Письма в ЖЭТФ, том 123, вып. 3, с. 177 – 186

Моделирование бриллюэновских осцилляций, порожденных метаматериалом на основе наноструктурированной пленки никеля

А. В. Дышлюк[a,b], С. А. Ромашевский[c], Ю. В. Петров[d,e], В. А. Хохлов[d], О. Б. Витрик[a], Н. А. Иногамов[d,f,c 1)]

[a] Институт автоматики и процессов управления (ИАПУ) Дальневосточного отделения РАН, 690041 Владивосток, Россия

[b] Владивостокский государственный университет (ВВГУ), 690014 Владивосток, Россия

[c] Объединенный институт высоких температур (ОИВТ) РАН, 125412 Москва, Россия

[d] Институт теоретической физики (ИТФ) им. Л. Д. Ландау РАН, 142432 Черноголовка, Россия

[e] Московский физико-технический институт (МФТИ), 141701 Долгопрудный, Россия

[f] Всероссийский НИИ автоматики (ВНИИА) им. Н. Л. Духова Росатом, 127030 Москва, Россия

Поступила в редакцию 5 ноября 2025 г.
После переработки 10 декабря 2025 г.
Принята к публикации 12 декабря 2025 г.

В работе представлен теоретический и экспериментальный анализ бриллюэновских осцилляций, связанных с отражением света от бегущей акустической волны в стекле. Сверхвысокочастотная звуковая волна генерируется при облучении фемтосекундным лазерным импульсом метаповерхности – наноструктурированной оптически толстой (6–7 скин-слоев) пленки никеля на стеклянной подложке. Метаповерхность представляет собой неупорядоченный ансамбль субволновых сферических наноантенн, внедренных в пленку с полым зазором. Благодаря радикальному повышению коэффициента пропускания метапленки, наноантенны делают возможным наблюдение сквозь нее бриллюэновских осцилляций. Впервые, насколько нам известно, путем гибридного гидродинамического и электродинамического численного моделирования корректно определена фаза бриллюэновских осцилляций, порожденных метаматериалом, а также установлена взаимосвязь между фазой бриллюэновских осцилляций и морфологией метапленки. Работа находится на стыке нанофотоники, плазмоники и оптоакустики и представляет интерес для широкого круга специалистов благодаря перспективам использования описанных эффектов в активных метаустройствах и высокочувствительных сенсорах.

DOI: 10.7868/S3034576626020055

1. Введение, общая картина. Метаповерхности являются искусственно созданными материалами с заранее запрограммированными желаемыми оптическими свойствами [1–5]. В них применяются ансамбли отдельных субволновых наноструктурированных элементов (метаатомов/наноантенн) [3]. Меняя ансамбль и/или его метаатомы, управляют амплитудой, поляризацией и фазой спектров отраженного и проходящего света (спектральные деформации) [1–3]. В этом состоят технологии нанофотоники [2, 3, 5] и сенсорики [3, 4, 6]. В сенсорах используют усиление рамановского рассеяния и люминесценции в ближнем электромагнитном (ЭМ) поле.

В нашем случае метаатомы являются случайно разбросанными шарообразными включениями, глубоко погруженными в толщу пленки и окруженными тонкими зазорами [7]. В этом отличие от большой группы предыдущих работ, в которых наночастицы находились или над, или на поверхности и были упорядочены в решетки. Отметим, что неупорядоченные субволновые метаматериалы также образуют большую группу, см. обширный детальный обзор [8]. К ним относятся объекты природы (например, структуры на крыле бабочки [8]), а также искусственно созданные структуры разной степени упорядоченности, см. [8].

Известны искусственные случайные микро-, наноструктуры, возникающие при ультракоротком лазерном ударе вследствие плавления, вспенивания и кристаллизации мембран разрушенных пен [9, 10]. Их также можно отнести к искусственным неупорядоченным метаматериалам, поскольку с ними связаны сильные спектральные деформации – например, почернение [11–13], т.е. резкое изменение спектра отражения. Кстати, эти работы остались вне внимания авторов обзора [8].

1) e-mail: nailinogamov@gmail.com

Анализ пространственной структуры нашего метаматериала был представлен в работе [7]. Включения работают как дипольные наноантенны (НА). Концентрация и усиление ЭМ энергии в зазорах была изучена с помощью численного моделирования электродинамической проблемы в недавних статьях [7, 14]. Зазоры действуют как проводники ЭМ поля через пленку в стеклянную подложку. При этом имеет место деформация спектров отражения и пропускания от нашей метапленки.

Оптоакустика – это другое чрезвычайно популярное поле исследований и приложений. Используется для диагностики внутреннего состояния образца на глубинах до единиц микрон [15, 16], наподобие медицинской практики с УЗИ (ультразвуковое исследование). В этом смысле оптоакустика дополняет осмотр поверхности с помощью СЭМ (сканирующий электронный микроскоп) или АСМ (атомный силовой микроскоп) анализом подповерхностных слоев.

Определяются внутренние оптические, упругие [15, 16] и даже диффузионные (по отношению к транспорту тепла и атомов) [17] характеристики. Для генерации звуковой волны применяется трансдьюсер (оптоакустический преобразователь) в виде ультратонкой металлической пленки [15, 16, 18]. Пленка облучается фемтосекундным лазерным импульсом [7]. Из-за теплового расширения, обусловленного поглощением лазерной энергии, в пленке возбуждается акустическая волна. Эта волна излучается из пленки никеля в подстилающую подложку [7, 15, 16, 18], см. ниже текст и рис. 1 и 2.

Выше говорится и о ансамбле НА (нанофотоника), и об оптоакустике. Дело в том, что обсуждаемое здесь устройство соединяет эти два разных научных направления во взаимосвязанное целое – оптоакустический метаматериал. Указанное соединение направлений описано в статье [7]. В [7] предъявлены оптические характеристики: доказано наличие спектральных деформаций. Следовательно, создан метаматериал. В частности, коэффициент пропускания является высоким (прозрачность). Благодаря прозрачности метапленки, через нее оптически фиксируются резонансы, называемые нами бриллюэновскими осцилляциями (БО). В [7] резонансы определены экспериментально.

