p \ln 2$. Вычисления проводились для $a = 1$, $b = 2$, определенных в работе [31] по обработке экспериментальных данных из [32]. Эволюция температур электронов и решетки представлена на рис.1, а эволюция коэффициента поглощения и сдвига фазы – на рис.2. Приближенное аналитическое описание оптических свойств формулами (8),(9) при $\nu \ll \omega$ хорошо согласуется с численным расчетом. Как видно из рис.2, формулы Френеля завышают значение коэффициента поглощения и занижают величину сдвига фазы.

В **разделе 3.5** приведены результаты численных расчетов температур электронов и решетки в случае, когда характерная частота столкновений электронов $\sqrt{\nu\nu_\lambda}$ может превышать частоту излучения греющего и пробного импульсов. Вычисления проведены для нескольких значений параметра

b , входящего в выражение для частоты электронных столкновений (5), и одного значения параметра a . Приняв $a = 1$ мы учли, что величина a определена в [31] с большей точностью, чем b . Эволюция температур электронов и решетки представлена на рис.3, а эволюция коэффициента поглощения и сдвига фазы – на рис.4. Из численного решения следует, что сдвиг фазы отраженной волны и коэффициент поглощения весьма существенно зависят от параметра b , что открывает возможности для его экспериментального определения.

В **главе 4** изучено отражение и поглощение металлом фемтосекундного электромагнитного импульса р-поляризованной волны [A2]. Структура **главы 4** совпадает со структурой **главы 3**, а ее основные результаты качественно схожи с имеющими место для s-поляризованного излучения. Так, формулы Френеля в случае $\nu \ll \omega$ заменяются на выражения

$$A_p = \frac{2 \cos \theta}{\sqrt{\sin^2 \theta - \varepsilon_1}} \cdot \frac{2 \sin^2 \theta - \varepsilon_1}{\varepsilon_1^2 \cos^2 \theta - \varepsilon_1 + \sin^2 \theta} \cdot \langle \varepsilon_2 \rangle, \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \tan \phi_p = & \left[-\frac{2\varepsilon_1 \cos \theta \sqrt{\sin^2 \theta - \varepsilon_1}}{\varepsilon_1^2 \cos^2 \theta - \sin^2 \theta + \varepsilon_1} \right] \left\{ 1 - \frac{\langle \varepsilon_2 \rangle^2}{8\varepsilon_1^2} \left(\frac{2 \sin^2 \theta - \varepsilon_1}{\sin^2 \theta - \varepsilon_1} \right)^2 - \right. \\ & - \frac{\varepsilon_1^2 \cos^2 \theta + \sin^2 \theta - \varepsilon_1}{\varepsilon_1^2 \cos^2 \theta - \sin^2 \theta + \varepsilon_1} \times \left[\frac{\langle \delta \varepsilon_1 \rangle}{2\varepsilon_1} \cdot \frac{2 \sin^2 \theta - \varepsilon_1}{\sin^2 \theta - \varepsilon_1} + \right. \\ & \left. \left. + \frac{\langle \varepsilon_2^2 \rangle}{2\varepsilon_1^2} \cdot \frac{\sin^2 \theta}{\sin^2 \theta - \varepsilon_1} - \frac{\langle \Xi_2^2 \rangle}{4\varepsilon_1} \cdot \frac{2 \sin^2 \theta - \varepsilon_1}{(\sin^2 \theta - \varepsilon_1)^2} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (13)$$

Из сравнения рис.2,4 с рис.5,6 видно, что зависимости, соответствующие s- и р-поляризованным волнам, качественно схожи. Однако, при одинаковых частотах, длительностях и плотностях потока энергии воздействующих на металл греющих и пробных импульсов абсолютные значения для величин, соответствующих р-поляризованному излучению, приблизительно вдвое больше величин, соответствующих s-поляризованному излучению.

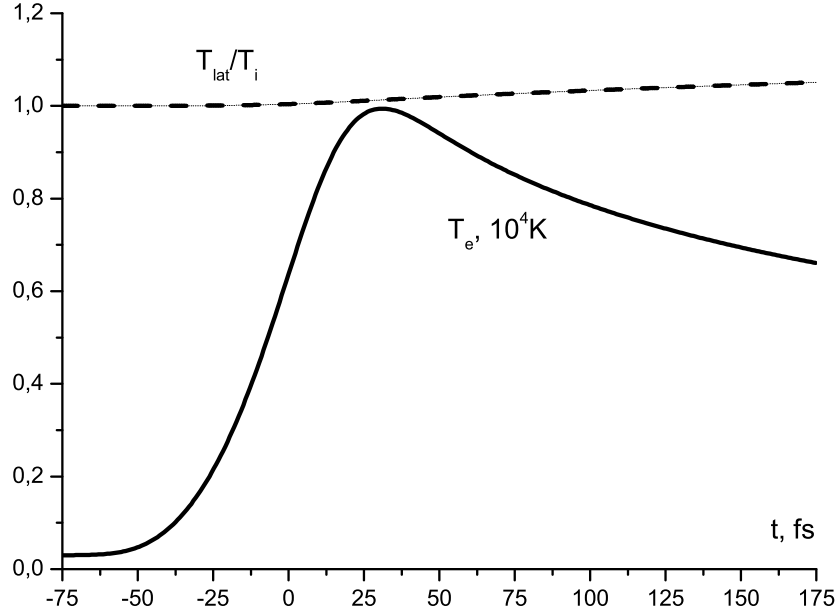


Рис. 1: Зависимость температуры электронов (сплошная кривая) и решетки (штриховая кривая) на поверхности золота при воздействии импульса от лазера на хром-форстерите, $\omega = 1.5 \cdot 10^{15} \text{с}^{-1}$. Длительность импульса $\tau_p = 25 \text{фс}$, плотность потока излучения в максимуме $I_{\text{pump}} = 7 \cdot 10^{12} \text{Вт/см}^2$. Импульс падает под углом к нормали $\theta = \pi/4$. Расчет выполнен при $a = 1$, $b = 2$.

