

## Определение важнейших параметров металла, облученного ультракоротким лазерным импульсом

Н. А. Иногамов<sup>1)</sup>, В. А. Хохлов<sup>×</sup>, С. А. Ромашевский<sup>×</sup>, Ю. В. Петров<sup>+</sup>, В. В. Жаховский<sup>×</sup>,  
С. И. Ашитков<sup>×</sup>

<sup>+</sup>Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, 142432 Черноголовка, Россия

<sup>\*</sup>Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова Росатом, 127055 Москва, Россия

<sup>×</sup>Объединенный институт высоких температур РАН, 125412 Москва, Россия

Поступила в редакцию 16 ноября 2022 г.

После переработки 26 ноября 2022 г.

Принята к публикации 1 декабря 2022 г.

Ультракороткие лазерные воздействия с длительностью от нескольких до порядка 1000 световых осцилляций имеют огромное значение в современной науке и технике. Такой импульс переводит металл в возбужденное состояние с горячими электронами: двухтемпературное состояние  $T_e \gg T_i$ , где  $T_e, T_i$  – это температуры электронной и ионной подсистем. При этом меняется коэффициент теплопроводности по сравнению с хорошо известными справочными значениями. Теплопроводность  $\kappa$  и темп обмена энергией между электронной и ионной подсистемами  $\alpha$  – это ключевые параметры 2Т модели. До сих пор они остаются плохо изученными. Хотя работ, направленных на их исследование, особенно это касается  $\alpha$ , много. В настоящей статье представлены новые теоретико-экспериментальные данные, позволяющие определить  $\kappa$  и  $\alpha$  на примере с золотом.

DOI: 10.31857/S1234567823020040, EDN: oefbbu

**1. Введение.** Ультракороткие лазерные импульсы (УкЛИ) широко применяются в плазмонике [1, 2], микро-, нанообработке поверхности (структурирование [2–5], упрочнение [6]) и для производства коллоидных растворов наночастиц [7]. Этим объясняется большой интерес к физике воздействия УкЛИ на металлы. Изолированные атомы могут существовать в основном и возбужденном состояниях. При воздействии УкЛИ в конденсированной среде возникает аналог возбужденного состояния. Если в изолированном атоме за снятие возбуждения ответственны фотопроцессы, то в металле релаксация обусловлена черенковским излучением фононов сверхзвуковыми электронами [8, 9]. Коэффициент электрон-ионной релаксации  $\alpha$  связан с этим процессом; в литературе вместо  $\alpha$  часто используют эквивалентное обозначение  $g$  [10].

В металлах глубина проникновения электромагнитного поля световых лазеров ограничена тонким скин-слоем (толщина  $d_{\text{skin}} = 10\text{--}20$  нм), поскольку плазменная частота больше лазерной. Поэтому в пленках толще, чем скин-слой, и в объемных мишенях важнейшую роль в кинетике релаксации (в направлении от неравновесного двухтемпературного к

равновесному однотемпературному  $T_e = T_i$  состоянию) играет охлаждение слоя  $d_{\text{skin}}$  за счет электронной теплопроводности. Таким образом, параметры  $\alpha$  (коэффициент обмена) и  $\kappa$  (теплопроводность) определяют физику лазерного воздействия в ситуациях с УкЛИ. Задача состоит в определении этих параметров.

**2. Электрон-фононное взаимодействие.** Важность релаксации электронного возбуждения посредством электрон-фононного взаимодействия была подчеркнута уже в первых работах [8, 9]. В статьях 1980–90-х гг. информация о релаксации электронов была получена в опытах по изменению отражения вследствие нагрева (термоотражение, далее TTR – *transient thermo reflectivity*) [11–14]. Нагревы электронной подсистемы в этих работах были небольшими – превышение электронной температуры  $T_e$  над комнатной температурой не более, чем на сотни градусов. Значения  $\alpha$  для золота получались в пределах  $(2 \div 4) \cdot 10^{16}$  Вт К<sup>-1</sup> м<sup>-3</sup>.

В более современных работах начала нынешнего тысячелетия, во-первых, для диагностики (probe) после основного фемтосекундного оптического воздействия (pump) использовался ультракороткий электронный или рентгеновский импульс [15–17]. По тепловому уширению линий ионов в решетке находилась

<sup>1)</sup>e-mail: nailinogamov@gmail.com

текущая ионная температура  $T_i$ . Во-вторых, собиралось отраженное и прошедшее через пленку излучение и аккуратно определялась энергия, поглощенная пленкой. По коэффициентам отражения и пропускания выяснялись оптические характеристики золота [18–22] в двухтемпературном состоянии. Измерялось время начала плавления ультратонкой (толщина пленки  $d_f \sim d_{\text{skin}}$ ) пленки [20], см. также описание плавления золота в статье [23].

Если в старых работах [11–14] энергии лазера и соответственно максимальные электронные температуры  $T_e$  были малы, то в работах [15–17, 24], наоборот, в ультратонкую пленку  $d_f \sim d_{\text{skin}}$  вкладывалось много энергии, так что имели место процессы и плавления (см. [25–27]), и гидродинамического распада пленки [27–29].

Ситуация с расчетами и измерениями в опытах величины коэффициента  $\alpha$  выглядела относительно благополучно. Так было до работ (а) Милова и Медведева [30–32], (б) до опытов с построением картин Лауэ при дифракции релятивистского электронного пучка на облученной фемтосекундным лазером ультратонкой (35 нм) пленке монокристалла золота [33, 34] и (с) интерпретации опытов [33] с помощью молекулярно-динамического (МД) моделирования [35, 36]. Мнение о существенном ослаблении коэффициента  $\alpha$  было высказано в недавней работе (сентябрь 2022) [37].

