

УДК 536.212.2, 536.2.083, 532.591, 539.893, 66-947.5

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЛАКСАЦИИ ЭНЕРГИИ В НАНОПЛЕНКЕ НИКЕЛЯ ПОСЛЕ СВЕРХБЫСТРОГО НАГРЕВА ЭЛЕКТРОННОЙ ПОДСИСТЕМЫ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

© 2024 г. С. А. Ромашевский^{1,*}, С. И. Ашитков¹, В. А. Хохлов², Н. А. Иногамов^{1, 2, 3}

¹ Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

² Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка, Россия

³ Всероссийский НИИ автоматики им. Н.Л. Духова (Росатом), Москва, Россия

*E-mail: sa.romashevskiy@gmail.com

Поступила в редакцию 10.06.2024 г.

После доработки 11.09.2024 г.

Принята к публикации 08.10.2024 г.

Исследована динамика релаксации энергии в пленке никеля толщиной 73 нм, находящейся в сильнонеравновесном двухтемпературном состоянии, индуцированном воздействием фемтосекундного лазерного импульса. Выполнены экспериментальные измерения динамики изменения коэффициента отражения $\Delta R/R_0$ с фронтальной стороны нанопленки в оптической схеме «возбуждение–зондирование» с использованием методики фазочувствительного детектирования на длине волны 793 нм во временном диапазоне до 300 пс с временным разрешением 60 фс при максимально возможном неразрушающем поглощении флюенсе $F_{\text{abs}} = 10.87 \text{ мДж/см}^2$ нагревающего импульса с длиной волны 396 нм и длительностью 150 фс. Сигнал $\Delta R/R_0$ содержит информацию как о динамике тепловых процессов, так и о распространении пикосекундных акустических импульсов в нанопленке и в подложке. Продольная скорость звука в нанопленке составила $5.73 \pm 0.16 \text{ нм/пс}$, сдвиг частоты при рассеянии Бриллюэна–Мандельштама в подложке – около 21.15 ГГц. Двухтемпературный гидродинамический расчет дает значения максимальной температуры электронов $T_e = 2.9 \text{ кК}$ и решетки $T_i = 1.1 \text{ кК}$. Максимальные значения давления акустического импульса в нанопленке и в подложке составляют 6.8 и 1.2 ГПа соответственно. В литературе практически отсутствуют данные об исследованиях пикосекундной динамики тепловых и акустических процессов в нанопленках металлов при высоких начальных температурах электронной подсистемы, возбужденной в результате воздействия фемтосекундного лазерного импульса с плотностью потока энергии вблизи порога модификации (разрушения) материала.

DOI: 10.31857/S0040364424060126

ВВЕДЕНИЕ

Бесконтактные и неразрушающие оптические методы исследования тепловых и механических свойств с наномасштабным пространственным, а также фемто- и пикосекундным временным разрешением, особенно актуальны для тонкопленочных материалов на подложках, являющихся основой современной солнечной энергетики и электронной промышленности. Реализация подобных прецизионных измерений возможна с помощью фемтосекундных лазерных импульсов в схеме «возбуждение – зондирование», когда малые изменения оптических свойств (коэффициентов отражения $\Delta R/R_0$ и/или пропускания $\Delta T/T_0$) в материале, наведенные нагревающим импульсом, регистриру-

ются с помощью зондирующего импульса с применением методики фазочувствительного детектирования.

Релаксация энергии в тонких пленках Ni после сверхбыстрого нагрева с помощью фемтосекундных лазерных импульсов изучалась с целью выяснения фундаментальных законов взаимодействия электронной и фононной подсистем [1–5], а также исследования переноса тепла на наномасштабах [6, 7], при этом экспериментальные исследования проводились лишь при малых перегревах электронной подсистемы ($\Delta T_e \approx 10–100 \text{ К}$). Практически нет исследований для случая сильнонеравновесного состояния электронной и фононной подсистем [8, 9], когда в материале после полной релаксации