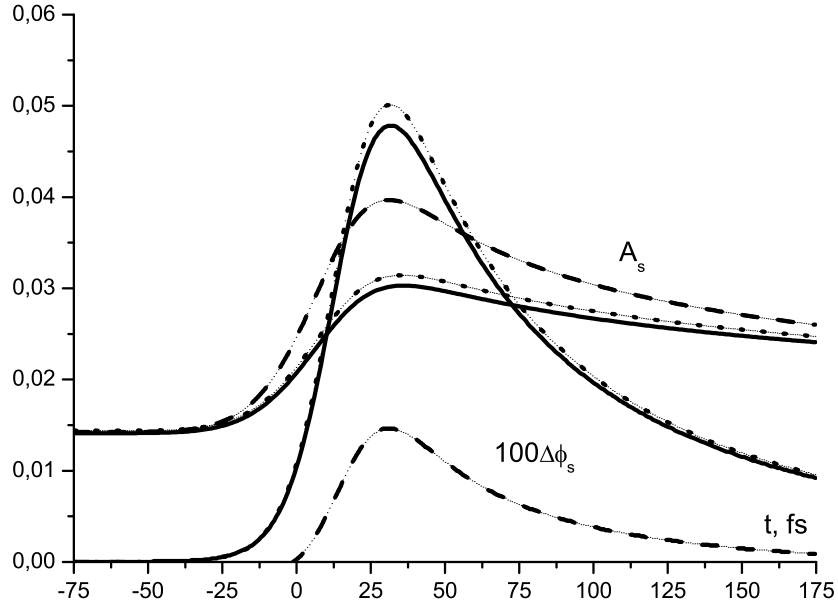


Рис. 2: Зависимость коэффициента поглощения s-поляризованного излучения и сдвига фазы отраженной волны от времени в случае $\nu \ll \omega$. Параметры излучения те же, что и в подписи к рис.1. Сплошные кривые соответствуют численному решению, штриховые – вычислениям по формулам Френеля, пунктирные – приближенным формулам (8),(9).

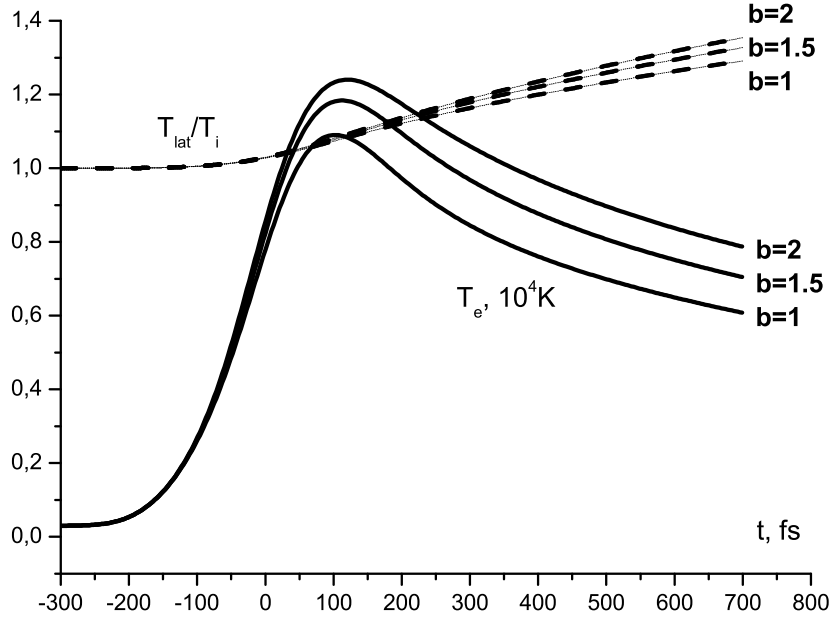


Рис. 3: Зависимость температур электронов (сплошные кривые) и решетки (штриховые кривые) на поверхности золота при воздействии импульса от CO_2 -лазера, $\omega = 1.8 \cdot 10^{14} \text{с}^{-1}$. Длительность импульса $\tau_p = 140 \text{фс}$, плотность потока излучения в максимуме $I_{pump} = 4 \cdot 10^{12} \text{Вт/см}^2$. Импульс падает под углом к нормали $\theta = \pi/4$. Три кривые соответствуют трем значениям параметра b , определяющего частоту столкновений ν_λ .

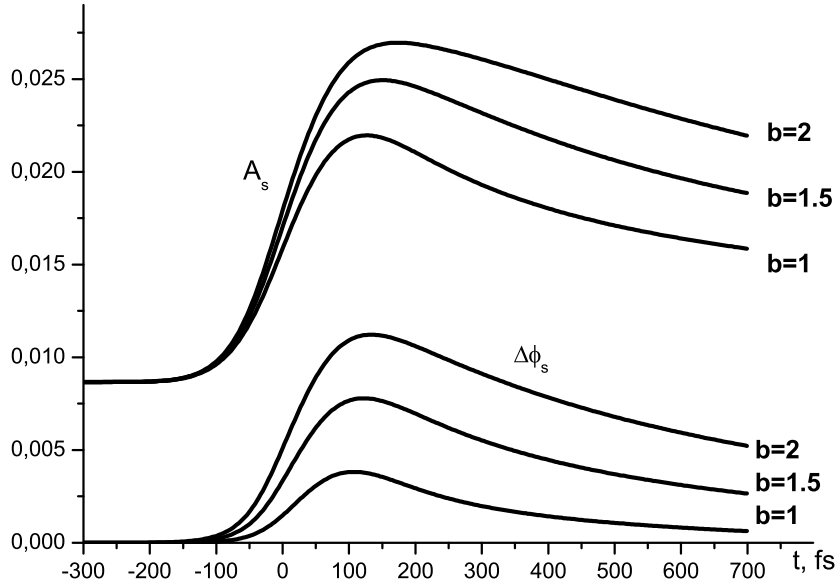


Рис. 4: Зависимость коэффициента поглощения s-поляризованного излучения и сдвига фазы отраженной волны от времени в случае $\sqrt{\nu\nu_\lambda} \gtrsim \omega$. Параметры излучения те же, что и в подписи к рис.3.

