

УДК 532.593;536.331;539.424

ЛАЗЕРНАЯ АБЛЯЦИЯ: ФИЗИЧЕСКИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ И ПРИЛОЖЕНИЯ (обзор)

© 2020 г. Н. А. Иногамов^{1, 2, *}, Ю. В. Петров^{1, 3}, В. А. Хохлов¹, В. В. Жаховский^{2, 4}

¹Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН,
Московская область, г. Черноголовка, Россия

²ФГУП “Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики
им. Н.Л. Духова”, Москва, Россия

³Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Московская область, г. Долгопрудный, Россия

⁴Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

*E-mail: nailinogamov@gmail.com

Поступил в редакцию 16.03.2020 г.

После доработки 26.03.2020 г.

Принят к публикации 30.03.2020 г.

В работе рассматривается лазерная абляция, т.е. унос вещества мишени под действием облучения, которая широко применяется в ряде технологий. Физические модели, необходимые для понимания абляции, разрабатываются со времени появления первых лазеров. Некоторые явления изучены хорошо, но многие нуждаются в дополнительных исследованиях. К такого рода недостаточно изученным явлениям относится структурирование поверхности. Также не до конца исследованы проблемы, связанные с абляцией в жидкость и с лазерной ковкой — двумя сторонами одного процесса, только в первом случае акцент делается на описание движения вещества вне мишени, а в лазерной ковке абстрагируются от факела следят за упруго-пластическими трансформациями, вызванными ударной волной. Гидродинамика данных процессов отличается принципиально в случае применения ультракоротких или длинных импульсов.

DOI: 10.31857/S0040364420040043

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение

1. Объект исследований и особенности фемто-секундного воздействия

2. Классификация режимов: значение длительности импульса

3. Классификация режимов: значение кон-
файнмента

4. Абляция в жидкость: влияние длительности
воздействия

5. Абляция в жидкость при наносекундном
воздействии

Заключение

Список литературы

ВВЕДЕНИЕ

В работе рассматриваются три направления современных применений лазерных систем. В первых, это структурирование поверхности. В результате структурирования вместо гладкой исходной поверхности мишени получается поверхность, измененная по форме [1–16]. Морфология изменений разнообразна. Разнообразие геомет-

рических форм контролируется параметрами лазерного импульса и числом повторений воздействий на фиксированную точку [1, 8, 17].

Так получают метаповерхности, т.е. поверхности с искусственно измененными характеристиками. Меняются оптические [2, 5, 13, 15, 18–21] и трибологические характеристики, смачиваемость. На таких поверхностях резко усиливается рамановское рассеяние [18, 19] и флуоресценция [18, 19] испытываемых жидкостей, нанесенных на поверхность. Эффект используется в высокочувствительных сенсорах [18–21].

Второе направление связано с формированием коллоидов при лазерной абляции в жидкость (ЛАЖ) [19–38]. Коллоид — это раствор наночастиц. Наночастицы так малы, что за счет стокового вязкого трения и броуновского движения могут годами не выпадать в осадок. Наночастицы поступают в жидкость при абляции мишени, погруженной в прозрачную жидкость, через которую происходит облучение мишени. Часть вещества мишени отрывается абляцией от мишени в виде наночастиц. Имеется много приложений, в которых используются получаемые таким образом

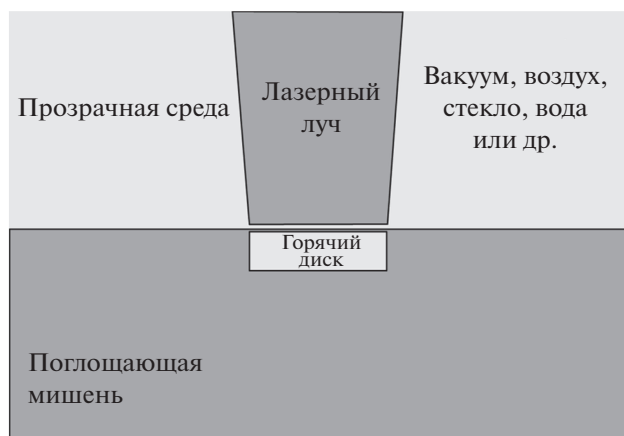


Рис. 1. Схема лазерного воздействия, изучаемого в работе.

коллоиды и наночастицы, см. недавние обзоры по ЛАЖ [25, 26].

Хотя эксперимент и даже производство наночастиц ведутся уже более двадцати лет, физика явлений, лежащих в основе абляции в жидкость, стала проясняться в последние годы. Причем первыми количественными работами были работы, выполненные в ОИВТ РАН [28, 29]. В них проведено исследование абляции в вакуум и в воду при воздействии фемтосекундного импульса. В самых первых статьях качественного характера полагалось, что формирование наночастиц происходит за счет конденсации паров испаренного вещества мишени так же, как это имеет место при абляции в вакуум или воздух. Но далее оказалось, что процесс намного сложнее [23–40].

Третьим важным научно-техническим направлением является лазерное упрочнение материалов (ЛУМ). Традиции механической обработки металлов (ковка) уходят в древность (например, изготовление дамасских сталей). Сейчас, в частности, применяется бомбардировка изделий высокоскоростным потоком дроби, прокат и т.п. В современных условиях вместо дроби используют лазерное воздействие [41–48]. Теоретические модели упрочнения развиты недостаточно.

1. ОБЪЕКТ ИССЛЕДОВАНИЙ И ОСОБЕННОСТИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

На рис. 1 показана изучаемая ситуация. Лазерный пучок проходит через прозрачную среду к плоской поверхности мишени. Пропускающей средой является либо вакуум или воздух, либо прозрачная конденсированная среда (жидкость или твердое тело). Мишень сделана из поглощающего материала, например из металла. Лазер является уникальным средством переноса и фоку-

сировки энергии в заданной области. Причем в отличие от теплопроводности, когда поток тепла распространяется по веществу, это бесконтактный перенос энергии. Задачи лазерной абляции относятся к научным направлениям, связанным с теплофизикой и механикой. Здесь важны и гидродинамические явления, и явления, относящиеся к механике деформируемого твердого тела.

На ранних стадиях, во время и в результате лазерного воздействия формируется тонкий горячий диск (рис. 1). Его радиальная протяженность определяется радиусом R_L пятна облучения. Тепловая толщина диска d_T составляет от десятка нанометров до единиц микрометров. Толщина $d_T \sim 10$ нм характерна для плохо проводящих металлов (никель, платина, рутений, палладий и др. [49–52]) и ультракоротких импульсов [53] (УкЛИ) — длительность УкЛИ τ_L от ~ 10 фс до единиц пикосекунд. При длительном воздействии с $\tau_L \sim 1–100$ нс толщина d_T доходит до нескольких единиц мкм (при $\tau_L = 100$ нс) в случае хорошо проводящих металлов (золото, серебро, медь, алюминий) [34].