энергии (остывания) не происходит каких-либо повреждений [10–12], но перегрев электронной подсистемы достигает $\Delta T_e \approx 1\text{--}20$ кК, а решетка нагревается до температур, близких к температуре плавления T_m [13–15]. Другим важным аспектом сверхбыстрого нагрева материала является генерация пикосекундных акустических импульсов (или когерентных акустических фононов) в гигагерцовом–терагерцовом частотных диапазонах [16, 17]. С помощью этих импульсов (метода пикосекундной акустики [17]) возможно, например, обнаружить наличие скрытых интерфейсов и структур под оптически непрозрачными материалами (металлами) с микронным латеральным и наномасштабным разрешением по глубине [18, 19]. Для исследования оптически прозрачных сред с помощью акустических импульсов используется методика бриллюэновского рассеяния во временной области [20, 21], которая позволяет получить информацию об акустооптических свойствах исследуемого материала, наличии структурных неоднородностей с наноразмерным пространственным разрешением [22, 23]. Исследования в области генерации акустических импульсов и их регистрации при выходе на поверхность исследуемой тонкой (120–250 нм) пленки Ni, нанесенной на подложку, ранее проводились с помощью пико- [24, 25] и фемтосекундных лазерных импульсов [26–30] при относительно низких поглощенных флюенсах нагревающих импульсов в диапазоне $F_{abs} = 0.006\text{--}0.84$ мДж/см² [24–27] и 3.2 мДж/см² [29]. Отметим, что для металлических пленок рутения Ru (1.2–107 нм) и титана Ti (12–53 нм) на подложках исследования были проведены при F_{abs} от нескольких единиц до 13 мДж/см² [31, 32].

В настоящей работе сообщается об экспериментальном и теоретическом исследовании релаксации энергии в сильно возбужденной электронной подсистеме пленки Ni ($\Delta T_e = 2.6$ кК, $\Delta T_i = 825$ К) на стеклянной подложке после воздействия фемтосекундного лазерного импульса с неразрушающим поглощенным флюенсом $F_{abs} = 10.87$ мДж/см² (в отличие от работ [33, 34]) путем измерений малых изменений коэффициента отражения $\Delta R/R_0$ во временном интервале до 300 пс и с временным шагом 0.03–0.4 пс.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ СХЕМЫ

Измерения временной динамики лазерно-индуцированного дифференциального коэффициента отражения ($\Delta R/R_0$, где $\Delta R = R - R_0$, а R и R_0 – индуцированный и исходный коэффициенты отражения) исследуемого образца вы-

полнялись в оптической схеме «возбуждение–зондирование». В качестве источника излучения использовалась титан-сапфировая фемтосекундная лазерная система, генерирующая импульсы длительностью 60 фс на центральной длине волны 793 нм с частотой 1 кГц.

В качестве образца использовалась поликристаллическая пленка Ni толщиной 73 ± 2 нм, нанесенная на стеклянную боросиликатную подложку толщиной 150 мкм методом магнетронного распыления в аргоновой среде при давлении 5×10^{-2} Торр. Толщина пленки измерена с помощью атомно-силового микроскопа.

Исследуемый образец возбуждался нагревающим лазерным импульсом на длине волны 396 нм (вторая гармоника) длительностью 150 фс, сфокусированным под углом падения 45° в эллиптическое пятно размером 130×93 мкм² (по уровню 1/e). Зондирующий импульс, сфокусированный нормально к поверхности в пятно диаметром 15 мкм (по уровню 1/e) в центр пятна нагревающего импульса, зондировал образец с регулируемой задержкой по времени. Значения $\Delta R/R_0$ регистрировались методом фазочувствительного детектирования – падающее на образец и отраженное от образца излучение зондирующего импульса регистрировалось с помощью двух фотодиодов в балансном режиме, подключенных к синхронному усилителю SR830, измеряющему дифференциальный (разностный) сигнал на частоте следования нагревающих импульсов 500 Гц (после механического прерывателя) в частотной полосе 2.6 Гц. Минимальное регистрируемое изменение коэффициента отражения в схеме составило $\Delta R/R_0 \sim 5 \times 10^{-5}$. Сигнал $\Delta R/R_0$ регистрировался на основной длине волны излучения 793 нм импульсами длительностью 60 фс во временном диапазоне задержек между нагревающим и зондирующим импульсами от -3 до 300 пс с временным шагом от 30 до 400 фс [15]. Нагрев и зондирование (измерения $\Delta R/R_0$) осуществлялись на фронтальной (свободной) поверхности образца Ni–стекло при поглощенном флюенсе $F_{abs} = 10.87 \pm 0.22$ мДж/см², который для данного образца являлся максимально возможным неразрушающим флюенсом при частоте нагревающих импульсов 500 Гц. Таким образом, все изменения в образце были обратимы.

ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 1а представлена измеренная зависимость изменения коэффициента отражения $\Delta R/R_0$ от времени t в диапазоне от -3 до 300 пс на фронтальной стороне пленки Ni при поглощенном флюенсе нагревающего импульса $F_{abs} = 10.87$ мДж/см². Зависимость $\Delta R/R_0(t)$ яв-

ляется суперпозицией нескольких физических процессов, происходящих в результате сверхбыстрого нагрева электронной подсистемы приповерхностного слоя пленки Ni (толщина скин-слоя $\delta = \lambda/(4\pi k) = 12.3$ нм для $k = 2.5644$ при $\lambda = 396$ нм [35]) и последующей релаксации энергии.