Драматизм ситуации ясен из статьи [30]. Значения коэффициента  $\alpha(T_e)$ , например, при  $T_e = 15$  кК, в разных теоретических работах, цитируемых на рис. 1б [30], отличаются в 7 раз. Часть работ по расчету зависимости  $\alpha(T_e)$  из указанного перечня работ основана на обобщении [38, 10], предложенном в 1994 году в статье [38]. Это обобщение на многозонные металлы однозонного подхода Аллена [39]:

$$\alpha(T_e) = \frac{\pi \hbar k_B \lambda \langle \omega^2 \rangle}{g_\Sigma(\varepsilon_F)} \int (g_\Sigma(\varepsilon))^2 (-\partial f_F / \partial \varepsilon) d\varepsilon, \quad (1)$$

где  $g_\Sigma(\varepsilon)$  – суммарная плотность электронных состояний,  $f_F(\varepsilon; \mu(T_e), T_e)$  – распределение Ферми по энергии одноэлектронных состояний  $\varepsilon$ ,  $\mu(T_e)$  – химический потенциал, который определяется из условия нормировки на число электронов, для золота суммарное число электронов s- и d-зон равно 11 (см., например, [26]),  $\varepsilon_F$  – уровень Ферми.

Важно то, что множитель  $\lambda \langle \omega^2 \rangle$  в формуле (1) берется из измерений при низких температурах [40]. Этот множитель характеризует силу электрон-фононного взаимодействия и используется в теории сверхпроводимости [39, 38, 10]. При таком обобщении нивелируется разница между зонами электрон-

ного спектра и в формулу (1) подставляется функция  $g_\Sigma(\varepsilon)$  для суммарной (индекс  $\Sigma$ ) плотности электронных состояний. Между тем d-зона золота лежит достаточно глубоко под уровнем Ферми (примерно 2 эВ) и никак себя не проявляет при криогенных температурах. Следовательно, нет вклада от d-зоны в множитель  $\lambda \langle \omega^2 \rangle$  в формуле (1).

В другой части работ [30–32, 40, 41] из упомянутого выше перечня при расчете коэффициента  $\alpha$  вклады зон разделяются, например, для золота  $\alpha_\Sigma = \alpha_s + \alpha_d$ , см. [40]. При этом значения  $\alpha_\Sigma$  получаются меньше [30–32, 40, 42], чем по простой формуле (1), например, см. рис. 2 в статье [42]. Отметим также, что величина функции  $\alpha_\Sigma(T_e)$  существенно зависит от выбранной экранировки [43]. Из четырех использованных нами экранировок (Thomas–Fermi, Lindhard, Hubbard, Singwi–Sjoelander) формулы моделей Thomas–Fermi и Lindhard дают близкие результаты, а наилучшей, видимо, является экранировка Singwi–Sjoelander, см. [43], с. 6.

На рисунке 1 представлены теоретические зависимости  $\alpha_\Sigma(T_e)$ . Красная кривая взята из работы

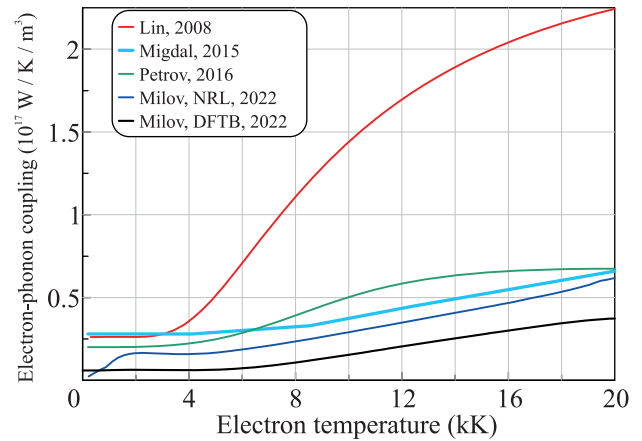


Рис. 1. (Цветной онлайн) Теоретические зависимости  $\alpha_\Sigma(T_e)$ , см. текст

[10], зеленая – из статьи [23], голубая взята с рис. 7а статьи [43], синяя и черная кривые соответствуют рис. 1(а) в статье [32]. Как видим, функция  $\alpha(T_e)$  из статьи [10] начинает резко расти согласно формуле (1) после повышения температуры  $T_e$  и подключения электронов и дырок d-зоны к электрон-фононному взаимодействию. В наших двухтемпературных гидродинамических ( $2T$ -гд) расчетах, представленных ниже, будет использоваться зависимость  $\alpha_*(T_e)$  из статьи [23] (зеленая кривая на рис. 1). Мы будем варьировать амплитуду электрон-фононного взаимодействия с помощью фактора  $n$ :

$$\alpha_* \rightarrow \alpha_*/n. \quad (2)$$

Фактор  $n$  в (2) подбирается так, чтобы зависимость нормированной поправки к коэффициенту отражения

$$-\Delta R/R_0, \Delta R = R(t) - R_0, \quad (3)$$

найденная путем численного моделирования, наилучшим образом соответствовала нашим опытам по TTR, см. ниже; здесь  $R_0$  – коэффициент отражения до лазерного воздействия,  $R(t)$  – коэффициент отражения как функция времени до, во время и после лазерного воздействия.

**3. Теплопроводность в двухтемпературных условиях.** Теория теплопроводности  $\kappa$  в двухтемпературных состояниях оказывается сложнее, чем теория коэффициента электрон-фононного теплообмена  $\alpha$ . Работ с расчетами  $\kappa$  меньше [40, 42, 44–47]. Между тем, как сказано выше, в золоте в случае объемной мишени тепло, запасенное в скин-слое за время действия ультракороткого импульса, выводится в основном именно за счет теплопроводности. Фактор теплопроводности – это основной фактор в законе снижения электронной температуры в скин-слое. В этом отношении канал охлаждения, связанный с электрон-фононным взаимодействием  $\alpha$ , менее важен.

