

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. П.Н. ЛЕБЕДЕВА РОССИЙСКОЙ
АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Данилов Егор Алексеевич

**Нелинейные явления при взаимодействии импульсов
лазерного излучения с проводниками**

Специальность 1.3.19 –

Лазерная физика

Автореферат

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Москва – 2025

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физическом институте имени П. Н. Лебедева Российской академии наук (ФИАН).

Научный руководитель: **Урюпин Сергей Александрович**
доктор физико-математических наук

Официальные оппоненты: **Кузелев Михаил Викторович**
доктор физико-математических наук, профессор
кафедры физической электроники физического
факультета Московского государственного уни-
верситета имени М.В. Ломоносова

Оладышкин Иван Владимирович
кандидат физико-математических наук, старший
научный сотрудник Лаборатории нелинейной
спектроскопии Отдела нелинейной электродина-
мики Института прикладной физики им. А.В.
Гапонова-Грехова Российской академии наук

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки Федеральный исследовательский
центр «Институт общей физики им. А.М. Прохо-
рова Российской академии наук»

Защита состоится «13» октября 2025 г. в 10:00. на заседании диссертационного
совета 24.1.262.01 на базе Физического института им. П.Н. Лебедева РАН по ад-
ресу: 119991, г. Москва, Ленинский проспект, д. 53.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФИАН, а также на сайте ин-
ститута www.lebedev.ru.

Автореферат разослан «___» _____ 2025 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета 24.1.262.01
доктор физико-математических наук

А. С. Золотько

Общая характеристика работы

Актуальность темы исследования

Взаимодействие лазерного излучения с металлами сопровождается различными нелинейными явлениями. Одним из них является генерация широкополосных терагерцевых полей. Актуальность исследования этого явления связана с возможностью применения терагерцевых импульсов для различных практических задач. К примеру, терагерцевые импульсы широко используются при изучении различных свойств образцов, в спектроскопии, при изучении динамики носителей заряда на пикосекундных и субпикосекундных временных масштабах в металлах, полуметаллах, полупроводниках или графене, применяются при управлении химическими реакциями или при манипулировании электронными состояниями в квантовых ямах, а также в медицине.

Ряд работ посвящен экспериментальному изучению генерации терагерцевых полей, возникающих при облучении металлов фемтосекундными импульсами лазерного излучения [1—5]. В них измерены длительности и формы импульсов низкочастотных полей, распределения энергии низкочастотного поля по углам и частотам, и эффективность конверсии лазерного излучения в низкочастотное излучение. Изучено влияние поляризации и интенсивности лазерного излучения, а также размеров образца на генерацию низкочастотных полей. Теоретическому описанию генерации низкочастотного излучения посвящены работы [6—9]. В них показано, что источником терагерцевых полей являются низкочастотные нелинейные токи, возникающие у поверхности металла [6—9]. Предложено несколько механизмов генерации таких токов. Одним из них является пондеромоторное воздействие на электроны проводимости [7]. Второй причиной возникновения низкочастотного тока является градиент давления электронов [8; 9]. Наличие такого градиента связано с неоднородностью температуры электронов, возникающей при поглощении лазерного излучения. Если лазерное излучение падает под углом к поверхности металла, то возможна генерация и за счет возникновения тока увлечения, текущего вдоль поверхности металла. Сравнительный анализ этих механизмов генерации показывает, что если за время воздействия лазерного импульса происходит мало электронных столкновений в поле лазерного излучения, то генерация за счет пондеромоторного воздействия является домини-

рующей. В противоположном случае генерация за счет градиента давления электронов и тока увлечения является определяющей. В работе [6] описана генерация низкочастотного излучения при воздействии на металл сфокусированного лазерного излучения, падающего нормально к поверхности металла. При этом в [6] рассматривалась генерация низкочастотного излучения только за счет пондеромоторной силы. Генерация за счет градиента давления электронов в этой работе рассмотрена не была. Поскольку такой механизм генерации может быть доминирующим, то представляет интерес дополнить теорию, сформулированную в работе [6], учетом вклада от давления электронов. Это сделано в Главе 1 и 2 диссертации.

Помимо генерации терагерцового излучения также возможно нелинейное возбуждение низкочастотных поверхностных волн. Экспериментально показана возможность такого нелинейного возбуждения низкочастотных поверхностных волн за счет пондеромоторного воздействия на электроны при смешивании лазерного излучения с различными несущими частотами [10; 11]. Вместе с тем теоретически предсказано, что возможно возбуждение низкочастотных поверхностных волн при воздействии сфокусированного лазерного излучения на металл [6; 7]. Они возбуждаются вместе с терагерцовым излучением и за счет тех же механизмов генерации. Возбуждение низкочастотных поверхностных волн сфокусированным лазерным излучением отчасти аналогично возбуждению поверхностных волн в процессе дифракции оптического излучения на субволновых отверстиях или неровностях поверхности проводника [12—15]. Поскольку низкочастотные поверхностные волны возникают вместе с низкочастотным излучением, то возникает вопрос об их конкуренции вблизи поверхности. Вместе с тем в работах [6; 7] не учитывалось излучение вдоль поверхности металла, и данный вопрос исследован не был. Также в работах [6; 7] не учтен вклад в генерацию поверхностных волн от градиента давления электронов. Описанию генерации низкочастотных поверхностных волн с учетом такого механизма, определению области их доминирования, условий существования такой области, а также наиболее оптимальных условий возбуждения поверхностной волны посвящены Главы 1 и 2 диссертации.

Еще одним нелинейным эффектом, возникающим при облучении металла коротким импульсом лазерного излучения, является генерация пикосекундных

звуковых импульсов [16—25]. Интерес к изучению генерации таких акустических импульсов и их свойств связан с возможностью их широкого применения в диагностике диэлектриков и проводящих сред на глубинах, больших глубинах скин-слоя. Также пикосекундные акустические импульсы находят применение в диагностике без повреждения образца. Методы пикосекундной лазерной акустики используются при изучении физических свойств материалов, поиске дефектов и трещин, изучении структуры образцов, диагностике наномасштабных объектов.

Пионерские исследования лазерной генерации и детектирования звука в металлах были проведены в 80-х годах прошлого века [16]. В них продемонстрирована возможность генерации коротких пикосекундных звуковых импульсов при облучении пленки никеля импульсом лазерного излучения. При этом для детектирования звука измерялось изменение коэффициента отражения, вызванное наличием деформации решетки. Для измерения такого изменения коэффициента отражения также использовали лазерное излучение, задержанное во времени. Схема накачки-зондирования стала основой дальнейших фундаментальных исследований лазерной генерации звука в металлах [17; 19; 20]. В настоящий момент принято, что возникновение звука в металлах можно объяснить двумя механизмами генерации [21]. Первый из них связан с быстрым нагревом решетки, приводящим к ее тепловому расширению. Второй механизм генерации связан с нагревом электронов. Нагрев электронов приводит к возникновению градиента их давления, что, в свою очередь, приводит к смещению атомов решетки из равновесных положений и, как следствие, к генерации звука. При поглощении лазерного излучения поглощенная энергия передается в основном электронам, и сначала нагреваются они. Далее, на временах порядка пикосекунды, энергия передается электронам к решетке. При этом в металлах обычно теплоемкость решетки значительно превосходит теплоемкость электронов. Поэтому решетке передается почти вся поглощенная энергия. Это приводит к тому, что на малых временах генерация обуславливается нагревом электронов, а на больших - нагревом решетки. То есть высокочастотный звук (субтерагерцового и терагерцового диапазона частот) связан в основном с нагревом электронов, а низкочастотный (гигагерцовый) с нагревом решетки. В толстых пленках металлов характерные частоты звука порядка нескольких гигагерц, и в них можно не учитывать вклад от нагрева электронов [17; 18; 20]. Ряд работ посвящен возбуждению звука в тонких пленках металлов [19; 22; 25].

В тонких пленках частоты звука могут быть больше 1 ТГц [25]. Для звука такого диапазона частот вклад от нагрева электронов значителен [22; 25]. Вместе с тем известно, что в терагерцовом диапазоне частот на динамику электронов оказывает влияние также и пондеромоторное воздействие. При этом пондеромоторное воздействие может доминировать над нагревом электронов. Однако влияние пондеромоторного воздействия на процесс генерации звука к настоящему моменту рассмотрено не было. Поэтому представляет интерес изучить генерацию за счет такого механизма и сравнить его с другими механизмами. Это сделано в разделе 5 Главы 3 настоящей работы.