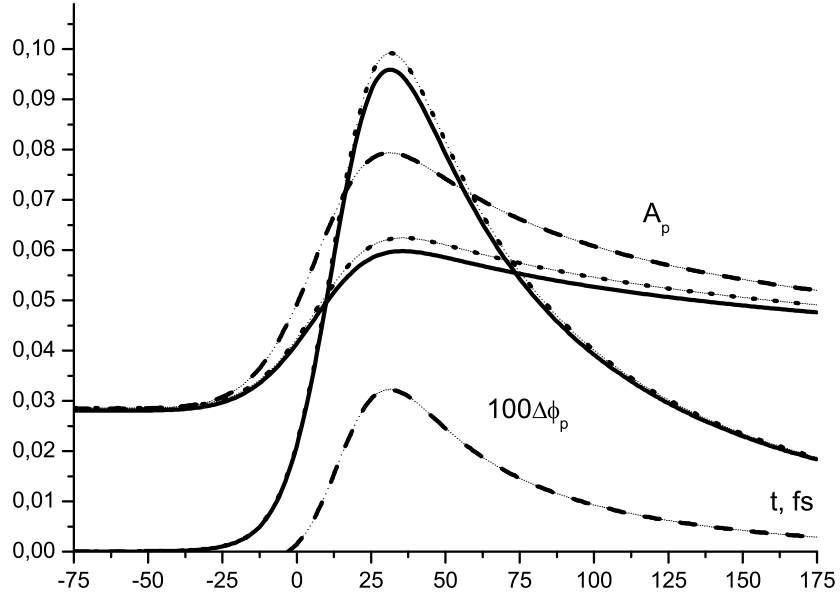


Рис. 5: Зависимость коэффициента поглощения р-поляризованного излучения и сдвига фазы отраженной волны от времени в случае $\nu \ll \omega$. Параметры излучения те же, что и в подписи к рис.1. Сплошные кривые соответствуют численному решению, штриховые – вычислениям по формулам Френеля, пунктирные – приближенным формулам (12),(13).

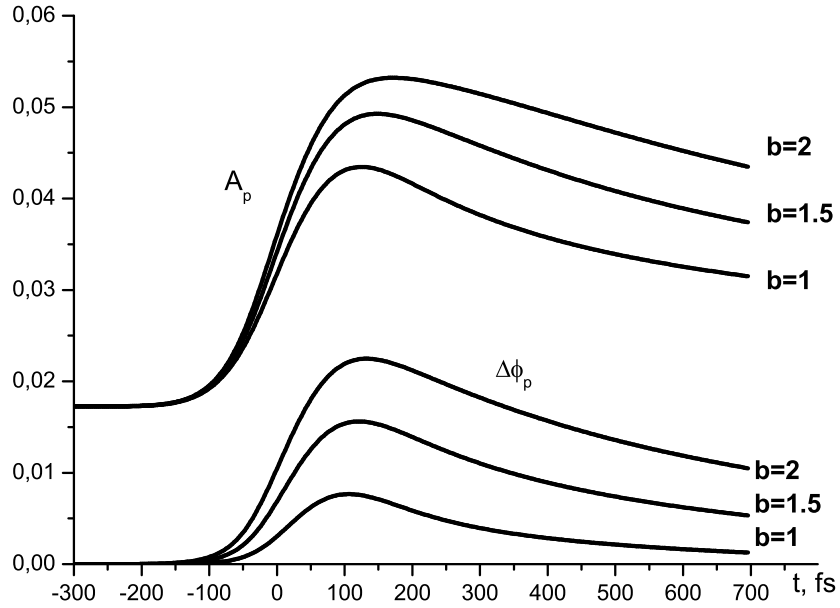


Рис. 6: Зависимость коэффициента поглощения р-поляризованного излучения и сдвига фазы отраженной волны от времени в случае $\sqrt{\nu\nu_\lambda} \gtrsim \omega$. Параметры излучения те же, что и в подписи к рис.3. Три кривые соответствуют трем значениям параметра b , определяющего частоту столкновений ν_λ .

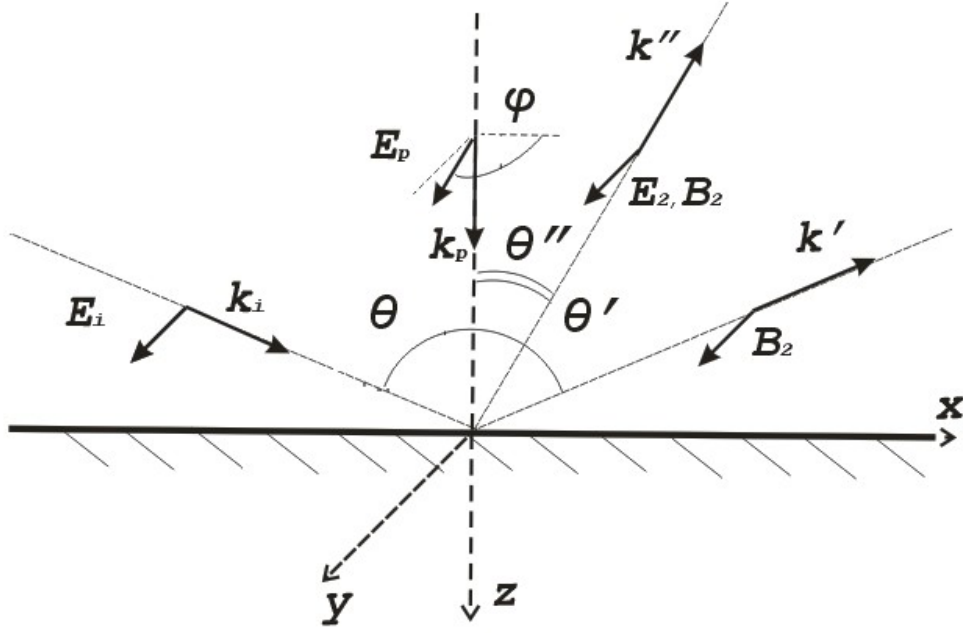


Рис. 7: Схема взаимодействия двух импульсов с металлом при генерации гармоник.

В **главе 5** изучена генерация второй гармоники металлом, быстро нагреваемым фемтосекундным лазерным импульсом [А3, А4, А5].