На рисунке 2 представлены зависимости  $\kappa(T_e, T_i)$ . Кривые “Smirnov” были приведены на рис. 9 в недав-

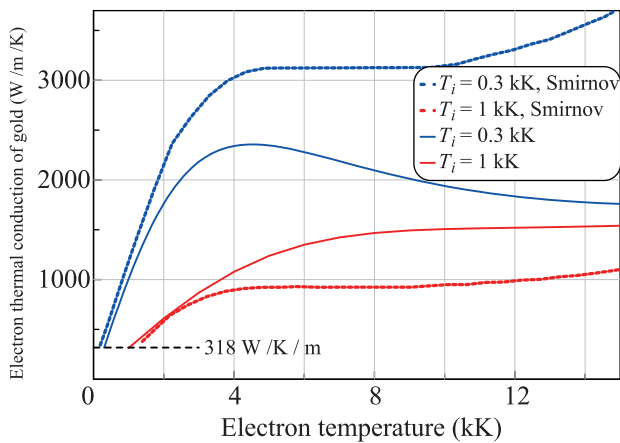


Рис. 2. (Цветной онлайн) Теоретические зависимости  $\kappa(T_e, T_i)$ . Кривые “Smirnov” взяты с рис. 9 в статье [47]. Две другие кривые вычислены по нашей модели теплопроводности [48], которая применена для  $2T$ -гд расчетов в данной работе. Штриховая горизонтальная прямая относится к коэффициенту теплопроводности  $\kappa_0$  при комнатной температуре

ней статье [47]. В наших  $2T$ -гд расчетах мы будем пользоваться моделью, построенной в статье [48]. По этой модели вычислены две сплошные кривые,

представленные на рис. 2. В модели [48] вычисляются вклады в теплопроводность  $\kappa_{ee}$  и  $\kappa_{ei}$ , обусловленные электрон-электронными ( $ee$ ) и электрон-ионными ( $ei$ ) столкновениями.

Теплопроводность  $\kappa_{2T}$  определяется по парциальным вкладам по правилу Матиссена (сложение тепловых сопротивлений)

$$1/\kappa_{2T} = 1/(k_e \kappa_{ee}) + 1/\kappa_{ei}. \quad (4)$$

В гидродинамических расчетах мы с помощью дополнительного параметра  $k_e$  варьируем электрон-электронный вклад  $\kappa_{ee}$  в теплопроводность  $\kappa_{2T}$ . Это делается таким образом, чтобы наилучшим образом описать эксперимент; чем больше  $k_e$ , тем слабее роль  $\kappa_{ee}$ .

Рассмотрим одностепенную ситуацию  $T_e = T_i$  на интервале температур от температуры Дебая до температуры плавления. В этом интервале теплопроводность, вычисляемая по нашей модели [48], слабо зависит от температуры:  $\kappa_{2T} \approx \kappa_0$ , где  $\kappa_0$  соответствует значению при комнатной температуре. Так и должно быть: при  $T_e = T_i$  в указанном интервале температур рост электронной теплоемкости  $c_e \propto T_e$  компенсируется ростом частоты электрон-фононных столкновений  $\nu_{ei} \propto T_i$ ;  $\nu_{ee} \ll \nu_{ei}$  при таких температурах.

Отметим, расчеты коэффициента теплопроводности  $\kappa$  в работе [47] выполнены без учета электрон-электронных столкновений (частота  $\nu_{ee}$ ). Поэтому кривые, показанные точками на рис. 2, пропорциональны друг другу с коэффициентом пропорциональности, равным отношению ионных температур  $T_i$ . В нашей модели частота  $\nu_{ee}$  играет важную роль.

В теории в двухтемпературных условиях коэффициент теплопроводности  $\kappa$  сильно возрастает при увеличении температуры  $T_e$ , ср. кривые на рис. 2 и штриховую прямую. Это происходит вследствие увеличения теплоемкости электронов  $c_e$  из-за частичного снятия вырождения при нагреве электронной подсистемы. Темп роста коэффициента  $\kappa_{2T}$  из-за роста теплоемкости  $c_e$  вследствие увеличения  $T_e$  замедляется из-за увеличения частоты  $\nu_{ee}$ . Причем частота  $\nu_{ee}$  при повышенных  $T_e$  растет несколько медленнее, чем  $T_e^2$ , см. рис. 8, 10 в [44].

**4. Двухтемпературное гидродинамическое численное моделирование.** Мы применяем наш проверенный на предыдущих задачах двухтемпературный гидрокод, см., например, [49]. Система уравнений двухтемпературной гидродинамики выписана в работе [49]. Для ее решения необходимо знать уравнение состояния (УрС) и коэффициенты  $\alpha, \kappa$ . Ионная часть УрС золота описывается широкодиапазонным

многофазным УрС [50–52], а электронная часть УрС берется согласно [53]. Коэффициенты  $\alpha$  и  $\kappa$  были представлены выше в п. 2 и 3 (4). Коэффициент поглощения золота для длины волны накачки (pump) 400 нм равен 0.7 при падении под углом 45 градусов, см. описание опыта в работе [54] и в п. 6 ниже. Длительность импульса накачки в опытах составляла 150 фс по уровню  $1/e$  при аппроксимации временной зависимости функцией Гаусса.