Ультракороткие импульсы — специфика двухтемпературных состояний. На двухтемпературной (2Т) стадии теплопроводность металлов резко возрастает [49–58] по сравнению со справочными значениями, которые соответствуют одностепенным (1Т) состояниям. На 2Т-стадии, созданной УкЛИ, температура электронов T_e выше температуры T_i ионной подсистемы. 2Т-стадия имеет важное значение в случае воздействия УкЛИ. Она важна, поскольку именно на ней формируется слой прогрева со значительной толщиной d_T . Обычно толщина d_T составляет несколько толщин скин-слоя δ_T : $\delta_T = 10–20$ нм в случае металлов и оптических частот электромагнитного излучения. Возрастание коэффициента теплопроводности к металлу на 2Т-стадии связано с ростом электронной теплоемкости C_e из-за частичного снятия вырождения [55]. В свою очередь снятие вырождения обусловлено сильным нагревом электронной подсистемы до температур, составляющих долю порядка единицы от температуры Ферми.

Поясним, почему энергия, поглощаемая электронами в скин-слое, сверхзвуковым образом передается из скин-слоя в объем мишени на 2Т-стадии. Этот эффект имеет принципиальное значение. Именно сверхзвуковое формирование слоя прогрева d_T в случае УкЛИ качественным образом отличает динамику абляции в случае УкЛИ от тех течений вещества мишени, которые связаны с длинными лазерными импульсами.

Оценка коэффициента теплопроводности к модели Друде имеет вид $\kappa = (1/3)v_F^2 C_e / v_e$, где C_e — теплоемкость электронной подсистемы в расчете

на единицу объема, v_F – фермиевская скорость, $v_e = 1/\tau_e$ – частота столкновений электронов, τ_e – время свободного пробега электрона. При частичном снятии вырождения имеем $C_e = \gamma T_e$. В приближении ферми-газа коэффициент γ равен $\gamma = \pi^2 n_e k_B^2 / (2E_F)$, где n_e – концентрация электронов в зоне проводимости, k_B – постоянная Больцмана, E_F – энергия Ферми.

Частота $v_e = v_{ei} + v_{ee}$ складывается из взаимодействий электрона с ионами и другими электронами. Детали расчетов теплопроводности изложены в работах [59–65]. Интерес представляют ситуации, когда температура выше дебаевской. При температурах $T \sim T_i \sim T_e$ до порядка температуры в несколько единиц кК частота $v_{ei} = v_{ri}(T_i/T_r)$ превышает частоту v_{ee} [64]. Здесь v_{ri} – частота столкновений при комнатной температуре. Тогда имеем $\kappa = (1/3)v_F^2 \gamma T_e / (v_{ri}(T_i/T_r)) = \kappa_{ri}(T_e/T_i)$. Теплопроводность κ растет линейно с ростом электронной температуры, а коэффициент при этой линейной зависимости убывает с ростом ионной температуры [49, 52, 62, 64].

В 1Т-состояниях коэффициент теплопроводности является примерно постоянной величиной: температуры T_e и T_i в выражении $\kappa = \kappa_{ri}(T_e/T_i)$ сокращаются. Сказанное выше относится к ситуациям, связанным с УкЛИ, когда на 2Т-стадии плотность в слое нагрева d_T меняется мало – изохоричность. Изохоричность обусловлена сверхзвуковым характером формирования слоя нагрева. Влияние вариации плотности рассмотрено в работе [63] – приведена зависимость κ от температуры на бинадали, сравнение зависимостей на бинадали и изохоре. В этой работе изучен также случай полупроводников, которые при плавлении переходят в металлическое состояние.

Формула $\kappa = \kappa_{ri}(T_e/T_i)$ справедлива, пока в действие не вступает электрон-электронное рассеяние. Во многих статьях частота v_{ee} аппроксимируется как $v_{ee} \sim T_e^2$. Такая аппроксимация восходит к известным работам классиков естествознания [66, 67]. Коэффициент пропорциональности при квадратичной аппроксимации определяется из измерений при низких температурах [54] (или вычисляется [54]). При низких температурах, малых по сравнению с дебаевской, электрон-фононное рассеяние вымораживается: при температуре $T \rightarrow 0$ частота v_{ei} убывает быстрее, чем v_{ee} .

При $T_e \sim 10$ кК, во-первых, перестает быть справедливой пропорциональность $v_{ee} \sim T_e^2$. Частота v_{ee} растет с увеличением T_e существенно медленнее: происходит насыщение квадратичной зависимости (см. рис. 8 в [54]). Во-вторых, при $T_e \sim 10$ кК и выше частота v_{ee} доминирует над частотой v_{ei}

в изохорических условиях, характерных для УкЛИ [49, 52, 54, 60–64]. Тогда формула $\kappa = \kappa_{ri}(T_e/T_i)$ с линейным ростом теплопроводности при увеличении электронной температуры T_e перестает быть справедливой. Коэффициент κ растет, но медленнее, чем линейная функция по аргументу T_e .

Тепловой слой расширяется по закону $x = 2\sqrt{\chi t}$, где χ – коэффициент температуропроводности. До температур порядка нескольких эВ в 1Т-изохорическом состоянии $\chi = \kappa/C = \kappa/(C_i + C_e) \approx \kappa/C_i$, поскольку $C_i \approx 3nk_B$ превышает электронную теплоемкость частично вырожденных электронов $C_e = \gamma T_e$; концентрация атомов обозначена буквой n . В указанных состояниях (1Т, изохора) значения коэффициента χ – порядка 0.1–1 см²/с для твердых и расплавленных металлов.

Ситуация с температуропроводностью χ резко меняется при переходе к 2Т-состояниям. Действительно, принципиальное отличие 2Т- и 1Т-состояний заключается в разделении энергетических балансов для электронной и ионной подсистем. Это показано в 1974 г. в пионерской работе Анисимова, Капелиовича и Перельмана [68]. Соответственно, разделяются и теплоемкости. Тепло течет по электронной подсистеме. Одновременно относительно медленно энергия передается в ионную подсистему за счет электрон-ионного обмена.

Соответствующие два уравнения тепловых балансов для случая без гидродинамического движения выписаны в статье [68]. Полная система уравнений двухтемпературной гидродинамики приведена, например, в [30]. В отличие от системы уравнений [68], полная система [30] дополнительно (дополнительно к закону сохранения энергии [68]) включает в себя законы сохранения массы и импульса. Система гидродинамических уравнений [30] опирается на уравнения 2Т квази-термодинамического состояния среды и на описания кинетических коэффициентов в 2Т-состояниях. Здесь говорится о квазитермодинамических состояниях, поскольку релаксация между электронной и ионной подсистемами на 2Т-стадии еще не завершена. Тепловое равновесие в электронной подсистеме (при довольно высоких значениях T_e) устанавливается гораздо быстрее, чем равновесие по температуре между электронами и ионами (из-за большой разницы в массах).

Отметим также развитие 2Т-гидродинамики в сторону расширения охвата физических явлений. В работах [69, 70] учтены эффекты упруго-пластичности в той области мишени, которая находится в твердом состоянии при фемтосекундном воздействии. Таким образом, выполнено обоб-

шение, относящееся к 2Т-механике деформируемого твердого тела.