В **разделе 5.1** в приближении медленной амплитуды рассмотрено взаимодействие с металлом двух импульсов, один из которых падает вдоль нормали к поверхности металла, а второй – s-поляризованный – под углом θ (см.рис.7). Описаны структура электромагнитного поля и зависимость скорости направленного движения электронов на основной частоте ω . Получено выражение для $F_s(\omega, \mathbf{k})$ – комплексного коэффициента проникновения поля в металл, связывающего поле на поверхности металла $E_1(z = 0)$ с амплитудой поля волны, распространяющейся в направлении вектора $\mathbf{k}$:

$$F_s(\omega, \mathbf{k}) = \frac{2k_z}{k_z + i\kappa(\omega, k_x)}, \quad (14)$$

где $\kappa(\omega, k_x) = \sqrt{k_x^2 - \omega^2 \varepsilon(\omega)/c^2}$, $\mathbf{k} = (k_x, 0, k_z) = (k \sin \theta, 0, k \cos \theta)$. Диэлектрическая проницаемость $\varepsilon(\omega)$ считалась при этом однородной.

В **разделе 5.2** из уравнения для скорости направленного движения электронов на удвоенной частоте и найденной ранее скорости на основной частоте вычислен нелинейный ток $\mathbf{j}_{NL}$ в скин-слое при взаимодействии с

металлом двух импульсов, один из которых падает по нормали, а второй – под углом θ . При записи этого тока, являющегося источником излучения на удвоенной частоте, введен тензор нелинейной восприимчивости

$$\chi_{xy}(2\omega, \mathbf{k}_p, \mathbf{k}_i) = \frac{-i\nu}{\omega + i\nu} \chi_{xy}(2\omega, \mathbf{k}_p, \mathbf{k}_i) = -\frac{e\omega_p^2 \nu \sin \theta}{16\pi m c \omega (\omega + i\nu)^2 (2\omega + i\nu)}, \quad (15)$$

связывающий нелинейную поляризацию $\mathbf{P}_{NL} = \partial \mathbf{j}_{NL} / \partial t$ с создающими ее полями в металле на основной частоте. Существенно, что компонента тензора χ_{xy} пропорциональна частоте столкновений электронов и отвечает компоненте поляризации, параллельной поверхности металла.

В разделе 5.3 описана генерация излучения металлом, в котором присутствует наведенная поляризация, изменяющаяся с частотой Ω , промодулированная вдоль оси x с характерным масштабом $1/q_x$ и имеющая характерный размер приповерхностной локализации $1/\xi$. После сшивки решения волнового уравнения в вакууме в виде уходящей от поверхности волны с решением уравнения для поля в металле получены комплексные коэффициенты излучения металлом s- и p-поляризованных волн

$$\Phi_s(\Omega, q_x, \xi) = \frac{4i\pi}{[\xi + \varkappa(\Omega, q_x)] [q_z + i\varkappa(\Omega, q_x)]} \frac{\Omega^2}{c^2}, \quad (16)$$

$$\Phi_p(\Omega, q_x, \xi) = \frac{4\pi}{c} \frac{\Omega}{\varepsilon(\Omega) q_z + i\varkappa(\Omega, q_x)}, \quad (17)$$

определяющие связь между полем излучаемой волны и амплитудой наведенной поляризации P_{st} в среде: $E_{s,rad} = \Phi_s(\Omega, q_x, \xi) P_{st}$, $E_{p,rad} = \Phi_p(\Omega, q_x, \xi) P_{st}$.

В разделе 5.4 описаны поля волн с частотой 2ω , излучаемых металлом в зависимости от их поляризации и направления распространения. Показано, что при падении на металл двух волн, одна из которых – E_p – распространяется вдоль нормали, а вторая – E_i – под углом θ к нормали, генерируется три волны на удвоенной частоте (см.рис.7):

$$B_y^{(p)}(2\omega, 2\mathbf{k}') = \Phi_p(2\omega, 2k_x, 2\varkappa(\omega, k_x)) F_s^2(\omega, \mathbf{k}_i) \chi_{xy}(2\omega, \mathbf{k}_i, \mathbf{k}_i) E_i^2, \quad (18)$$

$$B_y^{(p)}(2\omega, \mathbf{k}'') = \Phi_p(2\omega, k_x, \varkappa(\omega, k_x) + \varkappa(\omega, 0)) \times \\ \times F_s(\omega, \mathbf{k}_i) F_s(\omega, \mathbf{k}_p) \chi_{xyy}(2\omega, \mathbf{k}_p, \mathbf{k}_i) E_i E_p \sin \phi, \quad (19)$$

$$E_y^{(s)}(2\omega, \mathbf{k}'') = \Phi_s(2\omega, k_x, \varkappa(\omega, k_x) + \varkappa(\omega, 0)) \times \\ \times F_s(\omega, \mathbf{k}_i) F_s(\omega, \mathbf{k}_p) \chi_{xyy}(2\omega, \mathbf{k}_p, \mathbf{k}_i) E_i E_p \cos \phi. \quad (20)$$

В направлении отражения наклонно падающей волны на основной частоте, определяемом вектором $\mathbf{k}'$, генерируется р-поляризованная волна второй гармоники. В направлении под углом $\mathbf{k}'' = k(\sin \theta, 0, -\sqrt{4 - \sin^2 \theta})$, меньшим угла отражения, распространяются две волны, появляющиеся вследствие смещения волн на основной частоте. Одна из этих волн имеет р-поляризацию, а другая – s-поляризацию. Показано, что при учете электронных столкновений имеется возможность снятия запрета на генерацию s-поляризованной второй гармоники гладкой однородной поверхностью, причем плотность потока энергии в излучаемой волне пропорциональна квадрату частоты столкновений электронов. В случае выполнения неравенств $\nu \ll \omega$, $\omega_p^2/\omega^2 \gg h^2|\varepsilon_0(h\omega)|$, $h = 1, 2$, эффективности генерации волн на удвоенной частоте определяются выражениями

$$H_s(\mathbf{k}'') = \frac{|\mathbf{S}_s(\mathbf{k}'')|}{I_p I_i} \simeq \frac{32\pi}{9} \frac{e^2 \nu^2}{m^2 c^3 \omega_p^4} \sin^2 \theta \cos^2 \theta \cos^2 \phi, \quad (21)$$

$$H_p(\mathbf{k}'') = \frac{|\mathbf{S}_p(\mathbf{k}'')|}{I_p I_i} \simeq \frac{128\pi}{3 + \cos^2 \theta} \frac{e^2 \omega^2}{m^2 c^3 \omega_p^4} \sin^2 \theta \cos^2 \theta \sin^2 \phi, \quad (22)$$

$$H_p(2\mathbf{k}') = \frac{|\mathbf{S}_p(\mathbf{k}')|}{I_i^2} \simeq 32\pi \frac{e^2 \omega^2}{m^2 c^3 \omega_p^4} \sin^2 \theta \cos^2 \theta, \quad (23)$$