Изменение регистрируемого коэффициента отражения $\Delta R/R_0$ связано с изменением комплексной диэлектрической проницаемости исследуемого материала как вследствие изменения электронной T_e и ионной T_i температур в нанопленке Ni (термооптический эффект), так и за счет изменения плотности в результате возникновения напряжений (давлений) в нанопленке Ni и подложке при распространении в них акустического импульса (акустооптический эффект).

В первый момент времени после воздействия нагревающего импульса ($t > 0$) изменения коэффициента отражения $\Delta R/R_0$ положительные и достигают максимального значения ($\Delta R/R_0$)_{max} = $1.19 \times 10^{-2} \pm 5.7 \times 10^{-4}$, время нарастания сигнала до максимума составляет 150 фс по уровню 10–90%. Далее $\Delta R/R_0$ уменьшается, через $t = 4.4$ пс после воздействия переходит в область отрицательных изменений $\Delta R/R_0$ и к времени $t = 10$ пс достигает минимального значения ($\Delta R/R_0$)_{min} = $4.77 \times 10^{-3} \pm 2.3 \times 10^{-4}$. Далее сигнал $\Delta R/R_0$ начинает восстановление (значения $\Delta R/R_0$ уменьшаются по модулю), темп которого, начиная с $t = 50$ пс, заметно замедляется. Также, начиная с $t = 10$ пс, на сигнале $\Delta R/R_0$ видны периодические изменения, связанные с одновременным распространением (туда–обратно) в нанопленке затухающего акустического эха и распространением в глубь подложки убегающих акустических импульсов с убывающей амплитудой. Акустические импульсы (эхо) на рис. 1а представлены последовательностью гауссово-образных сигналов с убывающей амплитудой в диапазоне 18–140 пс, а распространение акустических импульсов в подложке представлено синусоидальной зависимостью с постоянной амплитудой, которая отчетливо видна, начиная с $t = 110$ пс. Однако в действительности она начинается с момента входа максимума давления акустического импульса в подложку через границу пленка–подложка, т.е. начиная с $t \approx 13$ пс.

Акустические импульсы в пленке. На рис. 1б представлены изменения $\Delta R/R_0$ только от акустического эха на фронтальной поверхности пленки Ni после вычитания экспоненциально-го теплового фона и синусоидальных колебаний за счет бриллюэновского рассеяния в подложке. Экспоненциальный тепловой фон может быть представлен двухфазной экспоненциальной функцией, аппроксимирующей из-