Другое важное направление связано с анализом влияния электронного давления на динамику расширения поверхностного слоя мишени [7, 71, 72]. Дело в том, что на ранних стадиях процесса, когда основная поглощенная энергия все еще сосредоточена в электронной подсистеме, электронное давление намного больше теплового вклада в давление от ионной подсистемы. В результате возникает растяжение вещества под действием электронного давления p_e . Причем выше некоторого порога в ~ 2 эВ по электронной температуре T_e происходит отрыв части приповерхностного слоя. Отрывается слой металла с электронами в возбужденном состоянии. При этом энергия когезии между возбужденными атомами в оторвавшемся слое совсем мала или равна нулю, т.е. вещество переходит в состояние, подобное газовому. Видимо, естественно называть такое явление “холодным” испарением или “холодной” абляцией. Холодной такая абляция называется, поскольку мала температура ионной подсистемы на ранних этапах ультракороткого воздействия.

Существенным является вопрос об излучении акустического возмущения электронной тепловой волной [73, 74]. Излучение возмущения происходит на трансзвуковой стадии распространения тепловой волны. На этой стадии скорость первоначально сверхзвуковой тепловой волны снижается и становится дозвуковой. Вопрос оказывается существенным, поскольку указанное излучение возмущения влияет на соотношение между пластической и упругой волнами в двухфронтной упруго-пластической ударной волне [73, 74]. Фактически возмущение формирует упругую ударную волну большой амплитуды. Амплитуда такой волны превышает привычные амплитуды (они менее 1 ГПа) для упругих волн, генерируемых в экспериментах с взрывчатыми веществами и ударниками.

Выражение для коэффициента электронной теплопроводности металла χ в 2Т-условиях меняется. В этом случае имеем $\chi = \kappa/C_e$, поскольку поглощенная лазерная энергия передается в объем через электронную подсистему. В 2Т-состояниях коэффициент χ возрастает в (C_i/C_e) раз. Отношение C_i/C_e велико, пока температура электронов значительно меньше фермиевской температуры $T_F \sim 10^5$ К. По порядку величины отношение $C_i/C_e = T_F/T_e$.

Указанное обстоятельство приводит к высоким (сверхзвуковым) скоростям распространения тепла $\dot{x} = \sqrt{\chi/t}$, $x = 2\sqrt{\chi t}$ на 2Т-стадии. В первых замечательных работах по терморелефтансу [75, 76], выполненных с УкЛИ на тонких пленках

с толщиной пленки до ~ 100 нм, явление сверхзвукового прогрева приписывалось баллистическому пролету электронов. Кратким термином “терморелефтанс” называют изменение коэффициента отражения металла при нагреве его электронной подсистемы. В экспериментах [75, 76] важно то, что толщина пленок была меньше толщины слоя d_T , прогреваемого на 2Т-стадии. Действительно, на 2Т-стадии скорость \dot{x} термодиффузионного (не баллистического) расширения слоя прогрева очень велика, поскольку она сопоставима с фермиевскими скоростями $v_F \sim 1000$ км/с движения электронов.

Запишем коэффициент электронной теплопроводности металла χ в виде $\chi = (1/3)v_F^2\tau_e$. Отнесем скорость распространения тепла по электронной подсистеме \dot{x} к скорости звука \dot{x}/c_s — это эффективное число Маха для распространения тепла. В результате получается следующая оценка “теплого” числа Маха: $\dot{x}/c_s \sim M_F\sqrt{\tau_e/t}$, где $M_F = v_F/c_s \sim 10^2$ — число Маха для гиперзвуковых электронов. Скорость \dot{x} снижается до скорости звука за время порядка $t_* = M_F^2\tau_e$. При времени свободного полета электрона τ_e порядка единиц фемтосекунд (это справедливо при $T_e \sim 1$ эВ) получаем $t_* \sim 10$ пс. Оценка времени t_* сопоставима с временами электрон-ионной релаксации $t_{eq} \sim 1$ пс. За время t_{eq} принимают либо время $t_{eq}(1)$ выравнивания температур T_e и T_i , либо время $t_{eq}(2) < t_{eq}(1)$, за которое большая часть электронной энергии будет передана в ионную подсистему. Оценки важных 2Т-масштабов d_T и t_{eq} в зависимости от характеристик вещества мишени и лазерного импульса приведены в статьях [30, 77].

В диапазоне времен $0 < t < t_{eq}$, пока система пребывает в 2Т-состоянии, скорость распространения тепла по металлу мишени намного превосходит скорость звука [78]. Данный эффект наблюдается во всех численных работах, посвященных исследованиям абляции с помощью УкЛИ [77–82]. Простое объяснение и оценки скорости приведены выше. Особенно хорошо сверхзвуковой участок виден, если в работе приводится (x, t) -диаграмма течения с достаточно мелким масштабом по времени [73, 80, 82]. Так, (x, t) -диаграмма приведена на рис. 8 в работе [73]. Впервые в практике построения таких диаграмм разрешена структура упругопластической ударной волны со своей сложной эволюцией во времени.

Сверхзвуковой нагрев — это важнейшее обстоятельство, выделяющее режимы с УкЛИ по сравнению с более продолжительными воздействиями. Благодаря данному обстоятельству слой прогрева d_T формируется до наступления стадии разгрузки нагретого слоя за счет волн разреже-

ния, в которых осуществляется тепловое расширение нагретого вещества. Именно поэтому при достаточной величине поглощенной энергии F_{abs} (в Дж/см²) проявляются термомеханические эффекты: абляция мишени осуществляется не вследствие привычного (в физике взаимодействия излучения с веществом) испарения, а из-за механического отрыва вещества (откол). Когда-то обнаружение данной физико-механической связи позволило объяснить [83–86] возникновение колец Ньютона в эксперименте [87], причем число колец было непостоянным, а росло со временем [87].

То, что в опытах видны кольца Ньютона, означает, что откольная оболочка частично прозрачна для диагностических импульсов лазера (в схеме pump-probe это probe-импульсы). Поскольку кольца наблюдаются и в металлах [87], то следует, что толщина оболочки порядка или существенно меньше толщины скин-слоя $\delta_T = 10\text{--}20$ нм, т.е. имеет место наноткол – явление, не изучавшееся до работ [83, 87].

Кольца Ньютона были обнаружены благодаря pump-probe-методике (методика, основанная на принципе стробоскопа) [87–93]. Позже добавилась методика pump-probe интерферометрии [88–90, 92]. Японским ученым удалось обобщить pump-probe-подход и с кольцами Ньютона, и с интерферометрией (с использованием двойного зеркала Ллойда) на случай, когда в качестве probe-импульса используется пучок от лазера, излучающего фотоны с энергией 90 эВ и длиной волны 13.9 нм (диапазон вакуумный ультрафиолет – мягкий рентген) [94].