где $\mathbf{S}_{s,p}(\mathbf{k})$ – вектор Пойнтинга в s- или p-поляризованном импульсе второй гармоники, излучаемой металлом в направления $\mathbf{k}$, I_i и I_p – плотности потока энергии в импульсе накачки и пробном импульсе на основной частоте. При $\nu \gg \omega$, $\omega_p^2/\nu\omega \gg h|\varepsilon_0(h\omega)|$, $h = 1, 2$, для эффективности генерации s-поляризованной гармоники имеем

$$H_s(\mathbf{k}'') = \frac{|\mathbf{S}_s(\mathbf{k}'')|}{I_p I_i} \simeq \frac{32\pi}{3 + 2\sqrt{3}} \frac{e^2 \omega^2}{m^2 c^3 \omega_p^4} \sin^2 \theta \cos^2 \theta \cos^2 \phi, \quad (24)$$

а генерация p -поляризованных гармоник описываются выражениями (22),(23).

В **разделе 5.5** описано влияние быстрого нагрева электронов металла на эффективность генерации гармоник. В типичных для эксперимента условиях, решены уравнения двухтемпературной модели для T_e и T_{lat} . Для иллюстрации зависимости эволюции температур от параметров a и b вычисления проведены не только для значений $a = 1$, $b = 2$, определенных в [31] из обработки данных по поглощению излучения в золоте [32], но и для меньших значений, $a = 0.5$, $b = 1$. Эволюция температур электронов и решетки на поверхности металла представлена на рис.8. В условиях, когда температура электронов достигает значений порядка 10^4K , а частота электронных столкновений в основном определяется электрон-электронными столкновениями, вычислены эффективности генерации всех трех волн на удвоенной частоте. Выявлен существенный рост эффективности генерации s -поляризованной второй гармоники (21) при увеличении температуры электронов, в то время как для p -поляризованных гармоник (22),(23) имеет место небольшое снижение эффективности генерации при нагреве (рис.9). Для металла с холодными электронами плотность потока s -поляризованного излучения на частоте второй гармоники составляет порядка 10^{-2}Вт/см^2 , а при нагреве в описанных выше условиях возрастает до 10^{-1}Вт/см^2 .

Поскольку эффективность генерации s -поляризованной второй гармоники имеет резкую зависимость от частоты столкновений электронов, то ее использование для определения частот столкновений электронов в металле предпочтительнее, чем p -поляризованных гармоник. Для более точной интерпретации возможного эксперимента, в **разделе 5.6** отдельно описана генерация s -поляризованной второй гармоники при учете неоднородного нагрева металла [A5]. Уравнения, описывающие поля на основной и удвоенной частоте в металле, записаны с учетом неоднородности диэлектрической проницаемости по скин-слою. Показано, что в типичных для эксперимента условиях эффективность генерации будет примерно вдвое меньшей, чем

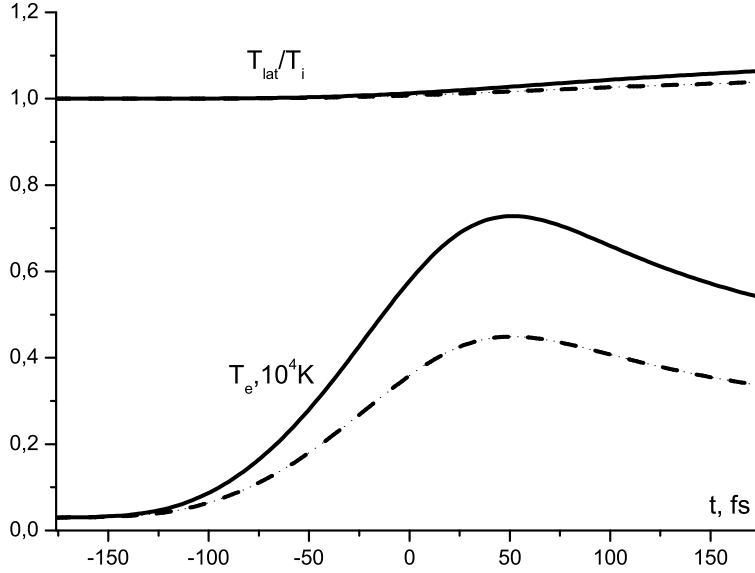


Рис. 8: Эволюция во времени температур электронов и решетки на поверхности золота. Расчет выполнен при $a = 1$, $b = 2$ (сплошные кривые) и $a = 0.5$, $b = 1$ (штриховые кривые), для греющего импульса от лазера на хром-форстерите, $\omega = 1.5 \cdot 10^{15} \text{с}^{-1}$. Длительность импульса $\tau_p = 80 \text{фс}$, плотность потока излучения в максимуме $I_{\text{pump}} = 3 \cdot 10^{12} \text{Вт/см}^2$.

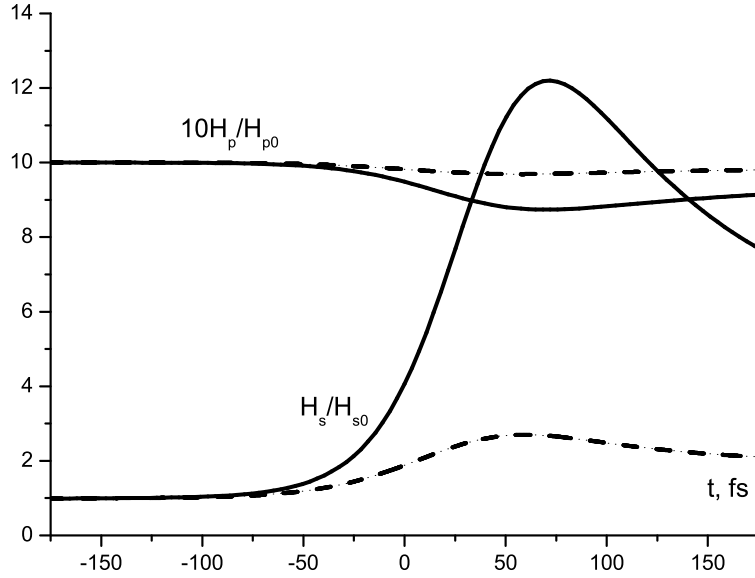


Рис. 9: Эволюция во времени эффективностей генерации s - и p -поляризованных волн с частотой 2ω , распространяющихся в направлении $\mathbf{k}''$, отнесенных к эффективностям $H_{s0}(\mathbf{k}'')$ и $H_{p0}(\mathbf{k}'')$ при невозмущенной температуре. Параметры и условные обозначения те же, что и в подписи к рис. 8. Импульс пробной волны падает под углом к нормали $\theta = \pi/4$, а его длительность равна длительности греющего импульса. $H_p(2\mathbf{k}')/H_{p0}(2\mathbf{k}') \simeq H_p(\mathbf{k}'')/H_{p0}(\mathbf{k}'')$.