На рисунке 3 проиллюстрированы результаты численного моделирования. Для согласования с

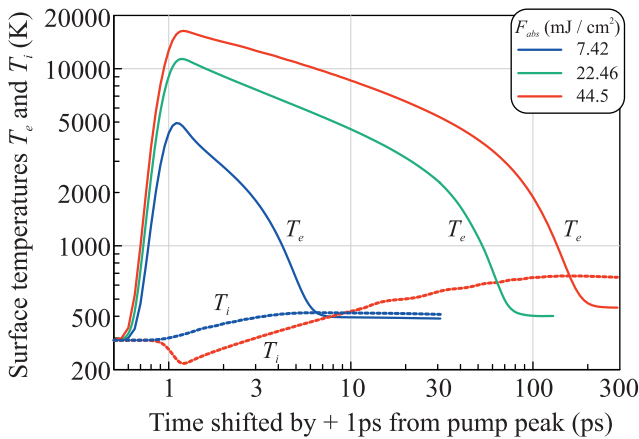


Рис. 3. (Цветной онлайн) Ход электронной температуры на поверхности в случае расчетов, согласующихся с измерениями коэффициента отражения (3). Как видим, даже для самого “сильного” воздействия максимум ионной температуры существенно ниже температуры плавления золота 1337 К

результатами опытов было проведено порядка ста  $2T$ -гд расчетов. Подбирались такие значения параметров  $n$  (2) и  $k_e$  (см. (4)), чтобы обеспечить наилучшее согласие с экспериментальными измерениями TTR (3). Отметим, что квазиadiaбатическое снижение температуры  $T_i$  на поверхности в первые пикосекунды обусловлено растяжением тонкого поверхностного слоя под действием электронного давления. Нагрев ионов в этом слое за счет электрон-ионного взаимодействия  $\alpha$  на этих малых временах меньше адиабатического охлаждения.

Расчеты на рис. 3 охватывают широкий диапазон поглощенных флюенсов  $F_{abs}$ : 7.42, 22.6 и 44.52 мДж см<sup>-2</sup>. Значения пар параметров  $n$  (2) и  $k_e$  (4) оказались равными (0.5, 0.25), (9, 4.5) и (15, 7.5) для перечисленных “слабого”, “среднего” и “сильного” лазерных воздействий соответственно. Выбор параметров  $n$  (2) и  $k_e$  (4), корректирующих зависимости  $\alpha(T_e)$  и  $\kappa(T_e, T_i)$ , осуществляется на основании сравнения расчетов с экспериментом. Как показано

в следующем разделе, пропорциональная вариация параметров  $n$  и  $k_e$  не меняет температуру на одно-температурной стадии (т.е. на больших временах).

Зависимости (3) в наших опытах измерены на объемной мишени (толщина 1 мм) до времен 340 пс. Длина расчетного отрезка 4 мкм является достаточной для численного моделирования объемной мишени на временном интервале до 350 пс.

**5. Двухтемпературная тепловая задача. Оценки.** Важнейшими характеристиками течения, порожденного ультракратким лазерным воздействием, являются глубина прогрева (в нм)

$$d_T \sim 90 \frac{\gamma_{100}^{1/5} \chi_{10}^{2/5}}{\alpha_{17}^{2/5}} F_{100}^{1/5} \quad \text{или} \quad 65 \frac{\gamma_{100}^{1/6} \chi_{10}^{1/3}}{\alpha_{17}^{1/3}} F_{100}^{1/6} \quad (5)$$

на двухтемпературной стадии и продолжительность (в пс)

$$t_{eq} \sim 8 \frac{\gamma_{100}^{2/5}}{\chi_{10}^{1/5} \alpha_{17}^{4/5}} F_{100}^{2/5} \quad \text{или} \quad 4 \frac{\gamma_{100}^{1/3}}{\chi_{10}^{1/3} \alpha_{17}^{2/3}} F_{100}^{1/3} \quad (6)$$

этой стадии [49]. Здесь числовые нормировки имеют вид:  $\gamma_{100} = \gamma/100$  Дж м<sup>-3</sup> К<sup>-2</sup> – электронная теплоемкость  $c_e = \gamma T_e$ ;  $\alpha_{17} = \alpha/10^{17}$  Вт м<sup>-3</sup> К<sup>-1</sup>;  $\chi_{10} = \chi_{2T}/10$  см<sup>2</sup> с<sup>-1</sup> – электронная температуропроводность  $\chi = \kappa/c_e$ ;  $F_{100} = F_{abs}/100$  мДж см<sup>-2</sup>. Левое и правое выражения в формулах (5), (6) получаются в двух несколько различных аппроксимациях решений двухтемпературной задачи теплопроводности с потерями [49].

Как видим (5), (6), при фиксированных  $\gamma$  и  $F_{abs}$  значения  $d_T$  и  $t_{eq}$  определяются коэффициентами  $\alpha$  и  $\kappa_{2T}$ . Важно то, что если изменять коэффициенты  $\alpha$  и  $\kappa_{2T}$  пропорционально друг другу, то значение  $d_T$  не меняется! Если не меняется значение  $d_T$ , то не меняется и значение температуры на одностепенной ( $T_e = T_i$ ) стадии; разумеется, при фиксированном значении поглощенной энергии  $F_{abs}$  (закон сохранения энергии), поскольку температура определяется объемной плотностью энергии  $F_{abs}/d_T$ .

При этом в двух аппроксимациях (5), (6) длительность двухтемпературной стадии возрастает

$$t_{eq} \propto n^{4/5} k_e^{1/5} \quad \text{или} \quad n^{2/3} k_e^{1/3}, \quad (7)$$

если увеличивать коэффициенты  $n$  (2) и  $k_e$  (4), ослабляющие электрон-фононную релаксацию и электронную теплопроводность. Длительность  $t_{eq}$  и прогрев  $d_T$  медленно растут также при увеличении поглощенной энергии  $F_{abs}$ , см. (5), (6).