Поясним смысл данной работы по сравнению с работой [7]. Ниже в последнем из шести разделов данной статьи, *впервые*, БО (см. рис. 1) *количественно* связаны с отражением диагностического света от бегущей в стекле акустической волны. Количественная связь получена путем численного моделирования. Показано, что расчетные БО коэффициента отражения согласуются с экспериментом. Моделирование, представленное в письме, основано на новом подходе, объединяющем гидродинамику и электродинамику.

В этом заключается коренное отличие данного письма от недавней предшествующей работы [7]. В [7] электродинамика никак не была связана с гидродинамикой, которая отвечала за поглощение света, нагрев, формирование и излучение звука. В [7] электродинамика была применена только для расчета спектральных деформаций (экстраординарное пропускание). Таким образом, с помощью электродинамики в [7] было доказана справедливость причисления нашей пленки к метаматериалам. Электродинамический расчет в подробной статье [7] опирался на конкретную морфологию дипольных наноантенн (шарики с зазорами), выявленную в [7] с помощью сфокусированного ионного пучка и сканирующего электронного микроскопа.

2. Акустическая часть. На рисунке 1 представлены лазерно-индуцированные изменения относительного коэффициента отражения $\Delta R(t)/R_0$ на длине волны 793 нм. Измерения выполнены в оптической схеме "возбуждение–зондирование" (pump-probe) с применением чрезвычайно высокочувствительной методики синхронного детектирования (lock-in) отраженного сигнала. Исследовался наш образец из метапленки никеля на стеклянной подложке. Плотность поглощенной энергии возбуждающего (pump) импульса 10.9 мДж/см^2. Возбуждающий и зондирующий фемтосекундные лазерные импульсы падают на образец со стороны оптоакустического преобразователя (трансдьюсера), т.е. через фронтальную границу "fr" пленки на вставке к рис. 1.

Как показано на вставке к рис. 1, возбуждающий лазерный импульс падает справа и поглощается в скин-слое возле фронтальной "fr" границы пленки. Пленка толщиной $d_f = 70$ нм заключена в границах между плоскостями "fr" и "cb", где "cb" – это контактная граница между никелем и стеклянной подложкой. Подложка располагается слева от плоскости "cb". Ось x направлена перпендикулярно плоскости пленки навстречу лазерному лучу.

В результате поглощения энергии возбуждающего лазерного импульса в пленке никеля формируется звуковая волна. На вставке к рис. 1 профиль плотности в этой волне показан в виде верхнего зигзага с красным кружком вверху. Ширина каждого из двух треугольников зигзага определяется глубиной нагрева $d_T \approx 25$ нм в никеле. В никеле слой нагрева d_T толще, чем толщина скин-слоя $d_{sk} = 11{-}12$ нм. По-

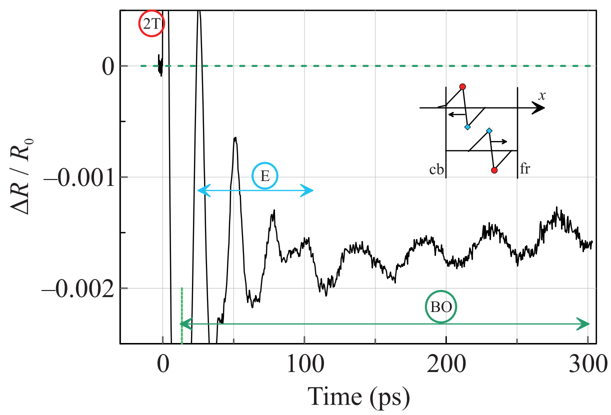

Рис. 1. (Цветной онлайн) Временная зависимость поправки $\Delta R(t)/R_0$ к невозмущенному коэффициенту отражения. Невозмущенное (т.е. до прихода pump-импульса) значение относится к нулевому уровню, показанному зеленой штриховой горизонтальной прямой. В первой из трех (2T, E, BO) временных зон отражение определяется двухтемпературным (2T) состоянием $T_e \gg T_i$ скин-слоя никеля. 2T-релаксация в никеле завершается примерно за 1 пс [7, 19]. В плохо отражающих металлах переход в 2T стадию обычно сопровождается увеличением коэффициента отражения; в хорошо отражающих (Au, Ag) – наоборот. Во второй зоне (E – Echo) превалирует эхо от акустических волн в никеле, отраженных от контакта со стеклом. Третьим является участок BO бриллюэновских осцилляций (БО)

сле воздействия волна распространяется справа налево в сторону контакта "cb", см. стрелку налево на вставке к рис. 1.

На узком (по сравнению с длительностью зигзага) интервале по времени шириной 1.7 пс участок резкой смены знака давления проходит через контакт "cb" в стекло. Участок смены знака располагается между маркерами – красный кружок и голубой ромб – на зигзагах на вставке. На временной шкале на рис. 1 данный интервал отмечен вертикальной зеленой штриховой прямой в момент времени ≈13 пс. Формально от него мы начинаем зону БО – участок BO на рис. 1. Зона БО показана зеленой двусторонней стрелкой. Правый конец стрелки при $t \approx 300$ пс определяется продолжительностью сбора probe-данных в нашем эксперименте.

В линейном акустическом приближении верхний зигзаг, бегущий влево на вставке на рис. 1, проходит в стекло, не меняя формы и уменьшаясь по амплитуде примерно в три раза по сравнению с амплитудой падающей волны (маркер – красный кружок на верхнем зигзаге): $T_{ac} = 2z_s/(z_s + z_f) \approx 1/3$, где z_s, z_f – акустические импедансы стеклянной подложки и никеля. Отраженная от контакта "cb" волна показана бегущим вправо (см. направление стрелки) нижним зигзагом на вставке. При отражении амплитуда уменьшается и знак волны меняется на обратный: коэффициент отражения от контакта "cb" равен $R_{ac} = (z_s - z_f)/(z_s + z_f) \approx 0.7$.

Если считать, что коэффициент отражения волны в никеле от фронтальной границы "fr" с воздухом равен единице, то коэффициент R_{ac} является показателем геометрической прогрессии в последовательности всплесков, которую представляет собой звуковая волна в стекле. Акустическая картина рассмотрена в работах [7, 19], посвященных анализу эха в пленке (стадия E на рис. 1). Данное письмо нацелено на теоретический анализ стадии БО (участок BO на рис. 1). Такой анализ добавляется в научный оборот впервые. Между всплесками волны в стекле протекает время ≈26–27 пс, нужное для прохода зигзага от момента отражения на границе "cb", отражения на границе "fr" и возвращения на контакт "cb" (один проход туда–обратно в пленке).