без учета неоднородности. Импульс на частоте второй гармоники отстает от импульсов отраженных волн на основной частоте на 4фс, что связано с резким ростом температуры и, как следствие, эффективности генерации на начальной стадии нагрева (см. рис.10). Эта же причина приводит к эффекту небольшого нелинейного укорочения длительности импульса s-поляризованной второй гармоники, которая равна 12фс, что на 2фс меньше, чем следовало бы ожидать при пренебрежении быстрым нагревом.

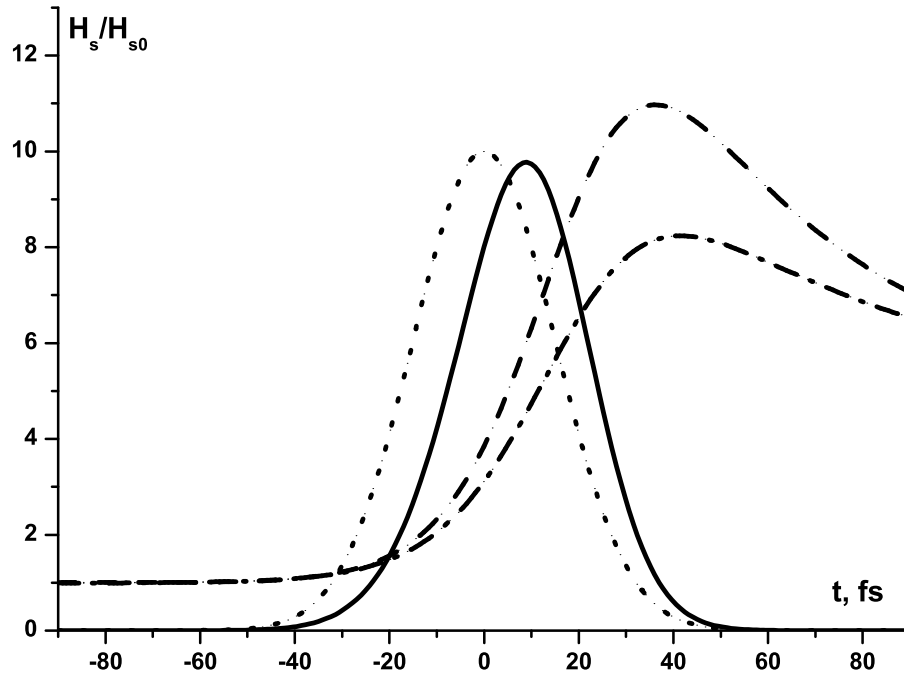


Рис. 10: График функции $H_s(t)/H_s(t \rightarrow -\infty)$ характеризующей эффективность генерации s-поляризованной второй гармоники при смещении импульсов от лазера на хром-форстерите, $\omega = 1.5 \cdot 10^{15} \text{с}^{-1}$. Штрих-пунктирная кривая – численный расчет, штриховая кривая – расчет, не учитывающий неоднородность нагрева электронов. Сплошная кривая соответствует функции $10I_{2\omega}(t)/I_{2\omega}(0)$, описывающей форму и положение импульса на частоте второй гармоники, пунктирная кривая – той же функции, но без учета неоднородности нагрева. Длительность импульсов $\tau_p = 40 \text{фс}$, плотность потока излучения в максимуме греющего импульса $I_{pump} = 5 \cdot 10^{12} \text{Вт/см}^2$, плотность потока излучения в максимуме пробного импульса $I_{pump} = 5 \cdot 10^{11} \text{Вт/см}^2$. Импульс пробной волны падает под углом к нормали $\theta = \pi/4$.

В **главе 6** изучена генерация третьей гармоники металлом с горячими электронами [А6].

В **разделе 6.1** приведены основные соотношения, на которых основывается описание генерации третьей гармоники. В условиях нормального скин-эффекта из уравнений для поля и температуры получены уравнения для поля на основной и утроенной частоте и температуры на удвоенной частоте.

В **разделе 6.2** приведено решение уравнений для поля и температуры электронов в металле на основной и удвоенной частоте. Показано, что при условии

$$I \ll \frac{\pi}{16} \frac{c}{\varepsilon_F} n (k_B T_i)^2, \quad (25)$$

где I – плотность потока энергии пробного импульса, T_i – начальная температура электронов металла, поглощение пробного импульса приводит к незначительному изменению температуры электронов.

В **разделе 6.3** решено уравнение для поля на утроенной частоте и вычислена эффективность генерации третьей гармоники

$$\eta(3\omega) = \frac{I(3\omega)}{I} = \frac{8}{2 + \sqrt{3}} F^2(L) \frac{\omega}{\nu_0} \frac{\nu_{ee}^2}{\omega_p^2} \left[\frac{I}{c T_i C_0} \right]^2, \quad (26)$$

где C_0 и ν_0 – соответственно теплоемкость электронов и частота электронных столкновений в металле при температуре T_i ,

$$F(L) = \frac{1 + L(3 + \sqrt{3})}{(1 + 2L)[1 + L(1 + \sqrt{3})]}, \quad (27)$$

$$L^2 = \frac{v_F^2}{3\nu_\lambda \omega d_0^2} = \left(\frac{v_F}{c} \omega_p \right)^2 \frac{1}{6\nu_\lambda \nu_0}, \quad (28)$$

d_0 – глубина скин-слоя, также при температуре T_i . Явная квадратичная зависимость от ν_{ee} является указанием на удобство использования третьей гармоники в качестве инструмента для экспериментального определения этой частоты.