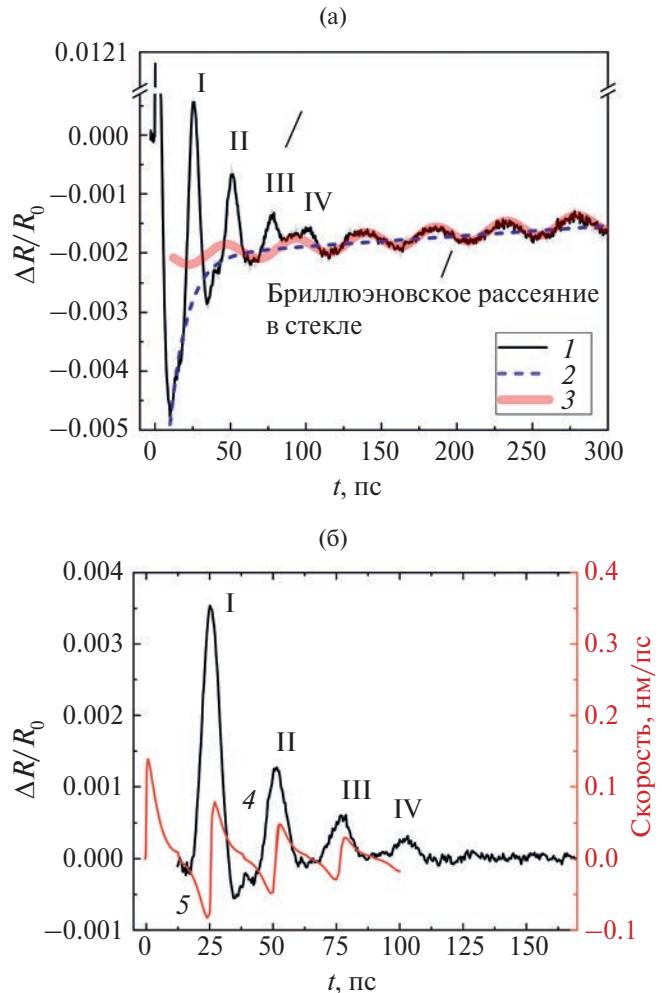


Рис. 1. Зависимость (а) изменения коэффициента отражения $\Delta R/R_0$ от времени t на фронтальной стороне Ni при $F_{abs} = 10.87$ мДж/см²: 1 – эксперимент, 2 – двухфазная экспоненциальная аппроксимация, 3 – синусоидальная функция; (б) – изменения $\Delta R/R_0$ от акустического эха (римские цифры) на фронтальной поверхности пленки Ni после вычитания экспоненциального теплового фона и синусоидальных колебаний (4), расчетный профиль скорости границы пленки никеля с воздухом из 2Т-ГД моделирования (5).

менение $\Delta R/R_0$ в диапазоне от –12 до 300 пс за счет диффузии тепла в пленке и ее остывания. На этом фоне присутствуют изменения $\Delta R/R_0$ за счет распространения акустических импульсов в нанопленке и подложке. Согласно данным на рис. 1, акустические импульсы, распространяющиеся в нанопленке (акустическое эхо), выходят на фронтальную поверхность с периодом $T = 2d_f/v_f = 25.6$ пс. При толщине пленки $d_f = 73 \pm 2$ нм измеренная продольная скорость звука для данного образца составляет $v_f = 5.73 \pm 0.16$ нм/ пс (км/с), которая находится в согласии с измеренными скоростями в диапа-

зоне 5.5–5.85 нм/пс, полученными в [24–26, 28] для поликристаллических пленок Ni толщиной от 120 до 200 нм на диэлектрических подложках. Скорость звука в материале сильно зависит от структуры конкретного материала, которая в случае пленок определяется режимом напыления пленки на подложку (метод нанесения, температурный режим), а также толщиной напыляемой пленки (изменение размера зерен, неоднородность пленки). Поэтому справочные данные о скорости звука могут сильно расходиться с актуальными для конкретного материала. В этой связи возникает необходимость измерять скорость звука для каждого отдельного образца. Например, для пленочных образцов поликристаллического никеля толщиной 510, 720 и 1060 нм, полученных при аналогичных условиях магнетронного напыления, что и пленка толщиной 73 нм, измеренная в данной работе продольная скорость звука составила 5.18–5.23 нм/пс, что ниже значения 5.73 нм/пс на 10%. Таким образом, использование метода пикосекундной акустики актуально для определения продольной скорости звука в тонких и толстых пленках [36, 37], толщины которых заранее определены. Более того, в работе [32] было продемонстрировано, что для пленок рутения на стекле толщиной от 1.2 до 107 нм скорость акустической волны с центральной спектральной частотой от 130 до 750 ГГц имела сильную нелинейную зависимость от толщины (частоты) и изменялась в диапазоне от 1.56 до 6.03 нм/пс.

Согласно рис. 1б, также наблюдается уменьшение амплитуды каждого последующего акустического эха. Из теории акустического рас согласования следует, что амплитудное значение коэффициента отражения и пропускания на границе Ni–стекло составляет $R_{fs} = -0.6$ и $T_{fs} = 0.4$, а импеданс никеля в 4 раза выше импеданса стекла:

$$R_{fs} = (v_s \rho_s - v_f \rho_f) / (v_s \rho_s + v_f \rho_f).$$

Для расчета использовались данные: $v_f = 5.73$ нм/пс, $\rho_f = 8900$ кг/м³, $v_s = 5.63$ нм/пс, $\rho_s = 2230$ кг/м³ (значения скорости звука взяты из эксперимента, импедансы стекла и пленки равны $v_s \rho_s = 1.255 \times 10^7$ и $v_f \rho_f = 5.1 \times 10^7$ кг/(м² с)).

Однако из экспериментальных данных (рис. 1б) следует, что отношение амплитуд последующего акустического эха ($n + 1$) к предыдущему n ниже расчетного значения $R_{fs} = -0.6$. Более того, наблюдается рост амплитуды: так, например, при амплитуде первого эха $A_1 = 1$ отношение $A_2/A_1 = 0.37$, $A_3/A_2 = 0.41$, $A_4/A_3 = 0.5$. Если бы измеренное значение коэффициента отражения было выше расчетного 0.6, это означало бы уменьшение импеданса на границе Ni–стекло, например, в результате деламинации плен-