Область акустического эха в пленке (E) начинается с подъема плотности в скин-слое из-за прихода в скин-слой волны сжатия (голубой ромб на нижнем зигзаге на вставке на рис. 1). В результате возрастает плазменная частота никеля и увеличивается коэффициент отражения – левый конец голубой стрелки E указывает на максимум коэффициента $\Delta R(t)/R_0$ вследствие увеличения плотности никеля в скин-слое. Это первый из трех отчетливых максимумов во временной зоне E. Четвертый максимум эха виден плохо из-за сложения с незатухающими осцилляциями во временной зоне БО. Амплитуды всплесков, связанных с эхом, убывают по геометрической прогрессии с показателем R_{ac}. С этим связано окончание голубой двусторонней стрелки E на рис. 1.

3. Детали акустики и невозможность экспериментального наблюдения БО через пленку в случае однородных толстых пленок. Наше описание акустики посредством численного моделирования опирается на двухтемпературный гидрокод [7, 19]. Код точно учитывает двухтемпературные и нелинейные эффекты – т.е. свободен от ограничений линейной акустики. Таким образом, гидрокод описывает акустическую картину генерации, распространения, отражения и прохождения волны в системе пленка-подложка. В этом отношении ситуация эквивалентна подходам оптоакустики [15, 16, 18]; за исключением свободы в выборе толщины пленки (см. ниже) и часто не учитываемых деталей, связанных с двухтемпературными эффектами и нелинейностью.

В нашем устройстве пленка никеля геометрически и оптически (формально, по толщине скин-слоя) толстая: $d_f = 70$ нм, $d_{sk} = 11.5$ нм. Коэффициент пропускания однородной пленки в одну сторону равен $T_f = \exp(-d_f/d_{sk}) = 1/440$ [7]. Ослабление коэффициента отражения от акустической волны, связанное с двукратным проходом пленки, составляет $440^2 = 2 \cdot 10^5$. Причем поправки Δn к показателю преломления стекла, обусловленные сжатием и разрежением в акустической волне, составляют не более 0.8 % при максимальном допустимом флюенсе $F_{\max}|_{abs} = 10.9$ мДж/см^2. При $F > F_{\max}$ пленка разрушается вследствие многократных повторений, требуемых в схеме с синхронным детектированием (схема lock-in). Поправки Δn пропорциональны амплитуде акустической волны. Расчеты [7] в случае стекла дают $\Delta n/n_0 = 0.3\Delta\rho/\rho_0$. Малость Δn означает, что отражение от акустической волны довольно слабое.

Даже с применением самой высокочувствительной системы измерения коэффициента отражения $R(t)$ такие ничтожные вариации R в настоящее время зафиксировать невозможно. Поэтому для увеличения пропускания пленки T_f в обычной оптоакустике [15, 16, 18] используют чрезвычайно тонкие пленки: $d_f \simeq d_{sk}$; в металлах $d_{sk} \sim 10$ нм. Примеры см.: пленки из алюминия с толщиной $d_f = 10{-}20$ нм [15, 18]; хрома – $d_f = 10{-}14$ нм [17, 20]; Pt – $d_f = 5$ нм [21]; Ti – $d_f = 12{-}25$ нм [22]; Au – $d_f = 10{-}20$ нм [23]; Ru – $d_f = 1.2{-}20$ нм [24]. Или же, в случае толстых пленок, наблюдают БО со стороны прозрачной подложки. Иногда ограничиваются анализом только процессов в пленке (анализ эха, временная зона E на рис. 1) [7, 19, 25, 26]. Мы противопоставляем перечисленные выше "обычные" пленки нашим метананопленкам. Дело в том, что наши пленки пропускают свет, хотя геометрически являются толстыми по отношению к скин-слою, см. ниже про экстраординарное пропускание и расстояния между всплесками в акустической волне.

Как говорилось выше, толщина "треугольников" зигзага на вставке на рис. 1 определяется слоем прогрева $d_T > d_{sk}$. Поэтому пленки в перечисленных выше "ультратонких" режимах $d_f \sim d_{sk}$ прогреваются фемтосекундным импульсом сверхзвуковым образом примерно однородно и далее осциллируют как целое [27]. В нашем случае толщина $d_T \approx 25$ нм в разы меньше толщины пленки $d_f = 70$ нм. Соответственно, наша звуковая волна бегает между границами пленки "fr" и "cb" и, важно, в отличие от случая $d_f \sim d_{sk}$, имеет пространственно узкую зону крутого изменения знака между маркерами – красный кружок и голубой ромб, см. вставку на рис. 1. В этом заключается ключевое отличие между обычным $d_f \sim d_{sk}$ и нашим $d_f \gg d_{sk}$ оптоакустическими случаями.

Для оценок примем, что скорости звука в пленке $c_s|_f$ и подложке $c_s|_{gl}$ примерно одинаковые. Тогда толщина "треугольников" зигзага в подложке такая же, как в пленке: $d_T \approx 25$ нм. При этом в волне в подложке расстояния между всплесками (узкими зонами изменения знака) равны следующей величине

$$d_{ac} = (2d_f/c_s|_f)c_s|_{gl} \approx 2d_f, \tag{1}$$

$d_{ac} \approx 140$ нм. Таким образом, увеличивая величину d_f в (1), мы раздвигаем всплески на увеличенное расстояние d_{ac}. Как видим, акустическая волна характеризуется двумя независимыми масштабами: d_T и d_{ac}.

В бриллюэновских осцилляциях имеется резонансная длина

$$d_{\text{res}} = \lambda/(2n_0), \tag{2}$$

где λ – длина волны диагностического (probe) импульса, n_0 – невозмущенное значение показателя преломления стекла; в наших условиях $d_{\text{res}} \approx 270$ нм. К длине (2) относится период БО

$$T_{BO} = d_{\text{res}}/c_s|_{gl}; \tag{3}$$

$T_{BO} \approx 50$ пс. Это период БО во временной зоне ВО на рис. 1. Периоды (2), (3) обусловлены интерференцией, связанной с "зеркалами" из пленки и из акустической волны в стекле.