**6. Эксперимент.** Источником излучения являлась Ti:S лазерная система (Legend, Coherent),

генерирующая импульсы длительностью 60 фс с частотой следования до 1 кГц. Для измерения временной динамики TTR применялась схема “накачка–зондирование” с использованием методики фазочувствительного детектирования с помощью синхронно-усилителя Stanford research systems SR830.

В работе был реализован особый режим измерения сигнала TTR при низкой частоте следования нагревающих импульсов 31.5 Гц, усиленных в регенеративном усилителе. Выбор такого режима позволил минимизировать эффекты накопления и дал возможность получить новые данные при более высоких интенсивностях излучения и температурах без разрушения или деградации мишени, по сравнению со стандартно применяемыми режимами измерения TTR с частотой следования импульсов 80–100 МГц и температурой нагрева решетки на несколько градусов [55–60].

Нагревающие импульсы длительностью 150 фс на длине волны второй гармоники 400 нм фокусировались на поликристаллический массивный образец золота под углом 45 градусов в эллиптическое пятно размером 130 на 93 мкм по уровню  $1/e$ . Измеренное значение интегрального коэффициента отражения нагревающего импульса от мишени составило 0.3. Зондирующие импульсы длительностью 60 фс на длине волны 800 нм фокусировались по нормали в центр области нагрева в пятно диаметром 15 мкм. Пространственное распределение нагревающего и зондирующего импульсов соответствовало Гауссову.

Для варьирования временной задержки между нагревающим и зондирующим импульсами использовалась оптическая линия задержки. Шаг сканирования составлял 100 фс в интервале от  $-2$  до  $+5$  пс, 1 пс в интервале от  $+5$  до 105 и 3.5 пс на временах, больших 105 пс, см. рис. 4 и 5. Каждая вертикальная черточка на этих рисунках соответствует одному шагу сканирования.

Регистрация изменения термоотражения (3) от времени проводилась для трех значений поглощенного флюенса  $F_{abs}$ , равных 7.4, 22.1 и 44.3 мДж см $^{-2}$ . Для каждого из этих значений записывались два-три скана с последующим усреднением полученных временных зависимостей. Погрешность определялась среднеквадратичным отклонением по данным этих измерений. На рисунках 4 и 5 указанные погрешности представлены цепочкой вертикальных черточек. Все измерения проводились в одном месте на мишени.

**7. Анализ и обсуждение результатов.** На рисунках 4 и 5 приведены результаты сравнения

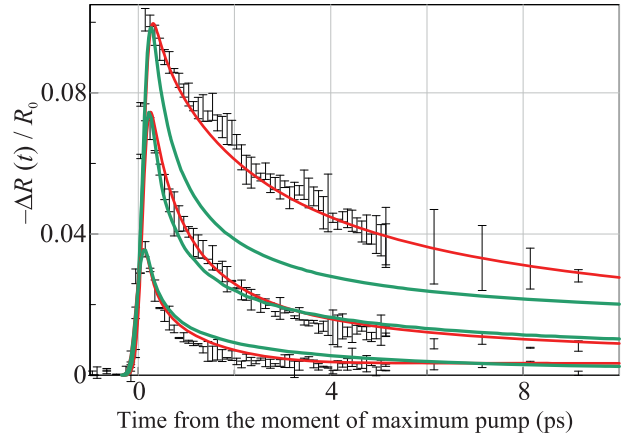


Рис. 4. (Цветной онлайн) Сравнение расчетов и опытов по TTR. Верхняя, средняя и нижняя последовательности погрешностей экспериментального измерения TTR (вертикальные черточки) относятся к сильному, среднему и слабому воздействиям соответственно. Красные кривые представляют наилучшие аппроксимации опытов. Зеленые кривые получены при значениях параметров  $\alpha$ ,  $\kappa$ , близких к теоретическим зависимостям на рис. 1, 2, см. объяснения в тексте

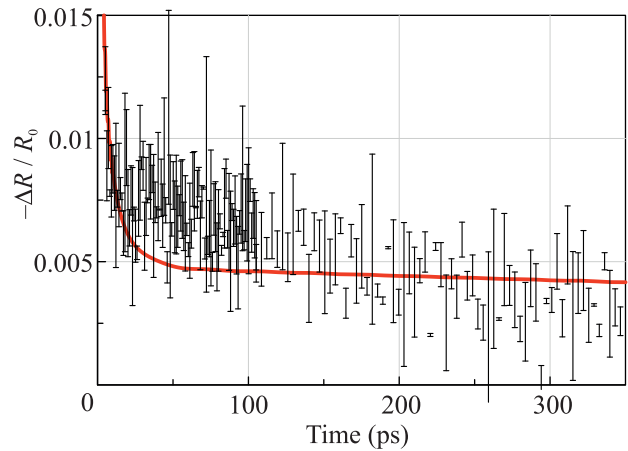


Рис. 5. (Цветной онлайн) Сравнение расчета с экспериментом на далеких временах в случае среднего по амплитуде воздействия  $F_{abs} = 22.6$  мДж/см $^2$

теоретико-численного моделирования и опытов. Оказалось, что если отношение параметров  $n$  и  $k_e$  равно  $(1/2):1$ , то с хорошей точностью воспроизводится температура в опыте на далеких временах  $\sim 100$  пс для всех трех воздействий с перечисленными флюенсами, см. пример на рис. 5. Поэтому мы фиксировали указанное отношение параметров  $n$  и  $k_e$  и варьировали параметр  $n$  так, чтобы воспроизводить спад коэффициента отражения (3) на двухтемпературной стадии. Результаты показаны на рис. 4.