Ряд работ посвящен возбуждению и детектированию звука в пленках металла на диэлектрической подложке. При этом для описания результатов экспериментов обычно используются либо численный анализ, либо простые теоретические модели, не учитывающие различные особенности, связанные с конечной толщиной пленки. Например, не учитывают структуру электромагнитного поля внутри пленки [17; 20; 22; 25], конечную теплопроводность металла [18; 19; 22; 25] или же влияние задней поверхности пленки на генерацию звука и отражение звука от нее [17]. Например, структура электромагнитного поля, греющего электроны, существенно изменяется при изменении толщины пленки, а также в зависимости от типа подложки. Также от толщины пленки зависит поле зондирующего излучения, что также важно учитывать при описании изменения коэффициента отражения, часто измеряемого в эксперименте. Зависящая от теплопроводности металла степень неоднородности температуры также существенно изменяется при изменении толщины пленки. Поэтому генерация звука в пленке имеет особенности, связанные с конечной толщиной пленки. Представляет интерес описать лазерную генерацию и детектирование звука в пленке металла на диэлектрической подложке с учетом конечной толщины пленки и физических параметров лазерного излучения и образца, а также оценить степень точности и границы применимости более простых моделей. Этому посвящены Главы 3 и 4 настоящей работы. При этом основной акцент сделан на анализе изменения коэффициента отражения металла, поскольку именно его измеряют в эксперименте.

Целями диссертационной работы являются теоретическое описание генерации низкочастотных поверхностных волн и низкочастотного излучения терагерцового диапазона частот, возникающих при облучении металла фемтосекунд-

ным импульсом лазерного излучения, сфокусированного в узкую полосу, а также описание генерации звука и вызываемого им изменения коэффициента отражения, возникающего при облучении пленки металла на диэлектрической подложке.

Для достижения поставленной цели в работе решались следующие **задачи**:

1. Провести сравнительный анализ низкочастотных полей вблизи поверхности металла. Определить условия существования области, в которой поверхностная волна превосходит поле излучения, и размеры этой области. Установить различия в форме импульсов генерируемых низкочастотных полей, позволяющие различать их в эксперименте.
2. Исследовать возможность повышения эффективности генерации низкочастотной поверхностной волны в условиях, когда эффективные частоты столкновений электронов в поле лазерного излучения и в низкочастотном поле сильно различаются.
3. Исследовать влияние пондеромоторного воздействия на электроны на генерацию звука терагерцового диапазона частот.
4. Дать описание изменения коэффициента отражения металла, возникающего из-за наличия смещения атомов. Проанализировать спектральный состав и зависимость от времени изменения коэффициента отражения при различных толщинах пленки и длинах волн зондирующего излучения.
5. Изучить влияние неоднородности температуры и структуры электромагнитного поля накачки на генерацию звука и изменение коэффициента отражения.

Научная новизна диссертации заключается в следующем:

1. Дан детальный анализ низкочастотных полей, возникающих при облучении металла коротким лазерным импульсом сфокусированного излучения. Определены условия, в которых возможно наблюдение низкочастотных поверхностных волн и изучены физические характеристики поля излучения.
2. Предложен новый механизм генерации звука - пондеромоторное воздействие. Показано, что учет этого механизма важен при описании лазерной генерации терагерцового звука.

3. Продемонстрировано влияние различных физических параметров на лазерную генерацию звука в пленке металла и на изменение коэффициента отражения металла, связанного с наличием смещения атомов решетки. Дана оценка степени точности различных моделей, используемых при описании генерации и детектирования звука.

Теоретическая и практическая значимость

Диссертационная работа имеет теоретический характер и представляет научный интерес с фундаментальной точки зрения, дополняя теорию возбуждения низкочастотных полей и звука в металлах. Анализ полученных результатов выполнен в условиях, соответствующих экспериментальным. Результаты работы представляют интерес для специалистов в области взаимодействия коротких лазерных импульсов с металлами и могут быть полезны при планировании экспериментов и анализе их результатов.

Положения, выносимые на защиту:

1. Если длительность лазерного импульса τ меньше обратной частоты столкновений электронов в низкочастотном поле $1/\nu_s$, то вблизи поверхности металла имеется область, в которой поле низкочастотной поверхностной волны доминирует над полем низкочастотного излучения. При этом, чем меньше параметр $\nu_s \tau$, тем больше размеры этой области.
2. Наиболее эффективное возбуждение низкочастотной поверхностной волны возможно в условиях, когда частота столкновений электронов в поле лазерного излучения ν намного превосходит частоту столкновений в низкочастотном поле ν_s . При этом длительность лазерного импульса τ должна удовлетворять условиям $\nu_s \tau \ll 1 \ll \nu \tau$.
3. Предложен новый механизм лазерной генерации звука - воздействие пондеромоторной силы на электроны. Показано, что этот механизм необходимо учитывать при описании генерации звука терагерцового диапазона частот.
4. Если переносимый электронами поток тепла достигает границы металл-диэлектрик до того, как энергия от электронов успевает передаться решетке, то генерация звука происходит у обеих поверхностей оптически толстой плен-

ки металла. В противоположном случае, звук генерируется только у границы металл-вакуум.

5. В однородно нагреваемой плёнке металла амплитуда генерируемого звука увеличивается при уменьшении её толщины. Если толщина плёнки превышает глубину скин-слоя на частоте лазерного излучения накачки, увеличение амплитуды обратно пропорционально толщине плёнки. Если толщина плёнки меньше глубины скин-слоя, а действительная часть коэффициента отражения лазерного излучения от подложки положительна, то возможно дополнительное усиление генерации звука за счет усиления поля в пленке. При этом амплитуда звука увеличивается обратно пропорционально квадрату толщины плёнки.

Достоверность полученных результатов обеспечивается надежностью применяемого математического аппарата и обоснованностью используемых приближений.

Апробация работы

Основные результаты по теме диссертации изложены в 9 научных статьях, опубликованных в рецензируемых научных журналах, индексируемых в международных базах данных Web of Science и Scopus. Помимо этого, результаты работы докладывались на IV International Conference on Ultrafast Optical Science «UltrafastLight-2020» (Moscow, 2020), VII Международной конференции «Лазерные, плазменные исследования и технологии» (Moscow, 2021), V International Conference on Ultrafast Optical Science «UltrafastLight-2021» (Moscow, 2021), VIII Международной конференции «Лазерные, плазменные исследования и технологии» (Moscow, 2022), VII International Conference on Ultrafast Optical Science «UltrafastLight-2023» (Moscow, 2023).

Личный вклад автора

Все представленные в диссертации результаты являются оригинальными и получены автором лично или при его непосредственном участии. Автором осуществлялись: аналитические расчеты, разработка программ для численного анализа полученных результатов, написание научных статей, подготовка и представление докладов на научных конференциях. Постановка задач исследований и интерпретация результатов выполнены совместно с научным руководителем.

Объем и структура диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 119 страниц и 27 рисунков. Список литературы содержит 120 наименований.

Основное содержание работы

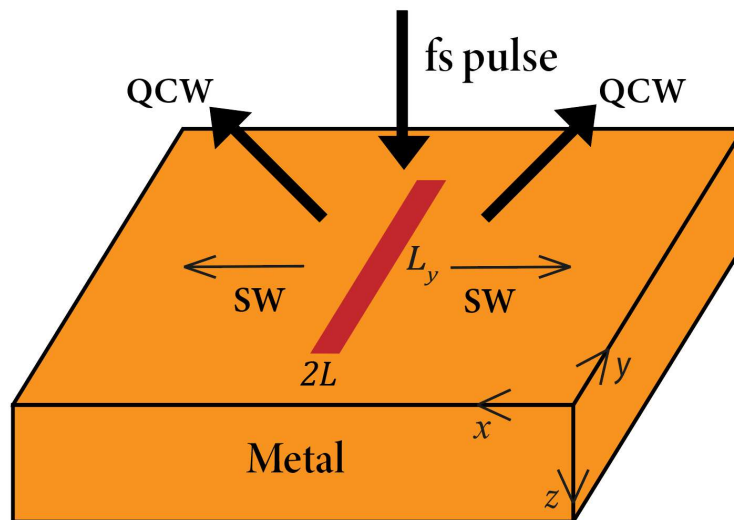


Рис. 1: Схема взаимодействия лазерного импульса с металлом. Здесь QCW обозначает поле низкочастотного излучения, имеющего вид квазицилиндрической волны, SW - низкочастотные поверхностные волны, распространяющиеся вдоль поверхности металла.