ки Ni. В данном случае коэффициент отражения меньше расчетного, особенно для первого и второго эха. Вероятно, уменьшение коэффициента отражения может быть связано с усиленным поглощением акустического импульса при распространении в сильно нагретом материале (Ni), который прогревается до 1115 К в начальный момент времени и ко времени 50 и 75 пс остывает лишь до 710 и 677 К соответственно (расчет с помощью двухтемпературного гидродинамического кода). Помимо затухания акустического импульса в пленке по мере распространения и потеря на интерфейсе, на уменьшение амплитуды также может влиять дисперсия. Например, для пленок Ni толщиной 510 и 720 нм увеличение длительности второго эха составило в обоих случаях ~40% в аналогичном эксперименте. Однако в случае пленки толщиной 73 нм дисперсией можно пренебречь, поскольку акустический импульс проходит в пленке вместо 1020 и 1440 нм на порядок меньшее расстояние – 146 нм. Отметим, что при $F_{abs} \approx 0.01$ мДж/см² экспериментальное соотношение амплитуд первого и второго эха для образцов Ni толщиной 120 нм на кварце, а также 129 нм и 200 нм на кремнии совпало с расчетными значениями 0.66 и 0.42 для кварца и кремния соответственно [24–26].

Акустические импульсы в подложке. Регистрация акустического импульса, распространяющегося в глубь подложки, осуществляется благодаря интерференции зондирующего излучения, отраженного от нескольких неподвижных интерфейсов (воздух–пленка, пленка–подложка) и одного подвижного, которым и является убывающий акустический импульс, прошедший через интерфейс и индуцирующий локальное изменение оптических свойств [20]. Данное явление относят к бриллюэновскому рассеянию во временной области, поскольку в подложке происходит бриллюэновское рассеяние оптического зондирующего излучения (фотонов) на когерентных акустических фонах [20, 21].

В данном случае направление акустического импульса совпадает с направлением падающего зондирующего излучения, поэтому отраженный оптический импульс должен иметь стоксов сдвиг по частоте f_{BS} . Бриллюэновское рассеяние характеризуется частотным сдвигом в гигагерцовой области частот. Для кремния сдвиг по частоте составляет $f_{BS} = 70–80$ ГГц (в зависимости от ориентации) [21], для стекол $f_{BS} = 20–25$ ГГц [20].

Частота синусоидальных осцилляций, определенная методом фурье-преобразования по экспериментальным данным (рис. 1а), составляет $f_{BS} = 21.19$ ГГц (период – 46.95 пс), наложенная модельная синусоидальная функция имеет ча-

стоту $f_{BS} = 21.28$ ГГц, что находится в согласии с бриллюэновской частотой в стекле на длине волны 793 нм [22]. Отметим, что полная амплитуда синусоидального сигнала от акустической волны в подложке, регистрируемого через толщину пленки Ni в 73 нм, составляет $\Delta R/R_0 = 2.8 \times 10^{-4}$ (рис. 1а). При нормальном падении зондирующего излучения частота синусоидальных колебаний f_{BS} изменения коэффициента отражения $\Delta R/R_0$ определяется скоростью звука в подложке v_s , показателем преломления подложки $n(\lambda)$ и длиной волны зондирующего излучения λ_{pr} ($f_{BS} = 2n_s v_s / \lambda_{pr}$). Таким образом, при показателе преломления $n(\lambda) = 1.5$ на длине волны $\lambda_{pr} = 793$ нм при $f_{BS} = 21.19\text{--}21.28$ ГГц скорость звука в стекле составляет $v_s = 5.6\text{--}5.63$ нм/с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ

Для численного моделирования описанных выше процессов был использован двухтемпературный гидродинамический (2Т-ГД) код [38, 39] с учетом упругости (эффекты пластичности не учитывались ввиду относительно малых амплитуд давления [40]). Двухтемпературное уравнение термодинамического состояния никеля и коэффициент теплопроводности брались согласно работе [41]. Максимальная электронная температура на двухтемпературной стадии в конце действия нагревающего импульса достигает $T_e = 2860$ К. По мере передачи энергии в ионную подсистему температура решетки возрастает и достигает максимального значения $T_i = 1115$ К примерно через 1 пс (температура плавления никеля $T_m = 1726$ К). Результаты расчета для мгновенного распределения полного давления P_{xx} представлены на рис. 2 для моментов времени $t = 0.6, 2, 6, 10$ и 15 пс после воздействия нагревающего импульса.