В настоящее время с помощью колец Ньютона и интерферометрии исследуют детальную информацию о происходящем на чрезвычайно коротких отрезках времени [95, 96]. В работах [95, 96] показано, насколько эффективными являются данные методики. Эти методики позволяют получать кинематическую информацию (мгновенные положения и скорости отражающих границ) и сведения о физическом состоянии (с помощью анализа оптических данных о диэлектрической постоянной). В этом смысле по кинетическим данным указанные методики заменяют знаменитые системы VISAR, ORVIS и PDV (разрешение по времени от десятков нс) [97–103] в экспериментах, когда требуется разрешение по времени порядка 0.1 пс [87–96].

При не слишком больших температурах разгрузка после УкЛИ протекает с гидродинамическими скоростями, которые значительно меньше скорости звука [104]. На временах порядка $t_s = d_T/c_s$ начинается стадия активного движения. При этом сбрасывается высокое давление в слое нагрева и генерируется пара из волны сжатия и разрежения [89], уходящая в объем. Другие важ-

ма существенные явления (например, кавитация, вспенивание и откол) [3, 4, 7, 9, 13, 14, 17, 80, 82, 105–110] связаны с эволюцией энтропийно-вихревого слоя (горячий диск на рис. 1). Эти явления происходят под действием механического импульса, переданного данному слою при отражении волны сжатия от границы мишени с веществом (или вакуумом) [3, 4, 7, 9, 13, 14, 17, 80, 82, 105–110] с акустическим импедансом, малым по сравнению с акустическим импедансом вещества мишени. Явления кавитации, вспенивания и откола оболочки, вызванные УкЛИ, оказываются универсальными в том смысле, что наблюдаются при воздействии и оптических, и рентгеновских лазеров [9, 17, 94, 109, 110].

2. КЛАССИФИКАЦИЯ РЕЖИМОВ: ЗНАЧЕНИЕ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ИМПУЛЬСА

Как говорилось выше, описание возникающих движений опирается на значения длительности лазерного воздействия на мишень τ_L и толщины прогретого слоя d_T . Из толщины d_T и скорости звука составляется акустический масштаб времени $t_s = d_T/c_s$. Определяющее значение имеет соотношение между временем t_T формирования слоя d_T и масштабом t_s . Это соотношение является основой классификации лазерных режимов при умеренной энергетике импульса, когда, с одной стороны, воздействие вызывает существенные гидродинамические последствия (плавление, абляция), а с другой стороны, максимальные температуры ограничены диапазоном порядка десятков эВ. Отметим, что этот диапазон важен для большинства технологических приложений лазеров: обработка изделий, сварка, резка, сверление, создание поверхностных структур, упрочнение, производство наночастиц и т.д.

Если $t_T \ll t_s$, то нагрев является сверхзвуковым, а импульс называют ультракоротким. Тогда за время t_T происходит рост давления в слое d_T . Затем на временах $\sim t_s$ имеет место распад слоя высокого давления по Даламберу [89]. Это означает, что плоский слой d_T покидают две акустические волны сжатия, уносящие высокое давление из слоя d_T . Поскольку одна из волн движется в сторону границы мишени, то эта волна отражается от границы. Если акустический импеданс среды за границей мишени мал, то отраженная волна из волны сжатия трансформируется в волну растяжения. В этой волне происходит растяжение энтропийно-вихревого слоя d_T в сторону внешней среды. Приповерхностный слой d_T остается слоем высокой энтропии и после ухода акустической волны сжатия и волны растяжения. Вихревое течение формируется на боковой границе пятна нагрева на рис. 1.

Физические параметры таковы, что импульсы фетосекундного–пикосекундного диапазона длительностей $\tau_L \sim 10$ фс–1 пс попадают в разряд УкЛИ. Толщина прогрева d_T составляет ~ 30 – 40 нм на металлах с низкой теплопроводностью и высокими значениями параметра α . Этот параметр определяет темп передачи энергии $\dot{E} = \alpha(T_e - T_i)$ Вт/м³ из электронной подсистемы в ионную подсистему. К группе указанных металлов относятся никель [49, 50], платина [49, 50], палладий, рутений [52] и др. со значениями $\alpha \sim 10^{18}$ Вт м³/К. Скорость звука в этих металлах – 4 – 5 км/с. Соответственно, акустический масштаб составляет $t_s \sim 6$ – 10 пс. При этом время электрон-ионной релаксации t_{eq} в перечисленных металлах составляет порядка 1 пс. Импульсы с длительностью $\tau_L < t_s$ соответствуют УкЛИ. Если $\tau_L < t_{eq}$, то имеется выраженная 2Т-стадия. В случае $t_{eq} < \tau_L < t_s$ 2Т-стадия выражена слабо, но воздействие продолжает относиться к классу УкЛИ.

В золоте толщина d_T достигает максимального значения порядка 150 нм. Скорость звука в золоте невелика – 3.1 км/с. Поэтому акустический масштаб t_s оказывается большим – до 50 пс. Электрон-ионная релаксация в золоте происходит медленно ($t_{eq} \sim 5$ – 10 пс) по сравнению с другими металлами. Опять же для длительностей 10 пс $< \tau_L < 50$ пс 2Т-стадия в золоте выражена слабо.

При $\tau_L \sim t_s$ проходит разделение между УкЛИ (сверхзвуковой нагрев) и длинными импульсами с дозвуковым нагревом. Абляционное течение меняется качественно на краях области: $\tau_L \ll t_s$ и $\tau_L \gg t_s$. В первом случае ($\tau_L \ll t_s$) имеется порог абляции. Выше порога (при $\tau_L \ll t_s$) происходит термомеханический отрыв слоя вещества мишени. Порог определяется прочностью конденсированной фазы (как правило, это расплав) к растяжению и является четко выраженным [111–116]. В этих работах изучена абляция с помощью УкЛИ золота, олова, железа, тантала и молибдена.

Отметим, кстати, что с помощью УкЛИ изменяется также порог откола в твердой фазе при выходе ударной волны на тыльную границу пленки [111, 112, 117, 118]. Обычно в таких экспериментах используются пленки субмикронной и микронной толщины. В этих же экспериментах определяется структура фронта ударной волны. Обнаружено резкое повышение порога упругости в сверхкоротких ударных волнах. Чем отличаются фронтальная абляция от тыльного откола, и, как распространяется лазер-индуцированная ударная волна в случае УкЛИ, наглядно поясняется в статье [112].

Откол со стороны облучаемой границы называется абляцией. При этом разрыв, как правило, происходит внутри слоя расплава. Порог по проч-

ности зависит от температуры жидкой фазы в слое, в котором происходит разрыв [111–116].

Во втором случае ($\tau_L \gg t_s$) механический отрыв заменяется чисто тепловым испарением. 2Т-стадии нет. Температура мишени примерно пропорциональна поглощенной энергии F_{abs} . Давление насыщенного пара дается конечной по величине экспоненциальной функцией, которая обращается в нуль только при нулевой температуре. Поэтому испарительная абляция, вообще говоря, порога не имеет. Хотя с ростом F_{abs} количество испаренного в вакуум вещества быстро (экспоненциально) нарастает. Если сравнивать обсуждаемые два случая по энергетической цене грамма унесенного от мишени вещества, то абляционный режим с УкЛИ в 3–5 раз экономнее чистого испарения [106] – отношение грамма унесенного вещества к затраченной на это энергии в 3–5 раз ниже.