Глава 1 посвящена описанию теории генерации низкочастотных полей терагерцового диапазона частот, возникающих при воздействии на металл фемтосекундного импульса лазерного излучения, сфокусированного в узкую полосу на поверхности металла (см. Рис. 1). В **разделе 1.1** описан высокочастотный отклик металла, и получены выражения для высокочастотных полей и токов. **Раздел 1.2** посвящен описанию низкочастотного отклика металла. В нем записаны уравнения для низкочастотного магнитного поля, возникающего за счет пондеромоторного воздействия на электроны и градиента их давления, и получено общее интегральное выражение для фурье-образа низкочастотного магнитного поля. В **разделах 1.3 и 1.4** проведен подробный анализ этого выражения для случаев малой и большой диссипации энергии низкочастотного поля соответственно. В них показано,

что суммарное низкочастотное поле состоит из двух полей. Первое поле — поле низкочастотного излучения, имеющего вид квазицилиндрической волны [12; 13]. Второе поле — поле низкочастотной поверхностной волны [26; 27]. Общие выражения для фурье-образов этих полей записаны в **разделе 1.5**. Эти выражения легли в основу дальнейшего обсуждения.

Глава 2 посвящена изучению конкуренции низкочастотных полей поверхностной и квазицилиндрической волн, описанию пространственно-временной структуры низкочастотных полей, выявлению наиболее оптимальных условий возбуждения низкочастотной поверхностной волны и описанию физических характеристик поля излучения.

В **разделе 2.1** проведено сравнение между собой низкочастотных полей поверхностной волны и квазицилиндрической на различных расстояниях от полосы фокусировки. Для этого были использованы выражения для этих полей, полученные в **Главе 1**. Вблизи поверхности амплитуда квазицилиндрической волны уменьшается $\sim 1/\sqrt{x}$ при $x \ll 2|\varepsilon(1/\tau)|c\tau$, и как $\sim 1/x^{3/2}$ на больших расстояниях. Здесь x - расстояние вдоль поверхности металла от центра полосы фокусировки (см. Рис. 1), c - скорость света, τ - характерная длительность лазерного импульса, $\varepsilon(1/\tau)$ - диэлектрическая проницаемость металла на частоте $1/\tau$. В свою очередь амплитуда поля поверхностной волны почти постоянна при $x \ll (2|\varepsilon(1/\tau)|^2/\text{Im}\varepsilon(1/\tau))c\tau$, и экспоненциально уменьшается при больших x . Из проведенного сравнения между собой низкочастотных полей в различных областях следует, что конкуренция между полями поверхностной и квазицилиндрической волн определяется параметром $\nu_s\tau$, где ν_s - это эффективная частота столкновений электронов в низкочастотном поле. Если $\nu_s\tau \ll 1$, то вблизи поверхности металла в области $2|\varepsilon(1/\tau)|c\tau \ll x \ll (2|\varepsilon(1/\tau)|^2/\text{Im}[\varepsilon(1/\tau)])c\tau$ поле поверхностной волны больше, чем поле квазицилиндрической. Вне указанной области доминирует поле излучения. Если же $\nu_s\tau \gg 1$, то область доминирования поверхностной волны отсутствует, и на всех расстояниях от полосы фокусировки доминирует поле излучения.

В **разделе 2.2** изучены формы импульсов низкочастотных полей вблизи поверхности меди для случая, когда выполняется условие $\nu_s\tau \ll 1$. Импульсы полей поверхностной и квазицилиндрической волн приведены на Рис. 2. Согласно Рис. 2, поле квазицилиндрической волны представляет собой импульс, форма ко-

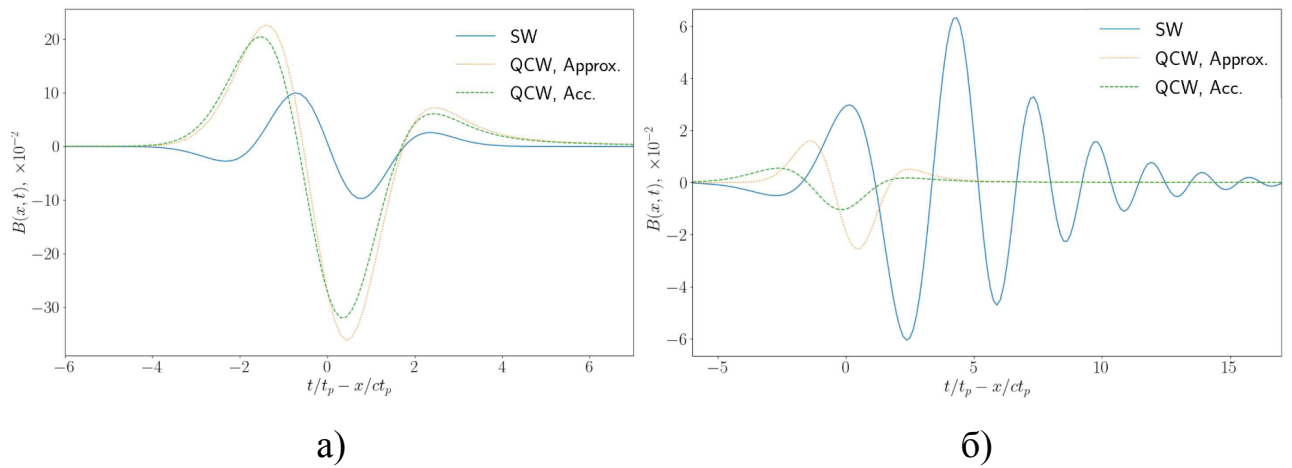


Рис. 2: Магнитное поля квазицилиндрической волны (штрихованная и пунктирная кривые) и поверхностной волны (сплошная линия) на поверхности меди на расстоянии а) $x = 0.15$ мм и б) $x = 30$ мм. Пунктирная кривая построена с помощью приближенного выражения для фурье-образа квазицилиндрической волны, а штрихованная построена с помощью вычитания вклада от поверхностной волны из выражения для суммарного поля. Магнитное поле приведено в относительных единицах.

торого слабо меняется по мере увеличения расстояния от полосы фокусировки. Пространственно-временная структура поля низкочастотной поверхностной волны выглядит несколько иначе. На сравнительно небольших расстояниях, которые определяются диэлектрической проницаемостью на характерных частотах низкочастотного излучения, поле низкочастотной поверхностной волны представляет собой импульс, форма которого мало отличается от формы импульса квазицилиндрической волны (см. Рис 2а). На больших расстояниях ширина импульса поверхностной волны увеличивается, на его профиле появляется больше осцилляций (см. Рис. 2б). Такое изменение формы импульса связано с дисперсией фазовой и групповой скоростей поверхностной волны, которая проявляется на достаточно больших расстояниях. Отметим также, что групповая скорость поверхностной волны меньше c , а квазицилиндрической волны равна c . Поэтому импульс поверхностной волны отстает по времени от импульса квазицилиндрической. При этом отставание растет по мере удаления импульсов от полосы фокусировки. Описанные отличия в пространственно-временной структуре полей поверхностной и квазицилиндрической волн позволяют их различить в эксперименте.

На Рис. 2 пунктирной кривой представлены расчеты магнитного поля ква-

зицилиндрической волны с использованием приближенного выражения, полученного в **Главе 1**, а штрихованная кривая отвечает точному результату, полученному с использованием общего интегрального выражения. Согласно Рис. 2а, на малых расстояниях приближенное описание дает хорошую точность. В свою очередь на больших расстояниях (см. Рис. 2б) погрешность расчетов увеличивается. Увеличение погрешности связано с тем, что расстояния, для которых выполнялись расчеты на Рис. 2, лежат на границе области применимости приближенного выражения для квазицилиндрической волны. На этих расстояниях закон затухания квазицилиндрической волны меняется с $\sim 1/\sqrt{x}$ на $\sim 1/x^{3/2}$.