Интересным является вопрос о том, что изменится, если за счет подбора толщины метапленки d_f будет выполняться условие брэгговского типа (на больших временах всплески образуют длинную цепочку)

$$d_{ac} = d_{\text{res}}. \tag{4}$$

В (4) левая и правая части даются формулами (1) и (2). Всплески связаны с последовательными приходами на контакт "cb" крутого участка между красным кружком и голубым ромбом на вставке на рис. 1. Вид цепочки показан ниже на рис. 2 и на рисунках далее. Таким образом, брэгговский резонанс достигается, когда расстояние между акустическими всплесками (1) сравняется с периодом (2). Оставим на будущее вопрос об изменении амплитуды и фазы БО в окрестности критического условия (4). Здесь ограничимся анализом фазы БО вне условия (4).

4. Фаза акустических осцилляций в опыте. В классической нанофотонике [1–5] метаповерхности преобразуют потоки фотонов, оставаясь неподвижными. Соответственно, вопросов о периодах БО T_{BO}

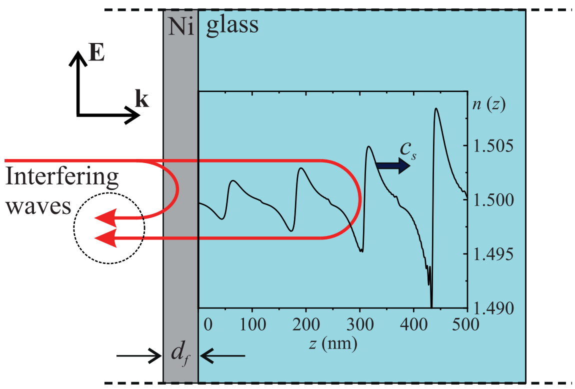

Рис. 2. (Цветной онлайн) Схематическое изображение исследуемой геометрии, моделируемой методом Т-матрицы. Красными линиями со стрелками схематически показаны лучевые траектории интерферирующих пучков, которые порождают БО

(3) и об акустических фазах не возникает – нет переменных во времени деформаций, нет БО. В обычной оптоакустике используются ультратонкие металлические пленки $d_f \sim d_{sk} \sim 10$ нм, $d_f \ll \lambda$ на диэлектрических или полупроводниковых подложках. Насколько нам известно, в такой оптоакустике в экспериментах с зондированием probe-импульсами с фронтальной стороны (т.е. через пленку) анализ фазового сдвига БО ранее не проводился.

Зависимость от времени поправки к коэффициенту отражения $\Delta R(t)/R_0$ приближенно является периодической; посмотрите на зону ВО на рис. 1. Будем аппроксимировать эту зависимость с помощью одной гармоники. Выберем в качестве такой гармоники косинус:

$$f(t) = A\cos(\frac{2\pi}{T_{BO}}(t-\psi)) + \Delta f(t). \tag{5}$$

Время отсчитывается от максимума интенсивности нагревающего импульса, т.е. от максимума pump-импульса. Нагревающим является лазерный импульс с длительностью 150 фс [19]. Эта длительность чрезвычайно мала по сравнению с оптоакустическими масштабами времени. Поэтому будем считать, что происходит мгновенная инициация системы в момент времени $t = 0$. От этого момента отсчитывается время на оси абсцисс на рис. 1 и в формуле (5). Скорость света на пять порядков превышает скорость акустической волны. Соответственно, на время диагностики probe-импульсом можно пренебречь эффектом Допплера и считать возмущение показателя преломления в акустической волне неподвижным.

Важной составляющей формулы (5) является плавная добавка $\Delta f(t)$. Это добавка в зависимость $\Delta R(t)/R_0$ после вычитания осциллирующего вклада. Приближение функции $\Delta R(t)/R_0$ к нулю (т.е. к зеленой штриховой горизонтали на рис. 1) связывают с остыванием пленки никеля. На этом строят новейшие измерения теплопроводности [17, 28, 29] и даже диффузии на наномасштабах. При этом можно использовать толстые пленки, поскольку нет нужды в измерении осциллирующей компоненты. Оптоакустические измерения диффузии лекарств в живых тканях имеют исключительное значение для биомедицины [30, 31]. Анализ гладкой функции $\Delta f(t)$ в нашем опыте требует отдельного разбирательства.

В данном исследовании речь идет об аппроксимации осциллирующей составляющей во временной зависимости $\Delta R(t)/R_0$ в третьей временной зоне ВО на рис. 1. Фаза в формуле (5) измеряется в пикосекундах, как и время t. В радианах эта фаза равна

$$\psi_{\rm rad} = \frac{2\pi}{T_{BO}}\psi.$$

Зависимость переменного термоотражения $\Delta R(t)/R_0$ во временной зоне ВО представлена на рис. 1. Для определения периода и фазы ВО эта зависимость аппроксимировалась двумя способами. В первом способе мы пренебрегали плавной компонентой $\Delta f(t)$ в формуле (5). Во втором способе компонента $\Delta f(t)$ учитывалась. Во 2-м способе на временном отрезке проведенных экспериментальных измерений до 300 пс эта компонента была приближенно представлена линейной функцией

$$\Delta f(t) = y_0 + Bt, \quad y_0 = -0.00203, \quad B = 1.81 \cdot 10^{-6},$$

время t в пс, $\Delta f(t = 300) - y_0 = 0.000543$, $\Delta f(t = 300) = -0.00149$.

Период T_{BO} равен 47.5 и 46.8 пс при первой и второй аппроксимациях. Фаза ψ получилась равной $+6.1$ пс ($\psi/T_{BO} = 0.13$) и -2.75 пс ($\psi/T_{BO} = -0.06$) при 1-й и 2-й аппроксимациях.

Учитывая точность приближений, можно заключить, что фаза ψ в нашем эксперименте примерно равна нулю.