На основании данных, представленных на рис. 4, выбраны значения (0.5, 0.25), (9, 4.5) и (15, 7.5) пар параметров  $n$  и  $k_e$  для слабого, среднего и сильного воздействий соответственно. Этим значениям соответствуют красные кривые на рис. 4, наилучшим образом аппроксимирующие опыты. Как видим, в случае сильного воздействия имеет место большая поправка в сторону уменьшения для теоретических зависимостей  $\alpha$  и  $\kappa$ , которые были показаны выше на рис. 1 и 2. При этом в случае слабого воздействия значения  $\alpha$  и  $\kappa$  оказываются несколько выше теоретических значений.

Зеленая кривая для сильного воздействия получена при значениях  $(n, k_e) = (2, 1)$ , близких к теории на рис. 1 и 2. На рисунке 4 имеется существенное отличие между красной и зеленой кривыми в случае сильного воздействия. Отметим, что в случае среднего воздействия такое отличие гораздо меньше. Зеленая кривая  $(n, k_e) = (2, 1)$  на рис. 4 в случае среднего воздействия идет по нижнему краю разброса экспериментальных погрешностей, сравните с сильным воздействием. Для слабого воздействия красная и зеленая кривые на рис. 4 получены при значениях  $(n, k_e)$ , равных (0.5, 0.25) и (2, 1) соответственно.

На основе этих результатов построен рис. 6. Оцен-

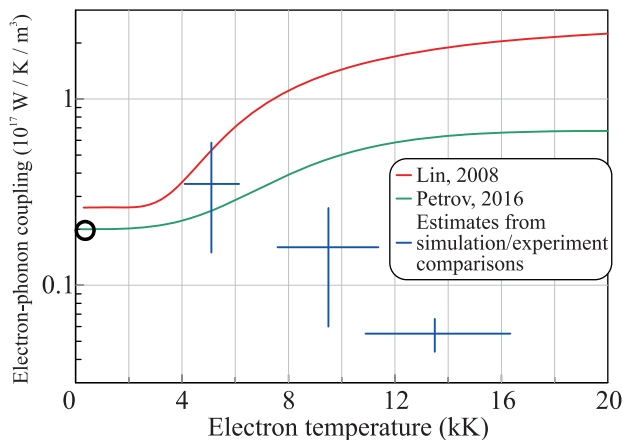


Рис. 6. (Цветной онлайн) Оценки вариации  $\alpha$  (кресты) для слабого, среднего и сильного лазерных воздействий (см. текст) по сравнению с теоретическими зависимостями с рис. 1. Пустой кружок – значение  $\alpha$  из старых TTR опытов [11–14] при “слабых” нагревах

ки коэффициента  $\alpha$ , показанные на рис. 6 крестами, получены из сопоставления численного моделирования и опытов (см. рис. 4, 5). Для определения разброса температур  $T_e$  (горизонтальный отрезок креста) брали максимальное значение температуры  $T_e$  с рис. 3 и  $2/3$  от этого значения.

Для определения нижней и верхней точек верти-

кального отрезка креста брали значение  $\alpha(T_e|_{\max})$  согласно зависимости “Петров 2016” [23] (см. зеленые кривые на рис. 1, 6);  $T_e|_{\max}$  – это максимальное значение  $T_e$  с рис. 3. Этим значениям  $\alpha(T_e|_{\max})$  на рис. 6 три – для слабого, среднего и сильного воздействий. Указанное значение  $\alpha(T_e|_{\max})$  делили на число  $n$  по правилу (2). Верхнюю и нижнюю точки вертикального отрезка получали делением на число  $n$  для красной и зеленой кривых на рис. 4.

**8. Заключение.** В работе подведены итоги большого количества двухтемпературных численных расчетов и опытов в pump-probe схеме измерений TTR с применением синхронного детектирования в диапазоне поглощенной плотности энергии от 7 до 45 мДж см<sup>-2</sup>. Применение нового, ранее не реализованного в подобных экспериментах режима лазерного воздействия с низкой частотой следования усиленных фемтосекундных импульсов, позволило существенно повысить поглощенный флюенс по сравнению с предыдущими работами, использующими мегагерцовые цуги импульсов низкой интенсивности. Максимальные значения температуры на однотемпературной стадии превысили 50% от температуры плавления, см. зависимость ионной температуры от времени  $T_i(t)$  на рис. 3 – красная штриховая кривая.

Обнаружено существенное снижение важнейших параметров двухтемпературной физики  $\alpha$  и  $\kappa$  при высоких температурах, см. рис. 6. Такое снижение коррелирует с данными по зависимости  $\alpha(T_e)$ , недавно полученными в работе [37] (см. рис. 9 в этой статье) при флюенсах  $F_{abs}$  выше порога плавления. Работы по термодинамике и кинетике плавления [33–37] относятся к ультратонким пленкам (толщина порядка толщины скин-слоя). При этом важный вопрос о теплопроводности выпадает из поля зрения. В нашей работе определяются оба важнейших параметра двухтемпературной физики. Причем оказывается, что снижение параметра  $\alpha$  в случае сильного воздействия происходит вместе со снижением двухтемпературного вклада ( $\kappa_{ee}$ ) в теплопроводность  $\kappa_{2T}$ , см. п. 3.

Тогда снимается скрытое возражение относительно снижения параметра  $\alpha$ . Дело в том, что при малых  $\alpha$  и стандартных (т.е. больших  $\kappa$ , см. рис. 2) поглощенное тепло  $F_{abs}$  рассеивается глубоко в толще мишени. Соответственно сильно повышаются порог термомеханической (откольной) абляции  $F_{abs|abl}$  и глубина кратера  $d_{crat|abl}$  на этом пороге для золота по сравнению с известными теоретико-экспериментальными значениями  $F_{abs|abl} \simeq 0.2$  Дж см<sup>-2</sup> и  $d_{crat|abl} \simeq 0.1$  мкм, см.