Раздел 2.3 посвящен выявлению наиболее оптимальных условий возбуждения низкочастотной поверхностной волны. С этой целью рассмотрена генерация низкочастотных полей при различных параметрах $\nu_s\tau$ и $\nu\tau$. Здесь ν - эффективная частота столкновений электронов в поле лазерного излучения. Параметр $\nu_s\tau$ определяет существование области доминирования поверхностной волны. В свою очередь, параметр $\nu\tau$ определяет конкуренцию между вкладами в амплитуду генерируемых полей от пондеромоторного воздействия на электроны и градиента их давления. Чем больше параметр $\nu\tau$, тем больше становится вклад от градиента давления электронов, и тем больше амплитуда генерируемых полей. Это связано с более эффективным поглощением лазерного излучения при больших значениях параметра $\nu\tau$.

Были произведен расчет низкочастотных полей у поверхности серебра при различных τ и несущих частотах лазерного излучения ω_0 . Изменение ω_0 сопровождается изменением ν , в соответствии с соотношением $\nu = a + b\omega_0^2$ (a и b константы). На ν_s частота лазерного излучения не влияет. На Рис. 3 приведены импульсы генерируемых низкочастотных полей у поверхности серебра при $\omega_0 = 4.6 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$ и на расстоянии от полосы фокусировки $x = 5 \text{ см}$. Эти расстояния $\sim 2|\varepsilon(1/\tau)|c\tau$. На Рис. 3а представлен расчет при $\tau = 15 \text{ фс}$, а на Рис. 3б при $\tau = 15 \text{ фс}$. При $\tau = 15 \text{ фс}$ параметры $\nu\tau = 10$ и $\nu_s\tau = 0.71$, а при $\tau = 80 \text{ фс}$, в свою очередь, $\nu\tau = 53$ и $\nu_s\tau = 3.8$. Из сравнения штриховых и пунктирных кривых на Рис. 3а видно, что генерация, обусловленная градиентом давления, более эффективна, чем генерация из-за воздействия пондеромоторной силы. Это связано с тем, что параметр $\nu\tau \gg 1$. При $\tau = 15 \text{ фс}$ параметр $\nu_s\tau < 1$. Поэтому поле поверхностной волны заметно больше (см. Рис. 3а). При $\tau = 80 \text{ фс}$

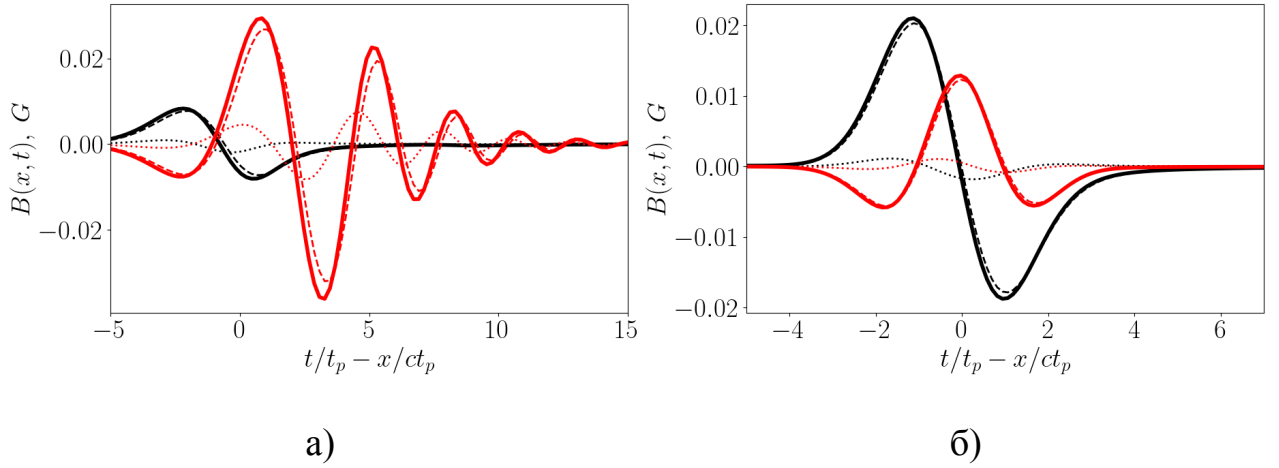


Рис. 3: Магнитное поле квазицилиндрической (черным) и поверхностной (красным) волн на поверхности серебра при $\omega_0 = 4.6 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$ на расстоянии от полосы фокусировки $x = 5 \text{ см}$ и а) $\tau = 15 \text{ фс}$ и б) $\tau = 80 \text{ фс}$. Штрихованные кривые - вклад от градиента давления электронов, пунктирные кривые - вклад от воздействия пондеромоторной силы, сплошная кривая - сумма этих вкладов.

(Рис. 3б) генерация волн, обусловленная градиентом давления, возникающим при неоднородном нагреве электронов в скин-слое, еще более эффективна, поскольку параметр $\nu\tau$ больше, чем при $\tau = 15 \text{ фс}$. Однако, из-за увеличения параметра $\nu_s\tau$ амплитуды импульсов квазицилиндрической и поверхностной волн соизмеримы по величине. То есть, чем больше длительность лазерного импульса, тем сложнее реализовать условия, в которых доминирует поверхностная волна.

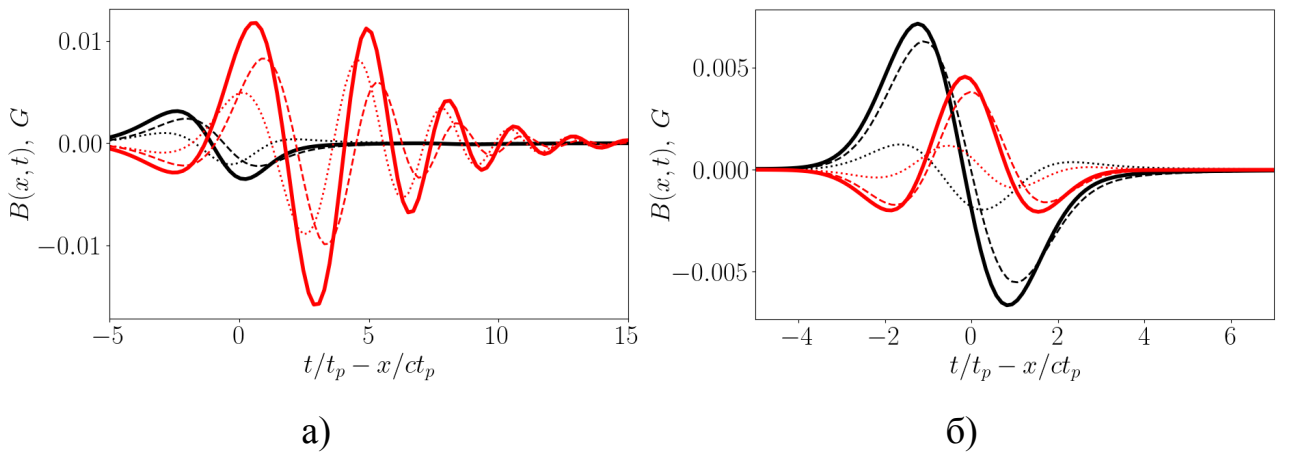


Рис. 4: То же самое, что и на Рис. 3, но при $\omega_0 = 2.3 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$.

Расчет был также произведен при $\omega_0 = 2.3 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$ (см. Рис. 4). В этом случае параметр $\nu\tau$ меньше, и при $\tau = 15 \text{ фс}$ равен 2.9, а при $\tau = 80 \text{ фс}$ равен

15. Параметр $\nu_s \tau$ такой же, как и при $\omega_0 = 4.6 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$. Вследствие уменьшения $\nu \tau$ отличие пунктирных и точечных кривых на Рис. 4 меньше, чем на Рис. 3. То есть вклады в низкочастотное поле от пондеромоторного воздействия и от градиента давления электронов соизмеримы по величине. Однако, из-за ослабления генерации, обусловленной неоднородностью давления электронов, величина низкочастотных полей уменьшилась (ср. кривые на Рис. 3 и Рис. 4). Поскольку параметр $\nu_s \tau$ не изменился, то соотношение между полями квазицилиндрической и поверхностной волн осталось таким же, как и на Рис. 3.