5. Моделирование БО методом трансфер-матрицы. Рассмотрим модельную систему из пленки никеля, стекла и акустической волны в стекле, освещаемую нормально падающей плоской диагностической ЭМ волной со стороны пленки (рис. 2). Метод трансфер-матрицы (Т-матрицы), который используется на данном предварительном этапе моделирования, предназначен для слоистых сред и требует пространственной инвариантности моделируемой структуры в поперечных направлениях. По этой причине мы аппроксимируем реальную наноструктурированную пленку однородной пленкой никеля толщиной $d_f = 24$ нм, при которой ее коэффициент пропускания соответствует экспериментально измеренному пропусканию наноструктурированной пленки ($\approx 7\,\%$ при $\lambda = 793$ нм).

Акустическая волна, генерируемая пленкой никеля, индуцирует в ней вариацию $\Delta n = n - n_0$ показателя преломления в виде цепочки всплесков и "треугольников" на рис. 2. Происхождение всплесков было пояснено выше в разделах 2 и 3, см. вставку на рис. 1 и рассуждение о независимости размеров "треугольников" d_T и промежутков между всплесками d_{ac} (1). Акустическая волна бежит по стеклу со скоростью звука в стекле ($c_s|_{gl} = 5.57$ нм/пс).

При расчете Т-матрицей вариация показателя n аппроксимируется набором слоев (гистограмма) с постоянным значением n внутри каждого слоя. Шаг дискретизации h выбирается так, чтобы он не оказывал влияния на результаты моделирования – принято значение $h = 1$ нм.

Моделирование отражения зондирующей ЭМ волны от движущейся акустической волны выполняется в два этапа. На первом этапе моделируется переходной процесс, в ходе которого акустическая волна постепенно формируется эхом, действующим внутри пленки никеля. При этом акустическая волна постепенно "выезжает" из пленки никеля (см. вставку с номером (1) на рис. 3). Переходной процесс заканчивается, когда вся волна, появляется из пленки никеля. Как сказано в разделах 2 и 3, амплитуды всплесков уменьшаются по закону геометрической прогрессии. Поэтому мы обрываем цепочку акустических всплесков длиной ≈ 500 нм. Цепочка такой длины формируется за время ≈ 500 нм$/c_s|_{gl} \approx 90$ пс.

На втором этапе дальнейшее распространение акустической волны в стекле моделируется перемещением фиксированного распределения показателя преломления $n(x - c_s|_{gl} * t)$ в стекле путем добавления между пленкой никеля и цепочкой всплесков дополнительного слоя с невозмущенным значением показателя преломления $n_0 = 1.5$. Правая граница этого слоя (задняя граница цепочки всплесков) всплесков на момент 250 пс отмечена вертикальным пунктиром на вставке номер (2) на рис. 3.

При каждом значении толщины слоя между пленкой и задней границей цепочки (промежуток между зеркалами) вычисляется коэффициент отражения от всей моделируемой структуры. Длина волны диагностического импульса равна 793 нм. Комплексный показатель преломления никеля на этой длине волны равен $2.47 + 4.37$i в соответствии с данными справочника CRC. В CRC приводится значение при комнатной температуре.

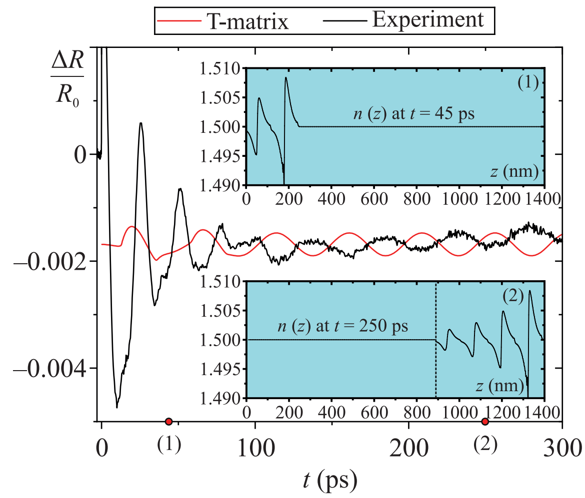

Рис. 3. (Цветной онлайн) Результаты моделирования БО с помощью Т-матрицы. Красной и черной кривыми показаны соответственно расчетные и экспериментальные зависимости термоарефлектанса $\Delta R(t)/R_0$. Для наложения расчетной и экспериментальной зависимостей расчетная кривая смещена вниз на величину 0.0017. На вставках с номерами (1) и (2) показаны мгновенные распределения показателя преломления стекла в моменты времени 45 и 250 пс (отмечены красными точками на оси времени)

Из рисунка 3 следует, что временная зависимость БО согласно расчету с Т-матрицей (красная кривая) не согласуется с экспериментом – находится в противофазе. Хотя, как видим, имеется хорошее согласие между расчетом (красная кривая) и экспериментом (черная кривая) по периоду и по амплитуде БО. Потребовалась небольшая корректировка среднего уровня красной кривой на -0.0017 по сравнению с ее исходным нулевым средним уровнем. Это связано с тем, что при расчетах не учитывалось температурное изменение комплексного показателя преломления никеля, нагретого в наших условиях выше 300 К; как сказано, в CRC дано значение показателя преломления при комнатной температуре.

Сдвиг по фазе на $\approx 180^\circ$ обусловлен ограниченностью расчетной модели на основе Т-матрицы. В результате аппроксимации реальной толстой наноструктурированной пленки никеля с помощью тонкой сплошной однородной пленкой с таким же энергетическим коэффициентом пропускания мы утрачиваем информацию о фактических фазах интерферирующих волн. Для корректного учета этих фаз требуется более реалистичная модель, в полной мере учитывающая наноструктуру никелевой пленки. Такая модель рассматривается ниже.

6. Моделирование БО методом FDTD. Схематическое изображение фрагмента реальной нано-

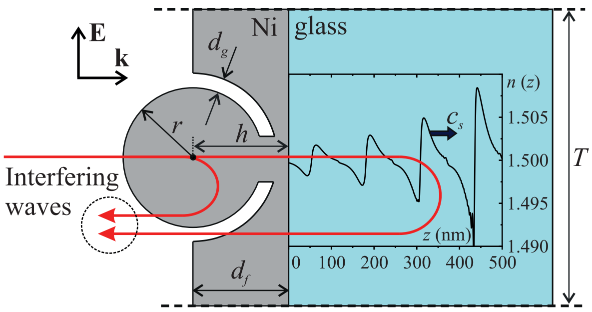

Рис. 4. (Цветной онлайн) Схематическое изображение исследуемой геометрии (моделируемой методом FDTD) и параметры геометрии. Красными линиями со стрелками схематически показаны лучевые траектории интерферирующих пучков, которые порождают БО. Траектории имеют условный смысл, потому что отражение набирается постепенно на распределенном профиле изменяющегося показателя преломления – нет фиксированной точки поворота

структурированной пленки никеля с НА в виде субволновых шарообразных включений, внедренных в пленку с полым зазором, приведено на рис. 4. Так же, как и в предыдущем случае, пленка освещается нормально падающей плоской волной и регистрируется временная зависимость ее коэффициента отражения на фиксированной длине волны 793 нм по мере того, как акустически индуцированная волна распространяется вглубь стеклянной подложки.