В случае $\tau_L \gg t_s$ давление все время положительное. Нет ситуации с отражением волны сжатия от границы, нет вспенивания энтропийно-вихревого слоя из-за растягивающих напряжений и пространственного растяжения [32–34]. Отметим, что для того, чтобы действующий импульс попал в разряд УкЛИ, его длительность не обязательно должна быть в фемтосекундном–пикосекундном диапазоне. Акустический масштаб t_s определяется глубиной прогрева d_T . Поэтому, например, при воздействии релятивистского электронного пучка с пробегом электронов 1 мкм в алюминии акустический масштаб $t_s = 200$ пс.

Подчеркнем, что режимы плавления в рассматриваемых противоположных случаях $\tau_L \ll t_s$ и $\tau_L \gg t_s$ принципиально разнятся. При $\tau_L \ll t_s$ плавление на стадии $t < t_{eq}$ сверхзвукового переноса тепла электронами протекает в гомогенном режиме [78]. Это означает, что резкого фронта плавления нет – в обширном слое толщиной порядка d_T происходит постепенное увеличение доли жидкой фазы в смеси жидкой и твердой фаз. Увеличение этой доли обусловлено нагревом ионной подсистемы передачей тепла из подсистемы горячих электронов через связующий член $\dot{E} = \alpha(T_e - T_i)$. Причем такое плавление протекает в изохорическом режиме, а значит, под большим давлением. Давление повышает температуру плавления $T_m(p)$. Поэтому, когда волна сжатия покинет энтропийно-вихревой слой d_T , давление снизится, температура плавления тоже. Соответственно будет довольно быстро расплавлена дополнительная порция вещества [73].

Наоборот, при дозвуковом лазерном воздействии $\tau_L \gg t_s$ плавление происходит в классическом гетерогенном режиме. Имеется резкий фронт плавления с толщиной порядка нескольких межатомных расстояний. К фронту подтекает из горячего поверхностного слоя мишени поток

тепла. Часть этого потока проходит за фронт и расходуется на нагрев твердой фазы перед фронтом. Другая часть тратится на плавление твердой фазы. За счет этой части потока тепла фронт продвигается в сторону твердой фазы. Имеется небольшой скачок давления и гидродинамической скорости на фронте плавления [119]. Небольшой — это значит, что амплитуда скачка скорости мала по сравнению со скоростью звука. Появление разрывов по давлению и скорости связано с расширением вещества при плавлении.

Имеется область перехода $\tau_L \sim t_s$ между крайними режимами $\tau_L \ll t_s$ и $\tau_L \gg t_s$ (“трансзвуковой” нагрев). При этом термомеханическая абляция постепенно перестраивается в испарительный режим при увеличении отношения τ_L/t_s через величину порядка единицы. При равной поглощенной энергии F_{abs} давление в слое нагрева снижается с ростом отношения τ_L/t_s . При малых значениях τ_L/t_s это давление определяется величиной F_{abs} и не зависит от отношения τ_L/t_s . Порог термомеханической абляции $F_{abs|abl}(\tau_L/t_s)$ несколько возрастает при увеличении отношения τ_L/t_s за величину порядка единицы. Начиная с определенного (критического) значения τ_L/t_s термомеханическая абляция перестает осуществляться. Эти вопросы разобраны в работе [32], где сравниваются расчеты с разными значениями длительности τ_L .

3. КЛАССИФИКАЦИЯ РЕЖИМОВ: ЗНАЧЕНИЕ КОНФАЙНМЕНТА

Рассмотрим, как повлияет на абляцию наличие или отсутствие достаточно плотной конденсированной среды в контакте с мишенью. На рис. 1 показаны варианты доставки лазерного пучка на поверхность поглощающей мишени. Это доставка с прохождением через вакуум, или воздух, или прозрачную конденсированную среду. Причем имеются два подварианта конденсированной фазы. В одном из них прозрачная конденсированная среда твердая, а в другом — жидкая. Для определенности будем сравнивать конденсированные среды с вакуумом. Случай с воздухом при рассматриваемых световых потоках примерно эквивалентен случаю с вакуумом; химические явления, такие как окисление мишени в воздухе, требуют отдельного анализа.

Важной является инерция среды, которая принимает лазерный факел, лазерный выброс. Очевидна разница между ситуацией вакуум/воздух с отношением плотностей мишени к принимающей (внешней) среде $\mu = \rho_{target}/\rho_{extern}$ от бесконечного значения до величины порядка 10^3 , с одной стороны, и ситуацией с конденсированной внешней средой с отношением плотностей 1 : 1 (алюминий—стекло) или 20 : 1 (золото—вода), с другой стороны. Как правило, среда малой плотности

имеет и меньший акустический импеданс. Отношение импедансов определяет характер течения. Разумеется, изменение отношения μ на три порядка качественным образом отражается на судьбе выброшенного из мишени вещества. Вопрос о влиянии отношения μ при сравнении случаев с $\mu = \infty$ и с $\mu \sim 1$ рассматривался в работах М.Е. Поварницына [29] и Л.В. Жигилея, В. Каутека с соавторами [120]. Показано, что при $\mu = \infty$ происходит свободный разлет продуктов абляции, а при $\mu \sim 1$ —10 внешняя среда оказывает сильнейшее тормозящее действие на разлет продуктов абляции мишени. Это обстоятельство отмечается во всех работах численного характера по ЛАЖ [27–34, 119]. Указанный эффект используется в ЛАЖ для удержания и фрагментации/конденсации продуктов абляции в наночастицы.

Имеется существенная разница между твердой и жидкой принимающими средами. Нагрев поглощающего металла через прозрачное стекло проанализирован в работах [55, 73, 121–125]. Эти работы относятся к случаю с облучением с помощью УКЛИ. Более длинные импульсы изучены численно в статье [126]. Эти расчеты выполнены в связи с экспериментами, проводившимися в группе Ф. Делaporte [127–130].

Оригинальная методика лазерного сверления фильер в алмазах предложена В.П. Вейко. Используется длинный (10–100 нс) лазерный импульс, а поверхность алмаза прилегает к твердому графиту. Данная методика эффективно заменяет способы механического сверления. Алмазные фильеры (волокни) широко используются для волочения проволок. Развитие подхода со “сверлением” алмазов описано в статье [131]. См. также работу [132], посвященную лазерному травлению сапфира. Отметим здесь обзоры [133, 134], посвященные пробою и структурированию диэлектриков и полимеров.

Вкратце классификация режимов следующая. Во-первых, нуклеация, вспенивание, формирование откольной оболочки характерны для достаточно коротких импульсов с длительностью τ_L меньше или порядка t_s . Этот вывод справедлив безотносительно величины μ для мишени и прозрачной среды. Во-вторых, судьба факела из продуктов абляции определяется отношением μ . Кроме того, в случае $\tau_L > t_s$ в присутствии жидкости существенно увеличивается импульс отдачи, переданной в мишень (см., например, [45, 46, 119, 135]).