На рис. 2 показано, во-первых, каким образом формируется первое отражение волны сжатия в никеле от интерфейса Ni–стекло. Во-вторых, продемонстрировано формирование акустической волны, проходящей через границу раздела в подложку. Акустическая волна в никеле состоит из волны сжатия и следующей за ней волны разрежения (рис. 2 при $t = 6$ пс). Такая форма характерна для «толстых» пленок или объемных образцов, в которых толщина слоя прогрева лазерным импульсом меньше толщины пленки. Акустическая волна, проходящая в стекло, аналогично состоит из участков положительного и отрицательного давлений (рис. 2, $t = 15$ пс), что обусловлено составным характером акустической волны в пленке (последовательность участков сжатия и разрежения). Максимальные значения давления акустического импульса в пленке и подложке составляют 6.8 и 1.2 ГПа соответственно. Как

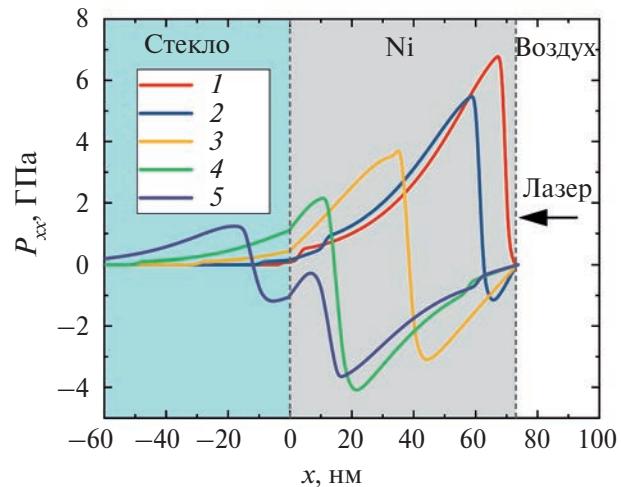


Рис. 2. Мгновенное распределение полного давления P_{xx} в пленке никеля и в стекле в различные моменты времени: 1 – $t = 0.6$ пс, 2 – 2, 3 – 6, 4 – 10, 5 – 15.

было указано ранее, из-за различия акустических импедансов стекла и никеля в подложку проходит последовательность затухающих импульсов с периодом, определяемым отношением двойной толщины пленки к скорости звука в ней. Амплитуда первой волны сжатия достигает 1.2 ГПа, а амплитуда каждой последующей волны уменьшается примерно на 60%. На рис. 1б расчетный профиль скорости границы пленки никеля с воздухом (фронтальной поверхности) совмещен с изменениями коэффициента отражения $\Delta R/R_0$, происходящими за счет выхода на поверхность акустического импульса (эха).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе экспериментально и теоретически исследована динамика релаксации энергии для образца пленки никеля толщиной 73 нм на диэлектрической подложке при фронтальном воздействии фемтосекундным лазерным импульсом с максимально возможным неразрушающим поглощенным флюенсом $F_{abs} = 10.87$ мДж/см². Двухтемпературный гидродинамический расчет дает значения максимальной температуры электронов и решетки 2860 К и 1115 К через 0.1 и 1 пс после воздействия соответственно, а также значения максимальных давлений акустического импульса в нанопленке и подложке – 6.8 и 1.2 ГПа соответственно. Временная динамика изменения коэффициента отражения $\Delta R/R_0$, измеренная с фронтальной стороны нанопленки во временном интервале до 300 пс, проанализирована на предмет распространения пикосекундных акустических импульсов в сильно нагретых нанопленке и подложке. Продоль-

ная скорость звука в нанопленке составила 5.73 ± 0.16 нм/пс, сдвиг частоты при рассеянии Бриллюэна–Мандельштама в подложке – около 21.15 ГГц. В опубликованной литературе практически отсутствуют исследования пикосекундной динамики тепловых и акустических процессов в нанопленках металлов, находящихся в сильнонеравновесном двухтемпературном состоянии, инициированном воздействием фемтосекундного лазерного импульса с плотностью потока энергии вблизи порога модификации (разрушения) материала.