[61, 62]. Если же параметры  $\alpha$  и  $\kappa_{2T}$  уменьшаются пропорционально, то пороговые значения сохраняются вместе с максимальной температурой  $T_i$  и плотностью энергии на единицу объема  $F_{abs}/dT$  на однотемпературной стадии.

Авторы благодарят Российский научный фонд (грант # 19-19-00697-П, продленный) за поддержку.

1. V. V. Temnov, C. Klieber, K. A. Nelson, T. Thomay, V. Knittel, A. Leitenstorfer, D. Makarov, M. Albrecht, and R. Bratschitsch, *Nat. Commun.* **4**, 1468 (2013).
2. X. W. Wang, A. A. Kuchmizhak, X. Li, S. Juodkazis, O. B. Vitrik, Yu. N. Kulchin, V. V. Zhakhovsky, P. A. Danilov, A. A. Ionin, S. I. Kudryashov, A. A. Rudenko, and N. A. Inogamov, *Phys. Rev. Appl.* **8**(4), 044016 (2017).
3. R. Fang, A. Vorobyev, and Ch. Guo, *Light Sci. Appl.* **6**, e16256 (2017).
4. I. N. Saraeva, S. I. Kudryashov, A. A. Rudenko, M. I. Zhilnikova, D. S. Ivanov, D. A. Zayarny, A. V. Simakin, A. A. Ionin, and M. E. Garcia, *Appl. Surf. Sci.* **470**, 1018 (2019).
5. N. A. Smirnov, S. I. Kudryashov, A. A. Rudenko, A. A. Nastulyavichus, and A. A. Ionin, *Laser Phys. Lett.* **19**(2), 026001 (2022).
6. V. V. Shepelev, Yu. V. Petrov, N. A. Inogamov, V. V. Zhakhovsky, E. A. Perov, and S. V. Fortova, *Optics and Laser Technology* **152**, 108100 (2022).
7. N. A. Inogamov, V. V. Zhakhovskii, and V. A. Khokhlov, *JETP* **127**(1), 79 (2018).
8. M. I. Kaganov, I. M. Lifshitz, and L. V. Tanatarov, *Sov. Phys. JETP* **4**(2), 173 (1957).
9. S. I. Anisimov, B. L. Kapeliovich, and T. L. Perel'man, *Sov. Phys. JETP* **39**(2), 375 (1974).
10. Zh. Lin, L. V. Zhigilei, and V. Celli, *Phys. Rev. B* **77**, 075133 (2008).
11. S. D. Brorson, J. G. Fujimoto, and E. P. Ippen, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1962 (1987).
12. S. D. Brorson, A. Kazeroonian, J. S. Moodera, D. W. Face, T. K. Cheng, E. P. Ippen, M. S. Dresselhaus, and G. Dresselhaus, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2172 (1990).
13. T. Juhasz, H. E. Elsayed-Ali, G. O. Smith, C. Suárez, and W. E. Bron, *Phys. Rev. B* **48**, 15488 (1993).
14. S.-S. Wellershoff, J. Hohlfeld, J. Guedde, and E. Matthias, *Appl. Phys. A* **69** (Suppl 1), S99 (1999).
15. B. J. Siwick, J. R. Dwyer, R. E. Jordan, and R. J. D. Miller, *Science* **302**(5649), 1382 (2003).
16. R. Ernstorfer, M. Harb, Ch. T. Hebeisen, G. Sciaini, Th. Dartigalongue, and R. J. D. Miller, *Science* **323**(5917), 1033 (2009).
17. J. Chen, W.-K. Chen, J. Tang, and P. M. Rentzepis, *Proceedings of the National Academy of Sciences* **108**(47), 18887 (2011).
18. K. Widmann, T. Ao, M. E. Foord, D. F. Price, A. D. Ellis, P. T. Springer, and A. Ng, *Phys. Rev. Lett.* **92**(12), 125002 (2004).
19. Y. Ping, D. Hanson, I. Koslow, T. Ogitsu, D. Prendergast, E. Schwegler, G. Collins, and A. Ng, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 255003 (2006).
20. T. Ao, Y. Ping, K. Widmann, D. F. Price, E. Lee, H. Tam, P. T. Springer, and A. Ng, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 055001 (2006).
21. Y. Ping, D. Hanson, I. Koslow, T. Ogitsu, D. Prendergast, E. Schwegler, G. Collins, and A. Ng, *Phys. Plasmas* **15**, 056303 (2008).
22. Z. Chen, B. Holst, S. E. Kirkwood, V. Sametoglu, M. Reid, Y. Y. Tsui, V. Recoules, and A. Ng, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 135001 (2013).
23. S. I. Ashitkov, P. S. Komarov, V. V. Zhakhovsky, Yu. V. Petrov, V. A. Khokhlov, A. A. Yurkevich, D. K. Ilnitsky, N. A. Inogamov, and M. B. Agranat, *J. Phys.: Conf. Ser.* **774**(1), 012097 (2016).
24. K. Sokolowski-Tinten, Ch. Blome, J. Blums, A. Cavalleri, C. Dietrich, A. Tarasevitch, I. Uschmann, E. Foerster, M. Kammler, M. H. von Hoegen, and D. von der Linde, *Nature* **422**, 287 (2003).
25. D. S. Ivanov and L. V. Zhigilei, *Phys. Rev. B* **68**, 064114 (2003).
26. N. A. Inogamov, V. V. Zhakhovskii, S. I. Ashitkov, V. A. Khokhlov, Yu. V. Petrov, P. S. Komarov, M. B. Agranat, S. I. Anisimov, and K. Nishihara, *Appl. Surf. Sci.* **255**, 9712 (2009).
27. L. V. Zhigilei, Zh. Lin, and D. S. Ivanov, *J. Phys. Chem. C* **113**(27), 11892 (2009).
28. V. V. Zhakhovskii, K. Nishihara, S. I. Anisimov, and N. A. Inogamov, *JETP Lett.* **71**(4), 167 (2000).
29. A. K. Upadhyay, N. A. Inogamov, B. Rethfeld, and H. M. Urbassek, *Phys. Rev. B* **78**, 045437 (2008).
30. N. Medvedev and I. Milov, *Phys. Rev. B* **102**, 064302 (2020).
31. N. Medvedev and I. Milov, *Eur. Phys. J. D* **75**, 212 (2021).
32. F. Akhmetov, N. Medvedev, I. Makhotkin, M. Ackermann, and I. Milov, *Materials* **15**(15), 5193 (2022).
33. M. Z. Mo, Z. Chen, R. K. Li et al. (Collaboration), *Science* **360**(6396), 1451 (2018).
34. Mianzhen Mo, Zhijiang Chen, and Siegfried Glenzer, *MRS Bulletin* **46**(08) (2021).
35. J. M. Molina and Th. G. White, Inclusion of energy loss in models of laser-irradiated gold films via classical molecular dynamics, in *2021 IEEE International Conference on Plasma Science (ICOPS)* (2021), p. 1; 10.1109/ICOPS36761.2021.9588426.
36. J. M. Molina and T. G. White, *Matter and Radiation at Extremes* **7**(3), 036901 (2022).
37. M. Arefev, M. Shugaev, and L. Zhigilei, *Sci. Adv.* **8**, eabo2621 (2022).