4. АБЛЯЦИЯ В ЖИДКОСТЬ: ВЛИЯНИЕ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ВОЗДЕЙСТВИЯ

Горячий диск на рис. 1 состоит из нескольких слоев. Из-за градиента по нагреву (в перпендикулярном направлении по отношению к поверхности) в этих слоях меняется фазовый состав веще-

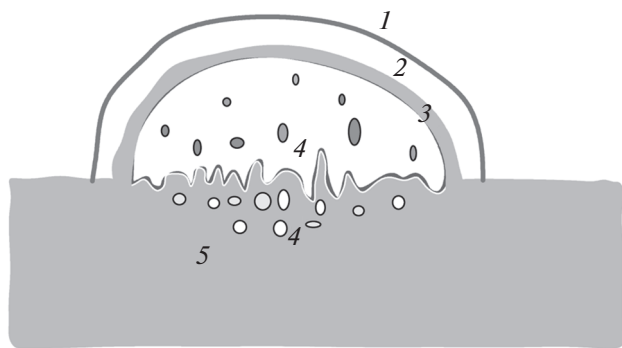


Рис. 2. Структура течения при абляции в жидкость после воздействия УкЛИ на этапе II: 1 – ударносжатая жидкость, 2 – горячая жидкость, 3 – откольная оболочка, 4 – пена, 5 – жидкая фаза вещества мишени.

ства мишени и вещества, окружающего мишень в случае конфайнмента мишени конденсированной фазой. В мишени имеются ударносжатый слой, слой расплава, слой металла в двухфазном состоянии (жидкость–пар), а также в случае достаточно большого вложения лазерной энергии в диск находится еще газоплазменный слой из вещества мишени. Во внешней конденсированной среде к диску из вещества металла прилегает снаружи нагретый диск из вещества внешней среды. Выше говорится о тонком диске, поскольку, как правило, $R_L \gg d_T$.

В гидродинамике сжимаемых сред имеется разделение возмущений на акустические моды и энтропийно-вихревую моду. Например, если в однородной среде нагреть некоторую компактную область, то из этой области будут излучаться акустические возмущения. Акустические моды расходятся со скоростью звука из области нагрева. При этом энтропийно-вихревая мода встроена в вещество и движется с гидродинамической скоростью этого вещества. Данное разделение на моды применимо в случае, показанном на рис. 1. Горячий диск покидают акустические возмущения, а само вещество диска малоподвижно относительно звуковых возмущений. В задачах с лазерным воздействием вещество диска долго остается горячим. Процесс остывания затянется на много акустических масштабов времени $t_s = d_T/c_s$.

В случае, когда происходит разделение на акустические и энтропийно-вихревые моды, существует важная специфика. Дело в том, что область нагрева располагается не в толще однородного вещества, а на границе мишени. Причем снаружи находится среда с более низким акустическим импедансом. Тогда отражение акустического импульса от границы в случае УкЛИ сопровождается растяжением слоя нагрева d_T – области локализации энтропийно-вихревой моды. Растяжение

слоя d_T при достаточной амплитуде растяжения приводит к нуклеации, вспениванию и формированию откольной оболочки.

Промежуточный этап (этап II) эволюции оболочки показан на рис. 2. На начальной стадии (этап I) область нагрева представляет собой тонкий диск (см. рис. 1). От этого диска в жидкость и в объем мишени быстро (по сравнению со скоростью расширения вещества в горячем диске)ходят ударные волны. Постепенно на временах порядка 10–100 пс формируется структура, показанная на рис. 2. Температура ударносжатой жидкости (пусть для определенности вода) невелика и мало отличается от исходной температуры. Горячая вода образует слой 2 вокруг откольной оболочки 3.

Под оболочкой 3 находится пена 4. Под пеной на этапе II располагается жидкая фаза 5 вещества мишени. Под расплавом 5 имеется твердое вещество мишени. Оно прошло через ударную волну. Ударная волна в мишени находится глубоко внизу относительно области, показанной на рис. 2. Пена состоит из жидкой фазы и пара. Разность давлений над и под оболочкой тормозит откольную оболочку. Под оболочкой давление равно давлению насыщенного пара. Плотность расплава в оболочке 3 на рис. 2 выше, чем плотность горячей воды в слое 2. Из-за разности плотностей на границе между средами 2 и 3 и торможения этой границы развивается известная [136, 137] неустойчивость Релея–Тейлора.

Неустойчивость на границе между средами 2 и 3 исследована в работах [27, 30, 138]. Она стартует с капиллярного масштаба λ_{cap} , который при выбранных в работах [27, 30] параметрах составлял десятки нанометров. Толщина оболочки растет из-за “аккреции” фрагментов пены [30] на ее внутреннюю поверхность (граница 3–4 на рис. 2). Дело в том, что скорость оболочки снижается из-за торможения жидкостью, а оторвавшиеся фрагменты летят с постоянной скоростью. Похожий сюжет (осаждение пены на оболочку) наблюдается в оболочках, которые тормозятся не за счет внешней среды, а из-за действия поверхностного натяжения [139]. В работах [27, 30] длина волны λ_{cap} меньше, чем толщина оболочки h_{sh} . Это означает, что развитие неустойчивости Релея–Тейлора еще не существенно для целостности оболочки.

Торможение оболочки приводит, в конце концов, к остановке и повороту назад оболочки. При этом время остановки t_{stop} составляет десятки наносекунд, а пройденное расстояние h_{stop} оказывается порядка единиц–десятков микрометров. Обычно в технологиях наработки наночастиц применяются лазеры с большой энергией в импульсе (несколько джоулей и больше). Тогда радиус пятна воздействия R_L (см. рис. 1) можно довести до величины порядка миллиметра. В этом

случае при разрушении форма оболочки является квазиплоской: $h_{\text{stop}} \ll R_L$. В случае малых пятен ($R_L \sim h_{\text{stop}}$) распаду подвергается существенно искривленная оболочка, такая как на рис. 2, при равных масштабах длины по горизонтали и вертикали (см. примеры таких расчетов в статьях [105, 140]). Поперечные размеры эволюционирующей оболочки никогда не могут превышать радиуса лазерного пятна. В случае $h_{\text{stop}} \ll R_L$ горизонтальные размеры оболочки на рис. 2 гораздо больше вертикальной протяженности.

Дойдет ли до поверхности мишени повернувшая назад оболочка или распадется на капиллярные фрагменты до этого?

Сначала отметим следующее. В случае с УкЛИ формируется оболочка 3 (рис. 2), которая на промежутке времени порядка 10 нс находится на конечном расстоянии от дна кратера. За это время расплав 5 (рис. 2), покрывавший дно кратера, остывает и кристаллизуется; процесс замерзания детально изучен в предыдущих работах авторов. При замерзании остатков пены образуется затвердевший случайный микро- или нанорельеф, описанный в работах [1–16]. Таким образом, данная поверхностная структура формируется независимо от того, происходит ли выброс продуктов абляции в вакуум или в жидкость.