Как видно, реальная никелевая пленка не является пространственно-инвариантной в поперечных направлениях и не может быть смоделирована методом Т-матрицы. Поэтому мы воспользуемся численным моделированием методом конечных разностей во временной области (FDTD). Главная сложность применения данного метода к моделированию реальной пленки состоит в том, что шарообразные включения в ней расположены хаотично и не образуют регулярный массив. Мы, однако, воспользуемся упрощенным подходом и будем моделировать одну элементарную ячейку массива с периодическими граничными условиями. Таким образом, аппроксимируем реальный нерегулярный массив НА идеализированным регулярным.

Правомерность такой аппроксимации обусловлена тем, что, во-первых, НА расположены в одной плоскости, перпендикулярно падающей волне, поэтому их случайное расположение в этой плоскости не разрушает синфазности элементарных волн, рассеиваемых каждой из них вперед и назад. Хаотичное фоновое рассеяние под большими углами к волновому вектору падающей волны, которое возникает вследствие неупорядоченного расположения включений на пленке, полагается слабым, и мы им пренебрегаем. Во-вторых, при таких периодах массива, которые соответствуют типичным расстояниям между включениями в реальной пленке (120–200 нм), в упорядоченном массиве, с одной стороны, отсутствуют (в ближнем ИК диапазоне) коллективные резонансы из-за его строгой периодичности. С другой стороны, НА расположены не слишком близко друг к другу, и радиационной связью между ними, которая могла бы модифицировать оптический отклик упорядоченного массива по сравнению с неупорядоченным, можно пренебречь. Наконец, в-третьих, даже в приближении упорядоченного массива результаты FDTD-моделирования уже достаточно хорошо согласуются с экспериментом, как будет показано ниже.

В продольных направлениях элементарная ячейка массива ограничена идеально согласованными слоями (PML) для поглощения прошедшей и отраженной волн. Для адекватного разрешения сферической поверхности НА и примыкающего к ней полого зазора FDTD-сеткой с прямоугольными ячейками использовалось локальное измельчение сетки в окрестности НА. Результаты FDTD-моделирования представлены на рис. 5.

Как видно из рис. 5, FDTD-модель, так же, как и модель на основе Т-матрицы, корректно описывает лишь установившиеся БО, которые наблюдаются после завершения переходного процесса ($t > 90$ пс). Причем в данном случае наблюдается хорошее согласие теоретических и экспериментальных результатов и по периоду, и по амплитуде, и, главное, по фазе осцилляций. Так же, как и в модели на основе Т-матрицы, средний уровень расчетной зависимости смещен на -0.0017.

Из сравнения результатов моделирования гладкой (рис. 3) и структурированной (рис. 5) пленок с одинаковыми коэффициентами пропускания видно, что структура пленки сильно влияет на фазу БО. Это основной результат данной работы. Другими словами, фаза БО несет в себе определенную информацию о структуре пленки. Это связано с тем, что БО в отраженном свете представляют сигнал двухлучевой интерференции. Ее результат зависит, во-первых, от фазы волны, отраженной от структурированной пленки, а, во-вторых – от дополнительного набега фазы второй волны, которая дважды проходит через пленку – до и после отражения от акустической волны (см. рис. 4).

Для извлечения полезной информации из фазы БО, заменим мысленно структурированную пленку гладкой однородной никелевой пленкой и подберем ее толщину таким образом, чтобы БО от нее совпали

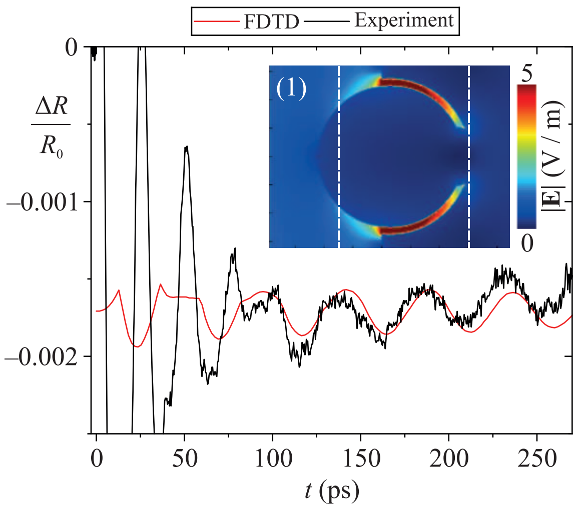

Рис. 5. (Цветной онлайн) Результаты моделирования БО методом FDTD. Красной и черной кривыми показаны соответственно расчетные и экспериментальные зависимости $\Delta R(t)/R_0$. На вставке (1) показано распределение амплитуды электрического поля в окрестности шарообразного включения в В/м. Амплитуда падающей ЭМ волны в FDTD расчете принята равной 1 В/м. Ближнее поле значительно усиливается в зазоре, как обсуждается в работах [7, 14]. Штриховыми вертикальными линиями обозначена эффективная фазовая толщина структурированной никелевой пленки (90 нм). При расчетах использованы следующие параметры: $T = 130$ нм, $r = 50$ нм, $h = 54$ нм, $d_f = 60$ нм, $d_g = 5$ нм – см. рис. 4

бы по фазе с БО от структурированной пленки. Полученная таким образом эффективная фазовая толщина структурированной пленки и есть та информация, которая заложена в фазе БО.