В **разделе 6.4** проведены численные оценки эффективности генерации третьей гармоники в типичных для эксперимента условиях. Показано, что

при температуре электронов золота порядка 1эВ, плотности потока излучения CO_2 -лазера порядка 10^{11} Вт/см² и длительности импульса в несколько сотен фемтосекунд, эффективность генерации $\eta \sim 10^{-10}$, что приводит к легко измеримым в эксперименте значениям плотности потока на утроенной частоте порядка 10Вт/см².

В **приложении I** описана генерация тока увлечения s-поляризованной волной [A3]. Получены выражения для тока увлечения и величины магнитного поля на поверхности металла в случае, когда частота столкновений электронов мала по сравнению с частотой излучения:

$$j_d \simeq \frac{4eI}{mc^2} \sin \theta \cos^2 \theta, \quad (29)$$

$$B_0(z=0) \simeq \frac{8\pi eI}{mc^2\omega_p} \sin \theta \cos^2 \theta. \quad (30)$$

При воздействии на золото импульса, падающего под углом $\theta = \pi/4$, плотность потока излучения в котором порядка 10^{13} Вт/см², скорость направленного движения электронов составляет около $8 \cdot 10^3$ см/с, а магнитное поле, создаваемое этим током у поверхности, равно 80Гс.

В **приложении II** приведен вывод приближенных аналитических формул для коэффициента поглощения (8),(12) и сдвига фазы отраженной волны (9),(13) в случае, когда частота столкновений электронов мала по сравнению с частотой воздействующего на металл излучения.

В **заключении** приведены основные результаты диссертации:

1. Найдены коэффициент поглощения и сдвиг фазы отраженной s- и р-поляризованной волны в условиях быстрого неоднородного нагрева металла. Получено численное решение уравнений для электромагнитного поля и температур электронов и решетки при воздействии импульса длительностью в несколько десятков фемтосекунд на мишень из золота. Показано, как следует модифицировать формулы Френеля для адекватного описания поглощения и отражения излучения фемтосекундных импульсов металлом. Продемонстрирована возможность определения частоты электрон-электронных столкновений по измерениям коэффициента поглощения и сдвига фазы отраженной волны.

2. Построена теория генерации гармоник и тока увлечения металлом в условиях смещения падающей на металл по нормали волны и наклонно падающей s-поляризованной волны. Получены выражения для эффективностей преобразования излучения на основной частоте в излучение на удвоенной частоте для трех генерируемых волн частоты 2ω , две из которых имеют p-поляризацию, а одна – s-поляризацию.
3. Предсказано существование s-поляризованной второй гармоники, возникающей при смещении пробной s-волны и греющей металл волны. Показано, что генерация s-поляризованной второй гармоники возможна при воздействии на гладкую однородную поверхность металла при учете столкновений электронов. Установлено, что в случае частот излучения, высоких по сравнению с частотой столкновений электронов, имеет место квадратичная зависимость эффективности генерации этой гармоники от частоты столкновений электронов. Это делает s-поляризованную вторую гармонику удобной для определения частот столкновений электронов в металле ввиду существенного роста частоты электрон-электронных столкновений при быстром нагреве электронов металла.
4. В условиях нормального скин-эффекта найдена эффективность генерации третьей гармоники горячими электронами металла, пропорциональная квадрату частоты электрон-электронных столкновений. Такая зависимость эффективности генерации гармоники от частоты столкновений электронов позволяет использовать ее для экспериментального определения частоты столкновений электронов, определяющей статическую проводимость.

Список литературы

- [1] Itina T.E., Vidal F., Delaporte Ph., Sentis M. Numerical study of ultra-short laser ablation of metals and of laser plume dynamics // Applied Physics A 2004, V.79, P.1089-1092.

- [2] Ihlemann J., Wolff B., Simon P. Nanosecond and femtosecond excimer laser ablation of fused silica // *Applied Physics A* 1992, V.54, P.363-368.
- [3] Vorobyev A. Y. , Guo C. Colorizing metals with femtosecond laser pulses // *Appl. Phys. Lett.* 2008, V.92, 041914[2 pages]
- [4] Миронов Б.Н., Асеев С.А., Миногин В.Г., Чекалин С.В. Формирование электронного пучка длительностью менее 100 фс, образованного фотоэмиссией электронов фемтосекундными лазерными импульсами // *ЖЭТФ* 2008, Т.133, С.1155-1161.
- [5] Costache F., Kouteva-Arguirova S., Reif J. Subdamage threshold femtosecond laser ablation from crystalline Si: surface nanostructures and phase transformation // *Applied Physics A* 2004, V.79, P.1429-1432.
- [6] Zweiback J., Smith R.A., Cowan T.E., Hays G., Wharton K.B., Yanovsky V.P., Ditmire T. Nuclear fusion driven by coulomb explosions of large deuterium clusters // *Phys. Rev. Lett.* 2000, V.84, P.2634-2637.
- [7] Борн Э., Вольф Э. Основы оптики, М.: Наука, 1973.
- [8] Гинзбург В.Л., Силин В.П. О влиянии междуэлектронных столкновений на электропроводность и скин-эффект в металлах // *ЖЭТФ* 1955, Т.29, С.64.
- [9] Lekner J., Theory of reflection of electromagnetic and particle waves, Dordrecht: Matrinus Nijhof Publishers, 1987.
- [10] Epstein P.S. Reflection of waves in an inhomogeneous absorbing medium // *Proc.Natl.Acad.Sci. USA* 1930, V.16, P.627-637.
- [11] Lekner J., Light in periodically stratified media // *J.Opt.Soc.Am. A* 1994, V.11, P.2892-2899.
- [12] Fechtchenko R.M., Popov A.V., Vinogradov A.V. On reflection from surfaces with a thin overlayer // *Journal of Russian Laser Research* 2001, V.22, P.139-148.
- [13] Канавин А.П., Мищик К.Н., Урюпин С.А. Отражение и поглощение р-поляризованной волны металлом с неоднородной температурой электронов // *Квантовая Электроника* 2009, Т. 39, С. 839-844.
- [14] Kanavin A.P., Mishchik K.N., Uryupin S.A. Optical properties of metals with inhomogeneously heated electrons // *Journal of Russian Laser Research* 2008, V.29, P.123-132.
- [15] Гинзбург В.Л., Мотулевич Г.П. Оптические свойства металлов // *УФН* 1955, Т.55, С.469-535.
- [16] Строганов В.И. Нелинейная металлооптика, Новосибирск: Наука, 1977.
- [17] Ахманов С.А., Хохлов Р.В. Проблемы нелинейной оптики, М.: ВИНТИ, 1964.
- [18] Franken P.A., Hill A.E., Peters C.W., Weinreich G. Generation of optical harmonics // *Phys. Rev. Lett.* 1961, V.7, P.118-119.