Группой С.И. Кудряшова выполнены замечательные эксперименты [14, 141], которые строго подтверждают это простое умозаключение. А именно, в этих статьях показано, что идентичные случайные поверхностные рельефы остаются после воздействия УкЛИ через воздух и через жидкость.

Теперь вернемся к сформулированному выше вопросу: дойдет или нет повернувшая назад оболочка до дна кратера. Видимо, распад оболочки происходит до того, как оболочка столкнется с дном кратера. Действительно, в [14, 141] не видно существенных следов повернувшей оболочки на дне кратера. Отметим, кстати, что формирование случайной поверхностной наноструктуры и распад оболочки происходят на масштабах времен, малых по сравнению со временем образования пузыря (микросекунды). Видимо, разрушение оболочки 3 (рис. 2) ответственно за формирование фракции крупных наночастиц. Мелкие наночастицы образуются путем конденсации паров испаренного в жидкость металла.

5. АБЛЯЦИЯ В ЖИДКОСТЬ ПРИ НАНОСЕКУНДНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

Абляция, вызванная наносекундным лазерным импульсом, резко отличается от рассмотренного в предыдущем разделе случая с УкЛИ. При наносекундной абляции нет нуклеации в веществе мишени на облучаемой стороне, соответственно нет ни пены, ни откольной пластины.

Дело в том, что давление все время остается положительным — нет растяжения.

Здесь рассмотрим пример с нс-абляцией в случае ЛАЖ. Поглощение лазерного излучения, прошедшего прозрачную жидкость, создает горячий тонкий диск, показанный на рис. 1. Акустический масштаб времени t_s мал по сравнению с длительностью импульса $\tau_L = 0.5$ нс, задаваемого в расчете функцией Гаусса $I(t) \sim \exp(-t^2/\tau_L^2)$. Поглощенная в мишени энергия составляет в данном расчете 0.9 Дж/см². Численное моделирование начинается в момент времени $-3\tau_L$.

В силу малости отношения t_s/τ_L толщина диска на рис. 1 увеличивается в несколько раз за время действия лазерного импульса. Возрастание вызвано энергией, все время прибывающей в диск от лазера. Движущиеся верхняя и нижняя границы диска на рис. 1 действуют как поршни, которые поддерживают ударные волны соответственно в жидкости и в металле (см. [119, 135]). Эта ситуация качественно отличается от распада по Даламберу слоя высокого давления в случае с УкЛИ. Из оценок, сделанных в [135], следует, что давление внутри диска при наносекундном воздействии меняется по закону $p \propto \sqrt{I(t)}$. Расчеты показывают, что этот закон приближенно выполняется. Но есть ряд тонкостей, которые требуют обсуждения.

Опишем эволюцию течения, вызванного импульсом с $\tau_L = 0.5$ нс и $F_{\text{abs}} = 0.9$ Дж/см². На рис. 3 показана ситуация на момент времени незадолго перед максимумом наносекундного импульса. Полагаем, что лазерный пучок проходит слой воды и поглощается в скин-слое золота возле контакта II с водой. Поэтому максимум температуры находится в контакте II. Посредством теплопроводности золота поглощенная энергия передается в основном в толщу золота. Передача тепла в воду невелика, так как коэффициент теплопроводности воды меньше, чем золота. Нагрев металла приводит к появлению слоя жидкой фазы. Фронт плавления находится в точке I. В точке I находится излом температуры. Это связано с тем, что, во-первых, часть потока тепла расходуется на плавление (фронт I движется по веществу вправо) и, во-вторых, коэффициент теплопроводности в твердом золоте больше, чем в жидкой фазе.

На рис. 4 дополнительно к плотности представлен профиль давления в тот же момент времени, который показан на рис. 3. Отметим довольно неожиданную особенность распределения давления. Максимум давления находится не в зоне скин-слоя, где происходит поглощение энергии лазерного излучения. К зоне скин-слоя относится максимум температуры, представленный на рис. 3. Оказывается, что на стадии активного нагрева (по времени идет примерно середины греющего импульса) максимум давления рас-

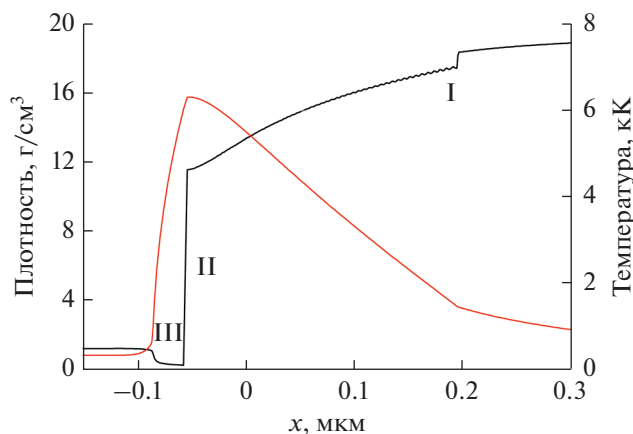


Рис. 3. Мгновенные профили плотности и температуры на момент времени -0.2 нс: I – фронт гетерогенного плавления, II – контактная граница между горячим золотом и горячей водой, III – слой горячей воды, нагретой контактным образом за счет теплопроводности воды от горячего золота.

полагается немного за фронтом плавления I на рис. 3 и 4. Кроме того, имеется скачок давления, связанный с расширением вещества при плавлении. Видимо, получается, что именно плавление вызывает указанное перемещение максимума давления. Необходим сброс давления на фронте плавления, чтобы обеспечить отток расплава, имеющего больший удельный объем по сравнению с твердой фазой. Затем в сторону контакта II начинается дальнейший спад плотности из-за разогрева золота потоком тепла, идущим от контакта. Такой процесс расширения требует градиента давления, механически поддерживающего расширение.

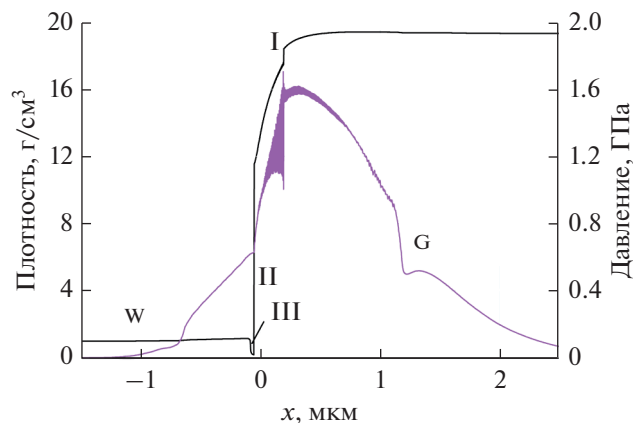


Рис. 4. Мгновенные профили плотности и давления на момент времени -0.2 нс. Римские цифры I, II и III перенесены с рис. 3. Их смысл такой же, как на рис. 3. Буквами W и G обозначены зоны зарождения будущих ударных волн соответственно в воде и золоте.