Таким образом, наиболее оптимальные условия для возбуждения низкочастотной поверхностной волны реализуются, если ν значительно превосходит ν_s , а длительность лазерного импульса τ меньше времени свободного пробега электронов $1/\nu_s$, но больше $1/\nu$. В этих условиях эффективность генерации низкочастотных поверхностных волн тем выше, чем короче лазерный импульс и чем больше частота лазерного излучения.

В разделе 2.4 описаны распределения энергии поля низкочастотного излучения по углам и частотам в случае $\nu \tau \gg 1$, когда генерация происходит из-за неоднородного нагрева электронов. Показано, что при ширине полосы фокусировки $L \lesssim c\tau$ максимум распределения энергии по углам приходится на направления вдоль поверхности металла. С увеличением ширины фокусировки ситуация меняется, и максимум приходится на направления, близкие к направлению нормали к поверхности металла. Из анализа распределения энергии по частотам следует, что максимум распределения приходится на частоту $\omega_{max} \sim (\tau^2 + L^2/c^2)^{-1/2}$, а ширина распределения $\sim \omega_{max}$ и уменьшается с ростом ширины фокусировки. Изучена также зависимость полной энергии низкочастотного излучения от ширины полосы фокусировки. Показано, что для типичных металлов наибольшее значение энергии достигается при $L \sim c\tau$.

В разделе 2.5 кратко подведены итоги Главы 2.

Глава 3 посвящена описанию звука, возникающего при облучении пленки металла на диэлектрической подложке импульсом фемтосекундного лазерного излучения (см. Рис. 5). В разделе 3.1 записаны основные уравнения, описывающие нагрев решетки и электронов, и уравнения для смещения атомов решетки, возникающего из-за этого нагрева. В разделе 3.2 получено решение этих уравнений в приближении оптически толстой пленки, то есть для случая, когда толщина плен-

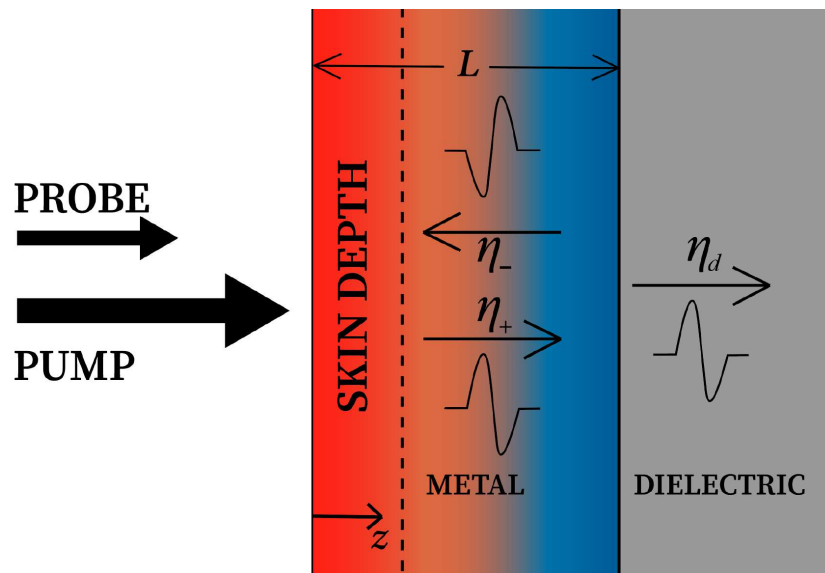


Рис. 5: Схема генерации звука фемтосекундным лазерным импульсом, воздействующим на пленку металла, расположенную на диэлектрической подложке. Здесь η_+ и η_- - продольные компоненты тензора деформации в металле, отвечающие звуковым волнам, распространяющимся в положительном и отрицательном направлении оси oz , а η_d - в диэлектрике.

ки больше глубины скин-слоя на частоте лазерного излучения. В этом приближении можно не учитывать отражение лазерного излучения от границы металл-диэлектрик. В свою очередь, в **разделе 3.3** найдено смещение атомов решетки в приближении однородных температур. В этом приближении можно пренебречь переносом тепла по толщине пленки. В **разделе 3.4** получены общие выражения для смещения атомов, как с учетом структуры греющего поля внутри пленки, так и с учетом конечной теплопроводности металла.

В **разделе 3.5** изучено влияние пондеромоторной силы на генерацию звука. Такой механизм генерации ранее в литературе рассмотрен не был. Были получены выражения для смещения атомов, связанного с пондеромоторным воздействием на электроны. Для сравнения вклада от пондеромоторного воздействия с вкладами от нагрева решетки и электронов был рассмотрен фурье-образ продольной компоненты тензора деформации на поверхности металла $\eta_{zz}(0, \omega)$. Здесь ω - частота, возникающая после преобразования Фурье. Сравнение было произведено при $T_0 = 300$ К и $\omega_0 = 2.3 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$ (T_0 - начальная температура металла) и $T_0 = 77$ К и $\omega_0 = 1.0 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$. Изменение T_0 и ω_0 сопровождается изменением

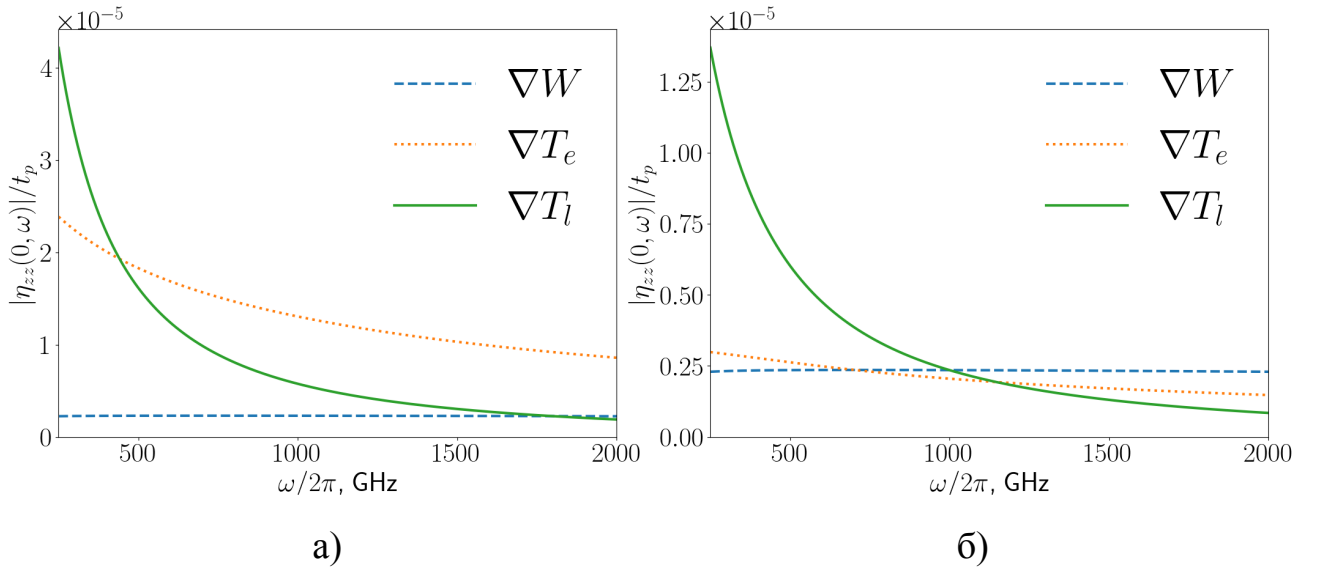


Рис. 6: Графики $|\eta_{zz}(0, \omega)|$ для золота в интервале 250 ГГц - 2 ТГц при а) $T_0 = 300$ К и $\omega_0 = 2.3 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$ и б) $T_0 = 77$ К и $\omega_0 = 1.0 \times 10^{15} \text{ с}^{-1}$. Штрихованные кривые отвечают вкладу от пондеромоторной силы, пунктирные - от градиента температуры электронов, а сплошные - от градиента температуры решетки.