38. X. Y. Wang, D. M. Riffe, Y. S. Lee, and M. C. Downer, *Phys. Rev. B* **50**, 8016 (1994).
39. P. B. Allen, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1460 (1987).
40. Yu. V. Petrov, N. A. Inogamov, and K. P. Migdal, *JETP Lett.* **97**(1), 20 (2013).
41. K. P. Migdal, Y. V. Petrov, and N. A. Inogamov, *SPIE Proceedings* **9065**, 906503 (2013).
42. K. P. Migdal, Yu. V. Petrov, D. K. Il'nitsky, V. V. Zhakhovsky, N. A. Inogamov, K. V. Khishchenko, D. V. Knyazev, and P. R. Levashov, *Appl. Phys. A* **122**, 408 (2016).
43. K. P. Migdal, D. K. Il'nitsky, Yu. V. Petrov, and N. A. Inogamov, *J. Phys.: Conf. Ser.* **653**, 012086 (2015).
44. N. A. Inogamov and Yu. V. Petrov, *JETP* **110**(3), 446 (2010).
45. D. V. Knyazev and P. R. Levashov, *Comput. Mater. Sci.* **79**, 817 (2013).
46. Yu. V. Petrov, K. P. Migdal, D. V. Knyazev, N. A. Inogamov, and P. R. Levashov, *J. Phys.: Conf. Ser.* **774**(1), 012103 (2016).
47. N. A. Smirnov, *Phys. Rev. B* **106**, 024109 (2022).
48. Yu. V. Petrov, N. A. Inogamov, S. I. Anisimov, K. P. Migdal, V. A. Khokhlov, and K. V. Khishchenko, *J. Phys. Conf. Ser.* **653**, 012087 (2015).
49. N. A. Inogamov, V. V. Zhakhovskii, and V. A. Khokhlov, *JETP* **120**(1), 15 (2015).
50. A. V. Bushman, G. I. Kanel', A. L. Ni, and V. E. Fortov, *Intense dynamic loading of condensed matter*, Taylor & Francis, Washington, D.C. (1993).
51. K. V. Khishchenko, S. I. Tkachenko, P. R. Levashov, I. V. Lomonosov, and V. S. Vorobev, *Int. J. Thermophys.* **23**(5), 1359 (2002).
52. I. V. Lomonosov, *Laser and Particle Beams* **25**, 567 (2007).
53. Yu. V. Petrov, K. P. Migdal, N. A. Inogamov, and V. V. Zhakhovsky, *Appl. Phys. B* **119**(3), 401 (2015).
54. С. И. Ашитков, Н. А. Иногамов, П. С. Комаров, Ю. В. Петров, С. А. Ромашевский, Д. С. Ситников, Е. В. Струлёва, В. А. Хохлов, *Теплофизика высоких температур* **60**, 218 (2022).
55. A. Block, M. Liebel, R. Yu, M. Spector, Y. Sivan, F. J. García de Abajo, and N. F. van Hulst, *Sci. Adv.* **5**(5), eaav8965 (2019).
56. P. M. Norris, A. P. Caffrey, R. J. Stevens, J. M. Klopff, J. T. McLeskey, and A. N. Smith, *Rev. Sci. Instrum.* **74**(1), 400 (2003).
57. E. L. Radue, J. A. Tomko, A. Giri, J. L. Braun, X. Zhou, O. V. Prezhdo, E. L. Runnerstrom, J.-P. Maria, and P. E. Hopkins, *ACS Photonics* **5**(12), 4880 (2018).
58. P. E. Hopkins, J. M. Klopff, and P. M. Norris, *Appl. Opt.* **46**(11), 2076 (2007).
59. P. E. Hopkins and P. M. Norris, *Appl. Surf. Sci.* **253**(15), 6289 (2007).
60. P. Jiang, X. Qian, and R. Yang, *J. Appl. Phys.* **124**(16), 161103 (2018).
61. N. A. Inogamov, V. V. Zhakhovskii, S. I. Ashitkov, Yu. V. Petrov, M. B. Agranat, S. I. Anisimov, K. Nishihara, and V. E. Fortov, *JETP* **107**(1), 1 (2008).
62. B. J. Demaske, V. V. Zhakhovsky, N. A. Inogamov, and I. I. Oleynik, *Phys. Rev. B* **82**, 064113 (2010).