Отметим, однако, что такой подход не учитывает изменений в распределении возмущенного показателя преломления в акустической волне, которые неизбежно возникают при изменении толщины пленки. Поэтому полученная при помощи него эффективная толщина пленки является, строго говоря, приближенной оценкой. Тем не менее, результаты расчетов (которые мы не можем привести из-за ограничений на объем данного письма) показывают, что в нашем случае влияние конкретного профиля $n(z)$ в акустически индуцированной решетке показателя преломления (в частности, его периода) на фазу отраженной от него волны и на фазу результирующих БО весьма слабо. Поэтому полученная таким способом оценка обладает достаточно высокой точностью.

Поясним предлагаемый подход на рассмотренных выше примерах. Сделав фиттинг синусоидами расчетных зависимостей на рис. 3 и 5, определяем точное значение разности начальных фаз между ними, которое оказывается равным 2.598 радиан.

Далее заметим, что при увеличении толщины сплошной пленки никеля с d_f до d'_f разность фаз между интерферирующими пучками, определяющая фазу сигнала БО, изменится только за счет двукратного набега фазы ЭМ волны в никеле на разнице расстояний $d'_f - d_f$, а именно, на

$$(2 * 2\pi/\lambda)(d'_f - d_f)\mathrm{Re}(n_{\mathrm{Ni}}).$$

Приравнивая это выражение к 2.598, находим $d'_f \approx$ ≈ 90 нм, как отмечено вертикальными пунктирными линиями на вставке (1) к рис. 5. Гладкая пленка никеля такой толщины дала бы сигнал БО, совпадающий по фазе с сигналом БО от реальной наноструктурированной пленки.

Еще раз подчеркнем, что приведенные соображения не описывают в точности реальную физическую ситуацию с толстой сплошной пленкой никеля. В реальности использование такой толстой пленки, во-первых, изменило бы вид акустической волны в стеклянной подложке, что могло бы повлиять фазу одной из интерферирующих волн и, соответственно, на фазу БО. Во-вторых, энергетический коэффициент пропускания такой толстой сплошной пленки никеля настолько мал, что наблюдение через нее БО на практике невозможно.

Заключение. В работе проведен комплексный анализ рассеяния Мандельштама–Бриллюэна в стеклянной подложке при использовании в качестве оптоакустического преобразователя (трансдьюсера) металлической пленки метаматериала с нерегулярным расположением структур.

Впервые выполнено численное моделирование с применением гибридного подхода, объединяющего гидродинамический расчет с электродинамическим моделированием двумя методами (T-матрица и FDTD). Впервые показано, что фаза БО связана с морфологией нашей нано- метапленки. То есть связана с пространственной неоднородностью, созданной хаотически расположенными элементами (метаатомами, НА).

Это позволяет из измерений коэффициента пропускания метапленки и фазы БО в подложке извлекать сведения о морфологии метапленки. А именно, приближенно определять ее эффективную фазовую толщину. Это значительно упрощает диагностику наноматериалов, по сравнению со сложными и дорогими методами (FIB/СЭМ/TEM).

Финансирование работы. Экспериментальные работы поддержаны грантом Российского научного фонда (# 24-19-00311). Использовано оборудование центра коллективного пользования “Лазерный фемтосекундный комплекс” Объединенного института высоких температур Российской академии наук. Теория и моделирование выполнены в рамках государственного задания FFWR-2024-0013 (Институт теоретической физики имени Ландау Российской академии наук) и государственного задания FWFW-2026-0006 (Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук).