частот столкновений ν и ν_s . При больших значениях T_0 и ω_0 частоты столкновений выше. Графики функции $\eta_{zz}(0, \omega)$ для золота в диапазоне частот 250 ГГц - 2 ТГц приведены на Рис. 6. В первом случае (Рис. 6а) для частот < 450 ГГц основной вклад в генерацию звука происходит за счет градиента температуры решетки. На больших частотах доминирует вклад от градиента температуры электронов. На столь больших частотах вклад от пондеромоторного воздействия сравним со вкладом от градиента температуры решетки, но меньше, чем от градиента температуры электронов. В частности, на частоте около 2 ТГц он меньше примерно в четыре раза (см. Рис. 6а). Во втором случае картина иная (Рис. 6б). В диапазоне частот до 1 ТГц вклады от пондеромоторной силы и градиента температуры электронов сравнимы по величине, но меньше, чем от градиента температуры решетки. В терагерцовом диапазоне частот главным уже является вклад от пондеромоторного воздействия. При частоте 2 ТГц он превосходит вклад от градиента температуры электронов примерно в два раза, а вклад от градиента температуры решетки почти в три раза. Конкуренция между вкладами в $\eta_{zz}(0, \omega)$ от пондеромоторного воздействия и градиента температуры электронов определяется параметром ν/ω . Для частот $\omega \ll \nu$ доминирует вклад от градиента температуры электронов, а для $\omega \gg \nu$ от пондеромоторного воздействия. Из проведенного анализа видно, что

для количественного описания генерации терагерцевого звука в условиях малых эффективных частот столкновений электронов и при воздействии ультракоротких лазерных импульсов на металл необходимо учитывать вклад в генерацию от воздействия пондеромоторной силы.

В разделе 4.6 кратко подведены итоги Главы 3.

Глава 4 посвящена описанию изменения коэффициента отражения металла, возникающего из-за наличия смещения атомов решетки.

В разделе 4.1 получены общие выражения, связывающее продольную компоненту тензора деформации с изменением коэффициента отражения, как без учета отражения зондирующей волны от подложки, так и с его учетом.

Раздел 4.2 посвящен описанию фурье-образа изменения коэффициента отражения $\Delta R(\omega)$. Показано, что функция $\Delta R(\omega)$ имеет периодически повторяющиеся максимумы при $\omega/2\pi = nv_l/2L$, где v_l - скорость продольного звука в металле, L - толщина пленки металла, $n = 1, 2, \dots$. При этом с уменьшением толщины пленки высота максимумов при четных n уменьшается. При толщинах пленки, меньших характерных масштабов неоднородности температур, максимумы при четных n отсутствуют, и имеются максимумы только при нечетных n . Также изучено влияние частоты зондирующего излучения ω_{pr} . Если на частоте зондирующего излучения действительная часть диэлектрической проницаемости больше мнимой, то изменение ω_{pr} сопровождается только изменением абсолютных значений $\Delta R(\omega)$. Если мнимая часть диэлектрической проницаемости оказывается больше действительной, то вид функции $\Delta R(\omega)$ уже зависит от ω_{pr} . В этом случае имеется такая ω , в районе которой осцилляции функции $\Delta R(\omega)$ оказываются сильно подавлены, и часть максимумов $\Delta R(\omega)$ отсутствует.

В разделе 4.3 изучено изменение коэффициента отражения металла во времени $\Delta R(t)$. Построены графики функции $\Delta R(t)$ для пленки из меди на подложке из SiO_2 при различных длинах волн зондирующего излучения λ_{pr} (см. Рис. 7)). При толщине пленки $L = 300$ нм (см. Рис. 7а) на графике функции $\Delta R(t)/R$ присутствуют два набора импульсов. В каждом наборе импульсы отстоят друг от друга на время $2L/v_l \approx 130$ пс, что соответствует времени прохождения звука через пленку туда и обратно. При этом в каждом наборе амплитуда следующего импульса уменьшается. Это связано с прохождением части звука в подложку. Первый набор импульсов, с большей амплитудой, соответствует звуку, возникающему вбли-

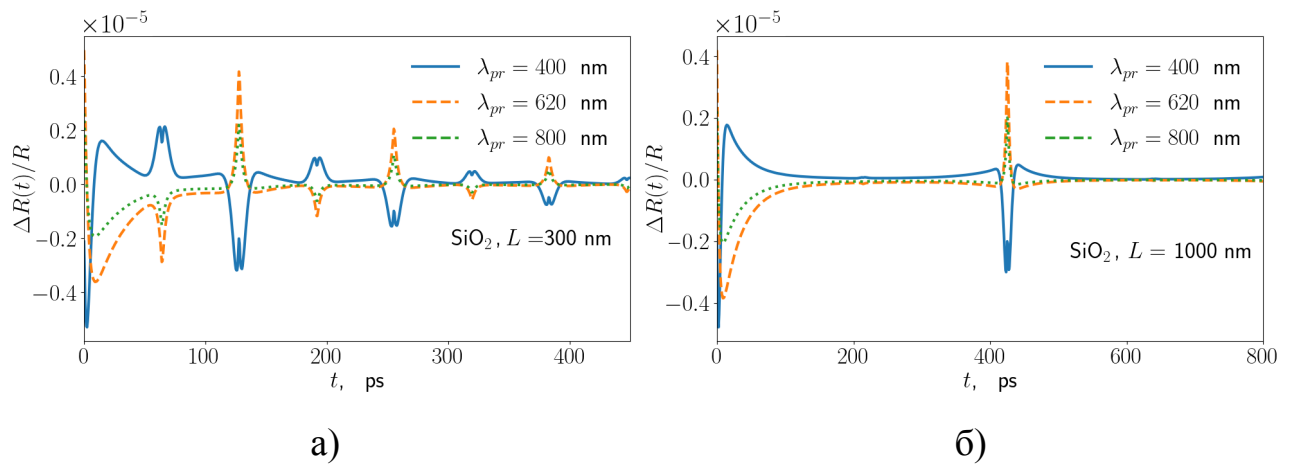


Рис. 7: Графики функции $\Delta R(t)/R$ для меди на подложке из SiO_2 при толщине пленки а) $L = 300$ нм и б) $L = 1000$ нм. Сплошная кривая соответствует длине волны зондирующего излучения $\lambda_{pr} = 400$ нм, штриховая кривая соответствует $\lambda_{pr} = 620$ нм, а пунктирная кривая соответствует $\lambda_{pr} = 800$ нм.

зи границы раздела металл-вакуум. Второй набор импульсов, с меньшей амплитудой и смещенный относительно первого на $L/v_l \approx 65$ пс, соответствует звуку, возникающему вблизи границы раздела металл-диэлектрик. Амплитуда импульсов в этом наборе меньше, чем в первом, так как изменение температуры металла вблизи подложки меньше, чем на границе раздела металл-вакуум. Для наличия второго набора импульсов, связанного с генерацией звука вблизи задней поверхности пленки, необходимо, чтобы имело место заметное изменение температуры у этой границы. Для этого необходимо, чтобы поток тепла за счет электронной теплопроводности успевал достигнуть границы металл-диэлектрик раньше, чем энергия успела передаться от электронов решетке. Это имеет место для меди при $L = 300$ нм. В этом случае видны два набора импульсов (см. Рис. 7а). На Рис. 7б представлен расчет для $L = 1000$ нм. При такой толщине пленки нагрев ее задней поверхности пренебрежимо мал. В то же время, как видно из Рис. 7б, на профиле функции $\Delta R(t)/R$ присутствует только один набор импульсов, что соответствует звуку, возникающему вблизи границы раздела металл-вакуум.

Длина волны зондирующего излучения λ_{pr} также влияет на $\Delta R(t)/R$. При $\lambda_{pr} = 620$ нм и $\lambda_{pr} = 800$ нм кривые $\Delta R(t)/R$ близки по форме, что справедливо для λ_{pr} , для которых действительная часть диэлектрической проницаемости металла больше мнимой. При $\lambda_{pr} = 400$ нм мнимая часть диэлектрической проницаемости больше действительной. Поэтому импульсы на кривой $\Delta R(t)/R$ от-

личаются по форме от импульсов, соответствующих $\lambda_{pr} = 620$ нм и $\lambda_{pr} = 800$ нм (см. Рис. 7). Это связано с наличием частоты ω , в районе которой осцилляции функции $\Delta R(\omega)$ подавлены.