Экспериментальные исследования выполнены при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (ОИВТ РАН № 075-00270-24-00). Моделирование проведено при финансовой поддержке ГЗ ИТФ им. Ландау (FFWR-2024-0013, Нелинейные режимы взаимодействия вещества и излучения, 124041900014-8). Данная работа была выполнена на оборудовании ЦКП «Лазерный фемтосекундный комплекс» ОИВТ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Hohlfeld J., Wellershoff S.-S., Giidde J., Conrad U., Jähnke V., Matthias E.* Electron and Lattice Dynamics Following Optical Excitation of Metals // *Chem. Phys.* 2000. V. 251. № 1–3. P. 237.
2. *Caffrey A., Hopkins P., Klop J., Norris P.* Thin Film Non-noble Transition Metal Thermophysical Properties // *Nanoscale Microscale Thermophys. Eng.* 2005. V. 9. № 4. P. 365.
3. *Hopkins P.E., Klop J.M., Norris P.M.* Influence of Interband Transitions on Electron-Phonon Coupling Measurements in Ni Films // *Appl. Opt.* 2007. V. 46. № 11. P. 2076.
4. *Lin Z., Zhigilei L.V., Celli V.* Electron-Phonon Coupling and Electron Heat Capacity of Metals under Conditions of Strong Electron-Phonon Nonequilibrium // *Phys. Rev. B.* 2008. V. 77. № 7. 075133.
5. *Medvedev N., Milov I.* Electron-Phonon Coupling in Metals at High Electronic Temperatures // *Phys. Rev. B.* 2020. V. 102. № 6. 064302.
6. *Paddock C.A., Eesley G.L.* Transient Thermoreflectance from Thin Metal Films // *J. Appl. Phys.* 1986. V. 60. № 1. P. 285.
7. *Clemens B.M., Eesley G.L., Paddock C.A.* Time-resolved Thermal Transport in Compositionally Modulated Metal Films // *Phys. Rev. B.* 1988. V. 37. № 3. P. 1085.
8. *Tsibidis G.D.* Ultrafast Dynamics of Non-equilibrium Electrons and Strain Generation Under Femtosecond Laser Irradiation of Nickel // *Appl. Phys. A.* 2018. V. 124. № 4. P. 311.
9. *Genieys T., Petrakakis M.N., Tsibidis G.D., Sentis M., Utéza O.* Unravelling Ultrashort Laser Excitation of Nickel at 800 nm Wavelength // *J. Phys. D. Appl. Phys.* 2021. V. 54. № 49. 495302.
10. *Wellershoff S.-S., Hohlfeld J., Giidde J., Matthias E.* The Role of Electron-Phonon Coupling in Femtosecond Laser Damage of Metals // *Appl. Phys. A. Mater. Sci. Process.* 1999. V. 69. № 7. P. S99.
11. *Engel R.Y., Alexander O., Atak K. et al.* Electron Population Dynamics in Resonant Non-linear x-ray Absorption in Nickel at a Free-electron Laser // *Struct. Dyn.* 2023. V. 10. 054501.
12. *Chang H.-T., Guggenmos A., Cushing S.K. et al.* Electron Thermalization and Relaxation in Laser-heated Nickel by Few-femtosecond Core-level Transient Absorption Spectroscopy // *Phys. Rev. B.* 2021. V. 103. 064305.
13. *Иногамов Н.А., Хохлов В.А., Ромашевский С.А., Петров Ю.В., Жаховский В.В., Ашитков С.И.* Определение важнейших параметров металла, облученного ультракоротким лазерным импульсом // Письма в ЖЭТФ. 2023. Т. 117. № 2. С. 107.
14. *Ашитков С.И., Иногамов Н.А., Комаров П.С., Петров Ю.В., Ромашевский С.А., Ситников Д.С., Струлева Е.В., Хохлов В.А.* Сверхбыстрый перенос энергии в металлах в сильно неравновесном состоянии, индуцируемом фемтосекундными лазерными импульсами субтераваттной интенсивности // ТВТ. 2022. Т. 60. № 2. С. 218.
15. *Иногамов Н.А., Хохлов В.А., Ромашевский С.А., Петров Ю.В., Овчинников М.А., Ашитков С.И.* Сильное возбуждение электронной подсистемы золота ультракоротким лазерным импульсом и процессы релаксации около температуры плавления // ЖЭТФ. 2024. Т. 165. № 2. С. 165.
16. *Matsuda O., Larciprete M.C., Li Voti R., Wright O.B.* Fundamentals of Picosecond Laser Ultrasonics // *Ultrasonics*. 2015. V. 56. P. 3.
17. *Thomsen C., Strait J., Vardeny Z., Maris H.J., Tauc J., Hauser J.J.* Coherent Phonon Generation and Detection by Picosecond Light Pulses // *Phys. Rev. Lett.* 1984. V. 53. № 10. P. 989.
18. *Edward S., Zhang H., Setija I., Verrina V., Antoncechi A., Witte S., Planken P.* Detection of Hidden Gratings through Multilayer Nanostructures Using Light and Sound // *Phys. Rev. Appl.* 2020. V. 14. № 1. 014015.
19. *Zhang H., Antoncechi A., Edward S., Setija I., Planken P., Witte S.* Unraveling Phononic, Optoacoustic, and Mechanical Properties of Metals with Light-Driven Hypersound // *Phys. Rev. Appl.* 2020. V. 13. № 1. 014010.
20. *Thomsen C., Grahn H.T., Maris H.J., Tauc J.* Picosecond Interferometric Technique for Study of Phonons in the Brillouin Frequency Range // *Opt. Commun.* 1986. V. 60. № 1–2. P. 55.
21. *Gusev V.E., Ruello P.* Advances in Applications of Time-domain Brillouin Scattering for Nanoscale Imaging // *Appl. Phys. Rev.* 2018. V. 5. № 3. 031101.
22. *Devos A., Côte R.* Strong Oscillations Detected by Picosecond Ultrasonics in Silicon: Evidence for an Electronic-structure Effect // *Phys. Rev. B.* 2004. V. 70. № 12. 125208.