- [19] Brown F., Parks R.E., Sleeper A.M. Nonlinear optical reflection from a metallic boundary // Phys. Rev. Lett. 1965, V.14, P.1029-1031.
- [20] Armstrong J.A., Bloembergen N., Ducuing J., Pershan P.S. Interactions between light waves in a nonlinear dielectric // Phys. Rev. 1962, V.127, P.1918-1939.
- [21] Jha S.S. Theory of optical harmonics generation at a metal surface // Phys.Rev. 1965, V. 140, P.A2020-A2030.
- [22] Sipe J.E., So V.C.Y., Fukui M., Stegeman G.I. Analysis of second-harmonic generation at metal surfaces // Phys.Rev.B. 1980, V.21, P.4389-4402.
- [23] Каганов М.И., Лифшиц И.М., Танатаров Л.В. К теории радиационных изменений в металлах // Атомная Энергия 1959, Т.6, С.391-406.
- [24] Анисимов С.И., Капелиович Б.Л., Перельман Т.Л. Электронная эмиссия с поверхности металлов под действием ультракоротких лазерных импульсов // ЖЭТФ 1974, Т.66, С.776-781.
- [25] Hüttner B. The theory of laser materials processing // Springer Series in Materials Science 2009, V.119, P.315-337.
- [26] Lin Zh., Zhigilei L.V., Celli V. Electron-phonon coupling and electron heat capacity of metals under conditions of strong electron-phonon nonequilibrium // Phys. Rev. B 2008, V. 77, 075113[17 pages].
- [27] Абрикосов А.А Основы теории металлов, М.: Наука, 1987.
- [28] Пайерлс Р. Квантовая теория твердых тел, М.: ИИЛ, 1956.
- [29] Lawrence W.E. Electron-electron scattering in the low-temperature resistivity of the noble metals // Phys. Rev. B 1976, V.13, P.5316-5319.
- [30] Иногамов Н.А., Петров Ю.В. Теплопроводность металлов с горячими электронами // ЖЭТФ 2010, Т.137, С.505-529.
- [31] Исаков В.А., Канавин А.П., Урюпин С.А. Поглощение фемтосекундного лазерного импульса металлами и возможность определения эффективных частот электрон-электронных столкновений // Квантовая Электроника 2006, Т.36, С.928-932.
- [32] Guo C., Rodrigues G., Taylor A.J. Ultrafast dynamics of electron thermalization in gold // Phys. Rev. Lett. 2001, V. 86, P.1638-1641.

Список работ, опубликованных по теме диссертации

- [A1] Bezhanov S.G., Kanavin A.P., Uryupin S.A. Influence of fast electrons heating on the optical properties of metals // Journal of Russian Laser Research 2010, V. 31, P. 501-509.

- [A2] Бежанов С.Г., Канавин А.П., Урюпин С.А. Взаимодействие фемтосекундного импульса р-поляризованной волны с быстро нагреваемым металлом // Квантовая Электроника 2011, Т.41, С.447-452.
- [A3] Бежанов С.Г., Урюпин С.А. Генерация второй гармоники и тока увлечения быстро греющей металл s-поляризованной волной // Квантовая Электроника 2010, Т. 40, С. 51-58.
- [A4] Бежанов С.Г., Урюпин С.А. Генерация гармоник при смешении s-поляризованной волны и греющей металл волны // Квантовая Электроника 2010, Т. 40, С. 495-503.
- [A5] Bezhanov S.G., Kanavin A.P., Uryupin S.A. S-polarized second harmonic generation under conditions of inhomogeneous heating of electrons in metals // Journal of Russian Laser Research 2010, V. 31, P. 443-451.
- [A6] Bezhanov S.G., Kanavin A.P., Uryupin S.A. Third harmonic generation by hot electrons in metals // Journal of Russian Laser Research 2008, V. 29, P.219-226.
- [A7] Bezhanov S.G., Uryupin S.A. Harmonics generation by mixing of s-wave with metal-heating wave // Proc. SPIE 7993, 79930L[9 pages], 2010.
- [A8] Бежанов С.Г., Канавин А.П., Урюпин С.А. Генерация третьей гармоники горячими электронами металла // Тезисы докладов XXXVI Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС 2009, С.315.
- [A9] Бежанов С.Г., Урюпин С.А. Генерация второй гармоники и тока увлечения быстро греющей металл S-поляризованной волной // Тезисы докладов XXXVII Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС 2010, С.300.
- [A10] Bezhanov S.G., Uryupin S.A. Harmonics generation by mixing of s-wave with metal-heating wave. // The International Conference on Coherent and Nonlinear Optics, The Lasers, Applications, and Technologies (ICONO/LAT-2010) (August 23-27, 2010, Kazan, Russia). Technical Digest. ITuQ2(2010)
- [A11] Bezhanov S.G., Kanavin A.P., Uryupin S.A. Transient optical response of metals irradiated by a femtosecond laser pulse // The International Conference on Coherent and Nonlinear Optics, The Lasers, Applications, and Technologies (ICONO/LAT-2010) (August 23-27, 2010, Kazan, Russia). Technical Digest. ITuQ35(2010)
- [A12] Бежанов С.Г., Канавин А.П., Урюпин С.А. Взаимодействие фемтосекундных импульсов с быстро нагреваемым металлом // Тезисы докладов научной сессии НИЯУ МИФИ 2011, Т.2, С.171.
- [A13] Бежанов С.Г., Канавин А.П., Урюпин С.А. Поглощение и отражение лазерных импульсов фемтосекундной длительности металлами // Тезисы докладов XXXVIII Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС 2011, С.326.