Раздел 4.4 посвящен описанию изменения коэффициента отражения металла в тонкой пленке металла, толщина которой меньше глубины однородного нагрева. Показано, что в таких пленках уменьшение толщины L сопровождается увеличением частоты осцилляций $\Delta R(t)$ и их амплитуды. Увеличение частоты осцилляций связано с тем, что с уменьшением толщины пленки увеличиваются характерные частоты генерируемого звука. В тонких пленках, толщина которых сравнима или меньше глубины скин-слоя, частота звука $\sim v_l/L$. В свою очередь, рост амплитуды осцилляций обусловлен тем, что с уменьшением толщины пленки растет средняя поглощаемая мощность, и как следствие амплитуда звука. При этом в различных диапазонах значений L амплитуда звука растет по-разному с уменьшением L . Если толщина пленки больше глубины скин-слоя на частоте греющего импульса, но меньше глубины однородного нагрева, то амплитуда звука растет $\sim 1/L$. Это связано с тем, что в таком диапазоне толщин уменьшение L приводит только к уменьшению объема, в котором распределяется поглощаемая энергия. Если толщина пленки меньше глубины скин-слоя, то амплитуда звука растет $\sim 1/L^2$. Более сильный рост амплитуды звука в столь тонкой пленке обусловлен относительным увеличением электромагнитного поля внутри пленки.

В разделе 4.5 изучено влияние учета неоднородности температур при описании генерации звука на изменение коэффициента отражения металла. Для этого проведено сравнение результатов вычисления $\Delta R(t)$, полученного с учетом такой и неоднородности, с результатами, полученными в приближении однородно нагреваемой пленки. Показано, что неплохим критерием применимости использования приближения однородной температуры для описания генерации звука в тонких пленках является неравенство $L < \sqrt{\lambda/G}$, где λ - коэффициент теплопроводности, G - параметр, определяющий темп передачи энергии от электронов к решетке. В более толстых пленках такое приближение оправдано по истечении времени прогрева пленки по всей толщине, которое $\sim CL^2/\lambda$, где C - удельная теплоемкость решетки. Рассмотрено также приближение, при котором учитывается неоднородность температуры при описании нагрева, но не учитывается эта неоднородность в уравнении для смещения атомов решетки. Показано, что такое

приближение хорошо описывает поведение $\Delta R(t)$, если глубина скин-слоя на частоте зондирующего излучения меньше, чем масштабы изменения температур.

В разделе 4.6 изучено влияние отражения греющего поля от границы металл-диэлектрик на генерацию звука. Показано, что учет такого отражения важен, если толщина пленки сравнима или меньше глубины скин-слоя на частоте греющего излучения. При этом в зависимости от оптических свойств металла и подложки может приводить как к увеличению амплитуды генерируемого звука, так и к ее уменьшению. Если отражение лазерного излучения от подложки происходит без скачка фазы, то такое отражение приводит к усилению поля внутри пленки, и, как следствие, к увеличению амплитуды звука. Если же при отражении происходит скачок фазы, то поля внутри пленки ослабляются, и амплитуда звука уменьшается.

В разделе 4.7 кратко подведены итоги Главы 4.

Заключение

Основные результаты диссертации заключаются в следующем:

1. Описана генерация низкочастотных полей при облучении металла импульсом фемтосекундного лазерного излучения, сфокусированного в полосу. Получены выражения для магнитных полей низкочастотных поверхностной волны и излучения, возникающих за счет пондеромоторной силы и градиента давления электронов. Показано, что вблизи поверхности металла будет иметься область доминирования поверхностной волны если на характерных частотах низкочастотных полей действительная часть диэлектрической проницаемости будет больше мнимой. При этом размеры этой области будут определяться соотношением между ними. Напротив, если мнимая часть превосходит действительную, то на любых расстояниях от области фокального пятна доминирующим будет поле излучения.
2. Продемонстрировано, что наиболее оптимальные условия для возбуждения низкочастотной поверхностной волны реализуются, когда за время воздействия лазерного излучения происходит много электронных столкновений в поле лазерного излучения, и мало в низкочастотном поле. Такой случай мо-

жет иметь место при воздействии достаточно высокочастотного излучения, когда частоты столкновений сильно различаются. При этом основным механизмом генерации будет являться градиент давления электронов, а эффективность генерации низкочастотных поверхностных волн тем выше, чем короче лазерный импульс и чем больше частота лазерного излучения.

3. Рассмотрена лазерная генерация звука в пленке металла на подложке из диэлектрика за счет нагрева решетки и электронов, а также за счет пондеромоторного воздействия на электроны. Проведено сравнение вкладов в генерацию звука от этих механизмов при различных частотах. Показано, что если эффективные частоты столкновений электронов в металле достаточно малы, то в терагерцовом диапазоне частот вклад от пондеромоторного воздействия превосходит вклады от изменения температур.
4. Дан анализ спектрального состава и зависимости от времени изменения коэффициента отражения, связанного с распространением звука в металле. Показано, что когда реализуется почти однородный нагрев, то функция $\Delta R(\omega)/R$ содержит только максимумы, соответствующие нечетным гармоникам. Также, если действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости на частоте зондирующего излучения близки друг к другу, то часть максимумов функции $\Delta R(\omega)/R$ отсутствует. Это приводит к расщеплению пиков на профиле функции $\Delta R(t)/R$. Если у задней поверхности металла будет иметь место заметное изменение температуры, то генерация звука будет происходить у обеих границ пленки, и на профиле функции $\Delta R(t)/R$ будут присутствовать два набора импульсов. В противоположном случае генерация звука будет происходить только у границы металл-вакуум. Также продемонстрировано, что в тонких пленках металла амплитуда генерируемого звука и соответствующее изменение коэффициента отражения растут при уменьшении толщины пленки. Если толщина пленки L больше глубины скин-слоя на частоте излучения накачки, но меньше масштабов неоднородности температуры, то такой рост $\sim 1/L$. Если же толщина пленки меньше глубины скин-слоя, то возможны условия, когда амплитуда звука растет $\sim 1/L^2$.
5. Показано, что приближение однородно нагреваемой пленки оправдано если толщина пленки меньше глубины прогрева металла. При этом учет градиен-

тов температуры в уравнении для смещения атомов решетки слабо влияет на изменение коэффициента отражения, если глубина скин-слоя на частоте зондирующего излучения меньше глубины нагрева пленки. Учет структуры электромагнитного важен, если толщина пленки сравнима с глубиной скин-слоя. При этом в зависимости от оптических свойств металла и диэлектрика на частоте импульса накачки это отражение может приводить как к увеличению смещения атомов, так и к его уменьшению.

Список публикаций автора по теме диссертации

- A1 Данилов Е. А., Урюпин С. А. Генерация терагерцевого излучения при взаимодействии фемтосекундного импульса с пленкой металла // Квантовая электроника. — 2019. — Т. 49, № 3. — С. 241—245. — DOI: 10.1070/QEL16891.
- A2 Danilov E. A., Uryupin S. A. Competition of quasi-cylindrical and surface waves excited at the femtosecond pulse effect on the metal // Opt. Lett. — 2021. — Vol. 46, no. 10. — P. 2521–2524. — DOI: 10.1364/OL.423331.
- A3 Danilov E. A., Uryupin S. A. Structure of low-frequency fields generated by the ponderomotive force arising at the interaction of an ultrashort focused laser pulse with the conductor // J. Opt. Soc. Am. B. — 2021. — Vol. 38, no. 9. — P. 2612–2619. — DOI: 10.1364/JOSAB.430743.
- A4 Danilov E. A., Uryupin S. A. Generation of quasi-cylindrical waves during inhomogeneous heating of a metal by a focused laser pulse // Phys. Lett. A. — 2022. — Vol. 433. — P. 128026. — DOI: 10.1016/j.physleta.2022.128026.
- A5 Danilov E. A., Uryupin S. A. Enhancement of terahertz fields generation on a silver surface under the effect of short-wavelength femtosecond pulses // Laser Phys. Lett. — 2022. — Vol. 19, no. 7. — P. 076001. — DOI: 10.1088/1612-202X/ac6c2d.
- A6 Danilov E. A., Uryupin S. A. Generation and detection of sound at the effect of femtosecond pulses on a metal film on a dielectric substrate // J. Appl. Phys. — 2023. — Vol. 133, no. 20. — P. 203101. — DOI: 10.1063/5.0146517.

- A7 *Danilov E. A., Uryupin S. A.* Terahertz sound generation at the effect of a femtosecond pulse of laser radiation on a metal // *Opt. Lett.* — 2023. — Vol. 48, no. 8. — P. 2170–2173. — DOI: 10.1364/OL.487508.
- A8 *Danilov E. A., Uryupin S. A.* Influence of inhomogeneous temperature and field distribution on sound generation and its effect on reflectivity of a thin film heated by a femtosecond pulse // *J. Appl. Phys.* — 2024. — Vol. 136, no. 1. — P. 015304. — DOI: 10.1063/5.0219012.
- A9 *Danilov E. A., Uryupin S. A.* Laser sound generation in a thin metal film on a dielectric substrate // *Eur. Phys. J. Plus.* — 2024. — Vol. 139, no. 9. — P. 861. — DOI: 10.1140/epjp/s13360-024-05668-0.