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. Y. Liu and X. Zhang, “Metamaterials: a new frontier of science and technology”, Chem. Soc. Rev. **40**, 2494 (2011).
2. N. I. Zheludev and Y. S. Kivshar, “From metamaterials to metadevices”, Nature Mater. **11**, 917 (2012).
3. A. Kuchmizhak, O. Vitrik, Yu. Kulchin, D. Storozhenko, A. Mayor, A. Mirochnik, S. Makarov, V. Milichko, S. Kudryashov, V. Zhakhovsky, and N. Inogamov. “Laser printing of resonant plasmonic nanovoids”, Nanoscale **8**, 12352 (2016).
4. S. A. Syubaev, A. Y. Zhizhchenko, D. V. Pavlov, S. O. Gurbatov, E. V. Pustovalov, A. P. Porfirev, S. N. Khonina, S. A. Kulinich, J. B. B. Rayappan, S. I. Kudryashov, and A. A. Kuchmizhak, “Plasmonic nanolenses produced by cylindrical vector beam printing for sensing applications”, Sci. Rep. **9**, 19750, (2019)
5. Д. В. Павлов, А. Б. Черепахин, А. Ю. Жижченко, А. А. Сергеев, Е. В. Мицай, А. А. Кучмижак, С. И. Кудряшов, “Генерация третьей гармоники в плазмонных метаповерхностях, изготовленных методом прямой фемтосекундной лазерной печати”, Письма в ЖЭТФ **119**, 738 (2024) [D. V. Pavlov, A. B. Cherepakhin, A. Y. Zhizhchenko, A. A. Sergeev, E. V. Mitsai, A. A. Kuchmizhak, and S. I. Kudryashov, “Third-harmonic generation in plasmonic metasurfaces fabricated by direct femtosecond laser printing”, JETP Lett. **119**, 763 (2024)].
6. A. I. Aristov, U. Zywietz, A. B. Evlyukhin, C. Reinhardt, B. N. Chichkov, and A. V. Kabashin, “Laser-ablative engineering of phase singularities in plasmonic metamaterial arrays for biosensing applications”, Appl. Phys. Lett. **104**, 2014 (2014).
7. Ю. В. Петров, С. А. Ромашевский, А. В. Дышлюк, В. А. Хохлов, Е. М. Еганова, М. В. Поляков, С. А. Евлашин, С. И. Ашитков, О. Б. Витрик, Н. А. Иногамов, “Аномальное пропускание света оптически толстыми пленками никеля, являющимися оптоакустическими трансдьюсерами”, ЖЭТФ **167**, 645 (2025) [Yu. V. Petrov, S. A. Romashevskii, A. V. Dyshlyuk, V. A. Khokhlov, E. M. Eganova, M. V. Polyakov, S. A. Evlashin, S. I. Ashitkov, O. B. Vitrik, and N. A. Inogamov, “Anomal’noe propuskanie sveta opticheski tolstymi plenkami nikelya, yavlyayushchimisya optoakusticheskimi transd’yuserami”, ZhETF **167**, 645 (2025)].
8. Ph. Lalanne, M. Chen, C. Rockstuhl, A. Sprafke, A. Dmitriev, and K. Vynck, “Disordered optical metasurfaces: basics, properties, and applications”, Adv. Opt. Photonics **17**, 45 (2025).
9. N. A. Inogamov, V. V. Zhakhovsky, S. I. Ashitkov et al. (Collaboration), “Surface nanodeformations caused by ultrashort laser pulse”, Engineering Failure Analysis **47**, 328 (2015).
10. A. A. Ionin, S. I. Kudryashov, S. V. Makarov, A. O. Levchenko, A. A. Rudenko, I. N. Saraeva, D. A. Zayarny, C. R. Nathala, and W. Husinsky, “Nanoscale surface boiling in sub-threshold damage and above-threshold spallation of bulk aluminum and gold by single femtosecond laser pulses”, Laser Phys. Lett. **13**, 025603 (2016).
11. A. Y. Vorobyev and Ch. Guo, “Enhanced absorptance of gold following multipulse femtosecond laser ablation”, Phys. Rev. B **72**, 195422 (2005).
12. S. I. Kudryashov, “Ablative modification of graphite surfaces by single intense femtosecond pulses”, J. Appl. Phys. **100**, 036103 (2006).
13. A. Ya. Vorobyev and C. Guo, “Colorizing metals with femtosecond laser pulses”, Appl. Phys. Lett. **92**, 041914 (2008).
14. A. V. Dyshlyuk, N. A. Inogamov, and O. B. Vitrik, “Optical properties of the substrate-buried spherical dipole nanoantenna”, Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **88** (Suppl 3), S450 (2024).
15. A. Devos, R. Cote, G. Caruyer, and A. Lefevre, “A different way of performing picosecond ultrasonic measurements in thin transparent films based on laser-wavelength effects”, Appl. Phys. Lett. **86**, 211903 (2005).
16. V. E. Gusev and P. Ruello, “Advances in applications of time-domain brillouin scattering for nanoscale imaging”, Appl. Phys. Rev. **5**, 031101 (2018).
17. X. Tu, Y. Zeng, Sh. Wang, L. Li, Ch. Li, and Zh. Wang, “Comprehensive characterization of thermal and mechanical properties in thin metal film-glass substrate system by ultrafast laser pump-probe method”, Opt. Express **30**, 46193 (2022).
18. E. Zhang, H. Zhao, Zh. Geng, X. Yan, X. Xu, and J. Dai, “Influence of layer thickness on time domain brillouin scattering oscillation amplitude in multilayer films”, J. Appl. Phys. **136**, 225302 (2024).
19. В. А. Хохлов, С. А. Ромашевский, С. И. Ашитков, Н. А. Иногамов, “Синхронное детектирование нелинейных явлений в оптоакустических осцилляциях нанопленки, инициированных фемтосекундным лазерным импульсом”, Письма в ЖЭТФ **120**, 550 (2024) [V. A. Khokhlov, S. A. Romashevskiy, S. I. Ashitkov, and N. A. Inogamov, “Synchronous

detection of nonlinear phenomena in opto-acoustic vibrations induced in a nanofilm by a femtosecond laser pulse", JETP Lett. **120**, 531 (2024)].

20. A. Levchuk, B. Wilk, G. Vaudel, F. Labbé, B. Arnaud, K. Balin, J. Szade, P. Ruello, and V. Juvé, "Coherent acoustic phonons generated by ultrashort terahertz pulses in nanofilms of metals and topological insulators", Phys. Rev. B **101**, 180102 (2020).
21. K. E. O'Hara, X. Hu, and D. G. Cahill, "Characterization of nanostructured metal films by picosecond acoustics and interferometry", J. Appl. Phys. **90**, 4852 (2001).
22. E. Tzianaki, M. Bakarezos, G. D. Tsibidis, Y. Orphanos, P. A. Loukakos, C. Kosmidis, P. Patsalas, M. Tatarakis, and N. A. Papadogiannis, "High acoustic strains in si through ultrafast laser excitation of ti thin-film transducers", Opt. Express **23**, 17191 (2015).
23. K. Yu, T. Devkota, G. Beane, G. P. Wang, and G. V. Hartland, "Brillouin oscillations from single au nanoplate opto-acoustic transducers", ACS Nano **11**, 8064 (2017).
24. G. de Haan, T. J. van den Hooven, and P. C. M. Planken, "Ultrafast laser-induced strain waves in thin ruthenium layers", Opt. Express **29**, 32051 (2021).
25. E. A. Danilov and S. A. Uryupin, "Generation and detection of sound at the effect of femtosecond pulses on a metal film on a dielectric substrate", J. Appl. Phys. **133**, 203101 (2023).
26. E. A. Danilov and S. A. Uryupin, "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. **136**, 015304 (2024).
27. Н. А. Иногамов, В. В. Жаховский, В. А. Хохлов, "Струеобразование при отрыве металлической пленки от подложки в результате воздействия фемтосекундного лазерного импульса", ЖЭТФ **147**, 20 (2015) [N. A. Inogamov, V. V. Zhakhovskii, and V. A. Khokhlov, "Jet formation in spallation of metal film from substrate under action of femtosecond laser pulse", JETP **120**, 15 (2015)].
28. W. Ma, T. Miao, X. Zhang, M. Kohno, and Y. Takata, "Comprehensive study of thermal transport and coherent acoustic-phonon wave propagation in thin metal film?substrate by applying picosecond laser pump'probe method", J. Phys. Chem. C **119**, 5152 (2015).
29. T. Miao, W. Ma, Sh. Yan, X. Zhang, M. Kohno, Y. Takata, and Y. Ikoma, "Thermal transport and thermal stress in a molybdenum film–glass substrate system J. Vac. Sci. Technol. B **34**, 021801 (2016).
30. Ch. Wu, V. Yu. Zaitsev, and L. V. Zhigilei, "Mechanism of acoustically induced diffusional structuring of surface adatoms", Appl. Phys. Lett. **103**, 221601 (2013).
31. A. A. Selifonov and V. V. Tuchin, "Determination of the diffusion coefficient of 40 %-glucose in human gum tissue by optical method", Opt. Spectrosc. **128**, 766 (2020).