23. Greener J.D.G., de Lima Savi E., Akimov A.V., Rabetz S., Kudrynskyi Z., Kovalyuk Z.D., Chigarev N., Kent A., Patané A., Gusev V. High-frequency Elastic Coupling at the Interface of van der Waals Nanolayers Imaged by Picosecond Ultrasonics // ACS Nano. 2019. V. 13. № 10. P. 11530.
24. Thomsen C., Grahn H.T., Maris H.J., Tauc J. Surface Generation and Detection of Phonons by Picosecond Light Pulses // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. № 6. P. 4129.
25. Eesley G.L., Clemens B.M., Paddock C.A. Generation and Detection of Picosecond Acoustic Pulses in Thin Metal Films // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. № 12. P. 717.
26. Saito T., Matsuda O., Wright O.B. Picosecond Acoustic Phonon Pulse Generation in Nickel and Chromium // Phys. Rev. B. 2003. V. 67. № 20. P. 1.
27. Kim J.-W., Vomir M., Bigot J.-Y. Ultrafast Magnetoacoustics in Nickel Films // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. № 16. 166601.
28. Edward S., Zhang H., Witte S., Planken P.C.M. Laser-induced Ultrasonics for Detection of Low-amplitude Grating Through Metal Layers with Finite Roughness // Opt. Express. 2020. V. 28. № 16. P. 23374.
29. Persson A.I.H., Enquist H., Jurgilaitis A., Andreasson B.P., Larsson J. Real-Time Observation of Coherent Acoustic Phonons Generated by an Acoustically Mismatched Optoacoustic Transducer Using X-Ray Diffraction // J. Appl. Phys. 2015. V. 118. 185308.
30. Crimmins T.F., Maznev A.A., Nelson K.A. Transient Grating Measurements of Picosecond Acoustic Pulses in Metal Films // Appl. Phys. Lett. 1999. V. 74. № 9. P. 1344.
31. Tzianaki E., Bakarezos M., Tsibidis G.D., Orphanos Y., Loukakos P.A., Kosmidis C., Patsalas P., Tatarakis M., Papadogiannis N.A. High Acoustic Strains in Si Through Ultrafast Laser Excitation of Ti Thin-film Transducers // Opt. Express. 2015. V. 23. № 13. P. 17191.
32. De Haan G., van den Hooven T.J., Planken P.C.M. Ultrafast Laser-induced Strain Waves in Thin Ruthenium Layers // Opt. Express. 2021. V. 29. № 20. P. 32051.
33. Ашиктов С.И., Комаров П.С., Струлева Е.В., Агранат М.Б. Сопротивление деформированию титана вблизи теоретического предела прочности // ТВТ. 2018. Т. 56. № 6. С. 897.
34. Струлёва Е.В., Комаров П.С., Ашиктов С.И. Термомеханическая абляция титана при фемтосекундном лазерном воздействии // ТВТ. 2019. Т. 57. № 4. С. 529.
35. Johnson P., Christy R. Optical Constants of Transition Metals: Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, and Pd // Phys. Rev. B. 1974. V. 9. № 12. P. 5056.
36. 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. V. 133. 203101.
37. 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. V. 136. 015304.
38. Анисимов С.И., Жаховский В.В., Иногамов Н.А., Мигдал К.П., Петров Ю.В., Хохлов В.А. Физика высоких плотностей энергии и лазерные технологии // ЖЭТФ. 2019. Т. 156. № 4. С. 806.
39. Demaske B.J., Zhakhovsky V.V., Inogamov N.A., Oleynik I.I. Ultrashort Shock Waves in Nickel Induced by Femtosecond Laser Pulses // Phys. Rev. B. 2013. V. 87. № 5. 054109.
40. Жаховский В.В., Иногамов Н.А. Упруго-пластические явления в ультракоротких ударных волнах // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 92. № 8. С. 574.
41. Inogamov N.A., Petrov Y.V., Zhakhovsky V.V., Khokhlov V.A., Demaske B.J., Ashitkov S.I., Khishchenko K.V., Migdal K.P., Agranat M.B., Anisimov S.I., Fortov V.E. Two-temperature Thermodynamic and Kinetic Properties of Transition Metals Irradiated by Femtosecond Lasers // AIP Conf. Proc. 2012. V. 1464. P. 593.