Список литературы

1. Terahertz emission via ultrashort-pulse excitation of magnetic metal films / D. J. Hilton, R. D. Averitt, C. A. Meserole, G. L. Fisher, D. J. Funk, J. D. Thompson, A. J. Taylor // *Opt. Lett.* — 2004. — Vol. 29, no. 15. — P. 1805–1807. — DOI: 10.1364/OL.29.001805.
2. *Kadlec F., Kužel P., Coutaz J.-L.* Optical rectification at metal surfaces // *Opt. Lett.* — 2004. — Vol. 29, no. 22. — P. 2674–2676. — DOI: 10.1364/OL.29.002674.
3. Terahertz emission from a metallic surface induced by a femtosecond optic pulse / E. V. Suvorov, R. A. Akhmedzhanov, D. A. Fadeev, I. E. Ilyakov, V. A. Mironov, B. V. Shishkin // *Opt. Lett.* — 2012. — Vol. 37, no. 13. — P. 2520–2522. — DOI: 10.1364/OL.37.002520.
4. Mechanisms of THz generation from silver nanoparticle and nanohole arrays illuminated by 100 fs pulses of infrared light / D. K. Polyushkin, I. Marton, P. Racz, P. Dombi, E. Hendry, W. L. Barnes // *Phys. Rev. B.* — 2014. — Vol. 89, no. 12. — P. 125426. — DOI: 10.1103/PhysRevB.89.125426.
5. *Ramakrishnan G., Planken P. C. M.* Percolation-enhanced generation of terahertz pulses by optical rectification on ultrathin gold films // *Opt. Lett.* — 2016. — Vol. 36, no. 13. — P. 2572–2574. — DOI: 10.1364/OL.36.002572.

6. *Урюпин С. А., Фролов А. А.* Возбуждение поверхностных волн в проводнике коротким лазерным импульсом // Квантовая электроника. — 2013. — Т. 43, № 12. — С. 1132—1138. — DOI: 10.1070/QE2013v043n12ABEH015262.
7. *Урюпин С. А., Фролов А. А.* Генерация поверхностных волн и низкочастотного излучения при воздействии на проводник импульса лазерного излучения, сфокусированного цилиндрической линзой // Квантовая электроника. — 2014. — Т. 44, № 9. — С. 866—872. — DOI: 10.1070/QE2014v044n09ABEH015383.
8. *Oladyshkin I., Fadeev D., Mironov V.* Thermal mechanism of laser induced THz generation from metal surface // J. Opt. — 2015. — Vol. 17, no. 7. — P. 075502. — DOI: 10.1088/2040-8978/17/7/075502.
9. *Oladyshkin I., Fadeev D., Mironov V.* Optical excitation of surface plasmons and terahertz emission from metals // Phys. Rev. B. — 2019. — Vol. 100, no. 8. — P. 08542. — DOI: 10.1103/PhysRevB.100.085421.
10. *Kumar P., Tripathi V. K.* Terahertz surface plasmons excitation by nonlinear mixing of lasers in over ultrathin metal film coated dielectric // J. Appl. Phys. — 2013. — Vol. 114, no. 5. — P. 053101. — DOI: 10.1063/1.4817091.
11. *Safari S., Jazi B.* The infrared (far terahertz) generation by nonlinear interactions of two visible laser beams in a metallic background: infrared surface plasmon effect // Plasmonics. — 2019. — Vol. 14, no. 1. — P. 25–32. — DOI: 10.1007/s11468-018-0773-8.
12. *Lalanne P., Hugonin J. P.* Interaction between optical nano-objects at metallo-dielectric interfaces // Nat. Phys. — 2006. — Vol. 2. — P. 551–556. — DOI: 10.1038/nphys364.
13. A microscopic view of the electromagnetic properties of sub- λ metallic surfaces / Lalanne, J. Hugonin, H. Liu, B. Wang // Surf. Sci. Rep. — 2009. — Vol. 64, no. 10. — P. 453–469. — DOI: 10.1016/j.surfrep.2009.07.003.
14. *Mukina L., Nazarov M. M., Shkurinov A. P.* Propagation of THz plasmon pulse on corrugated and flat metal surface // Surf. Sci. — 2006. — Vol. 600, no. 20. — P. 4771–4776. — DOI: 10.1016/j.susc.2006.07.046.

15. Surface plasmon polaritons launched using a terahertz free-electron laser: propagation along a gold–ZnS–air interface and decoupling to free waves at the surface edge / V. V. Gerasimov, B. A. Knyazev, I. A. Kotelnikov, A. K. Nikitin, V. S. Cherkassky, G. N. Kulipanov, G. N. Zhizhin // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 2013. — Vol. 30, no. 8. — P. 2182–2190. — DOI: 10.1364/JOSAB.30.002182.
16. Surface generation and detection of phonons by picosecond light pulses / C. Thomsen, H. T. Grahn, H. J. Maris, J. Tauc // *Phys. Rev. B.* — 1986. — Vol. 34, no. 6. — P. 4129–4138. — DOI: 10.1103/PhysRevB.34.4129.
17. *Wright O. B., Gusev V. E.* Ultrafast generation of acoustic waves in copper // *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control.* — 1995. — Vol. 42, no. 3. — P. 331–338. — DOI: 10.1109/58.384440.
18. *Richardson C. J. K., Ehrlich M. J., Wagner J. W.* Interferometric detection of ultrafast thermoelastic transients in thin films: theory with supporting experiment // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 1999. — Vol. 107, no. 6. — P. 1007–1015. — DOI: 10.1364/JOSAB.16.001007.
19. *O'Hara K. E., Hu X., Cahill D. G.* Characterization of nanostructured metal films by picosecond acoustics and interferometry // *J. Appl. Phys.* — 2001. — Vol. 90, no. 9. — P. 4852–4858. — DOI: 10.1063/1.1406543.
20. *Saito T., Matsuda O., Wright O. B.* Picosecond acoustic phonon pulse generation in nickel and chromium // *Phys. Rev. B.* — 2003. — Vol. 67, no. 20. — P. 205421. — DOI: 10.1103/PhysRevB.67.205421.
21. *Ruello P., Gusev V. E.* Physical mechanisms of coherent acoustic phonons generation // *Ultrasonics.* — 2015. — Vol. 56. — P. 21–35. — DOI: 10.1016/j.ultras.2014.06.004.
22. *Wang X., Li J., Cao J.* Coherent phonon generation in laser heated gold nanofilm // *J. Chem. Phys.* — 2020. — Vol. 152, no. 12. — P. 124704. — DOI: 10.1063/1.5137818.
23. Acoustic properties of strained SiGe/Si layers in the sub-terahertz frequency range / A. Y. Klovov, V. S. Krivobok, A. I. Sharkov, V. A. Tsvetkov, V. P. Martovitskii, A. V. Novikov // *J. Appl. Phys.* — 2020. — Vol. 127, no. 5. — P. 154304. — DOI: 10.1063/1.5129847.

24. Детектирование когерентных оптических фононов в тонкой плёнке висмута методом сверхбыстрой электронной дифракции / Б. Н. Миронов, С. А. Асеев, А. А. Ищенко, И. В. Кочкиков, С. В. Чекалин, Е. А. Рябов // Квантовая электроника. — 2020. — Т. 50, № 3. — С. 242—245. — DOI: 10.1070/QEL17251.
25. Terahertz photoacoustic generation using ultrathin nickel nanofilms / K.-Y. Chou, C.-L. Wu, C.-C. Shen, J.-K. Sheu, C.-K. Sun // J. Phys. Chem. C. — 2021. — Vol. 125, no. 5. — P. 3134–3142. — DOI: 10.1021/acs.jpcc.0c09303.
26. Кузелев М. Волновые явления в средах с дисперсией. — Москва : Ленанд, 2017. — С. 400.
27. *Maier S. A.* Plasmonics: fundamentals and applications. — NY : Springer New York, 2007. — P. 224.