На рис. 5 показано сравнение профилей давления на моменты -0.2 нс и 0 (это момент максимума интенсивности). На эти моменты времени в золоте поглотилось соответственно 29 и 50% от полной поглощенной энергии $F_{\text{abs}} = 0.9$ Дж/см². Поток тепла на отрезке времени от -0.2 нс до 0 составляет 21% от $F_{\text{abs}} = 0.9$ Дж/см². Эта добавка энергии поднимает амплитуду давления в максимуме давления и в золоте возле контакта II на рис. 5. Отметим также, что опрокидывание волн сжатия с появлением ударной волны из-за фокусировки характеристик происходит на временах порядка длительности импульса.

При $t = 0$ интенсивность проходит свой максимум. Но рост поглощенной энергии продолжается и после прохождения максимума. Соответствующая эволюция профилей давления на ниспадающем участке лазерного импульса показана на рис. 6. Повышение максимума давления продолжается после прохождения максимума интенсивности. Таким образом, момент достижения максимума давления смещен по времени относительно максимума интенсивности. Отметим, что максимум давления сдвигается вправо, т.е. уходит из зоны непосредственно за фронтом плавления. Темп плавления постепенно снижается из-за уменьшения интенсивности.

На рис. 6 ясно видно начало формирования провала по давлению. Давления, созданные движением поршней (движением расширяющейся зоны поглощения излучения и нагрева) на более ранних этапах действия лазерного импульса уходят по характеристикам вправо и влево. На более ранних этапах интенсивность $I(t)$ больше, расширение происходит с более высокими скоростями, поэтому давления, уносимые по характеристикам из зоны нагрева, выше.

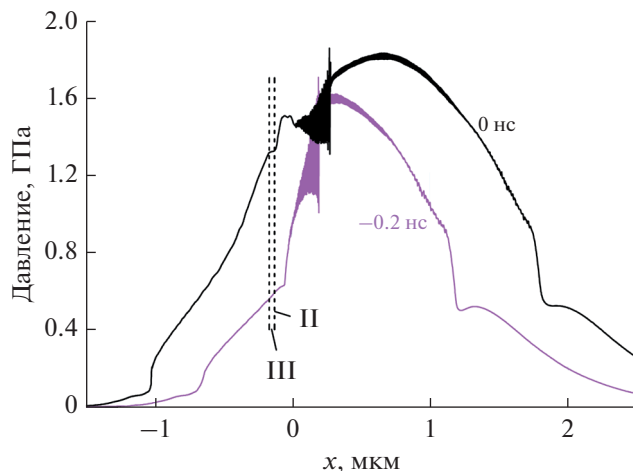


Рис. 5. Профили давления в моменты времени -0.2 нс и 0; II – позиция контакта в момент времени 0, III – слой горячей воды в момент $t = 0$.

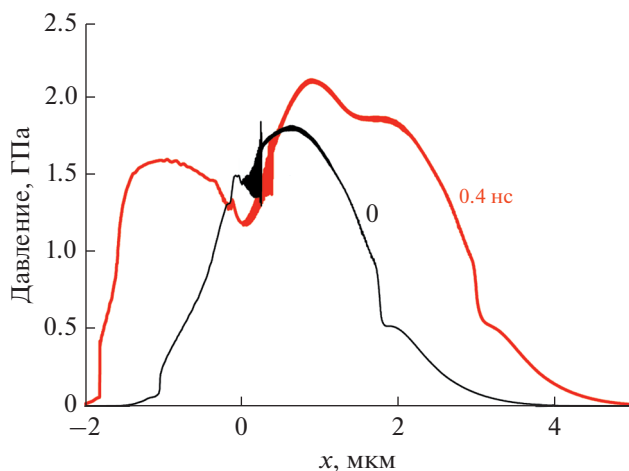


Рис. 6. Профили давления на моменты времени 0 и 0.4 нс; профиль для $t = 0$ перенесен с рис. 5.

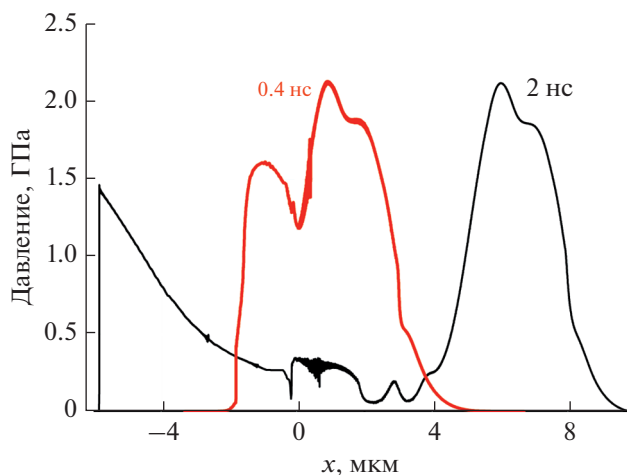


Рис. 7. Эволюция распределений давления после прекращения действия импульса.

Дальнейшая эволюция течения представлена на рис. 7. Возникает глубокая “яма” по давлению вокруг прекратившей свое существование зоны поглощения — интенсивность излучения в момент времени $t = 2$ нс составляет $e^{-16} = 10^{-7}$ от интенсивности в максимуме импульса. Далее по времени происходит расширение ямы, поскольку из прежней зоны поглощения теперь излучаются характеристики, несущие низкие значения давления. Подчеркнем, что зона высоких температур продолжает свое существование в смысле излучения характеристик, несущих низкие, но не нулевые значения давления.

При сравнении двух профилей на рис. 7 видно, что в воде формируется полноценная треугольная ударная волна. Треугольность ее формы означает, что эта волна будет постепенно затухать при распространении. Дело в том, что течение за фронтом дозвуковое, поэтому характеристики с пониженными значениями давления приходят на фронт и ослабляют его. При этом затухание волны сжатия в золоте мало. Амплитуда волны сжатия около 2 ГПа составляет лишь 1% от модуля объемного сжатия золота $B = 180$ ГПа. Так что волна в золоте фактически является линейной акустической волной. Другое дело — вода. Объемный модуль 2.2 ГПа сравним с амплитудой волны в воде. Соответственно, волна в воде сильно нелинейная — ударная. Такая волна существенно затухает при распространении. При снижении амплитуды волны в воде она также переходит в разряд слабонелинейных волн. Но треугольная форма волны, созданная на предшествующих этапах, сохраняется.

Важно подчеркнуть, что, несмотря на прекращение нагрева контактной зоны лазерным импульсом, давление в слое нагрева не снижается до

нуля (рис. 7). Формула $p \propto \sqrt{I(t)}$ не описывает хвост импульса давления, который продолжает давить на золото и на воду после полного прекращения лазерного нагрева. Особенно существен этот эффект “последствия” в случае с умеренно длинными импульсами порядка 1 нс.

На рис. 8 проиллюстрирована далекая стадия эволюции течения. Амплитуда волны в воде снижается с примерно 15×10^3 до 3×10^3 атм. Как видно, в зоне возле контакта давление остается значительным: примерно 2000 атм при $t = 2$ нс и 300 атм при $t = 36$ нс. Возникает вопрос, какая физическая причина ответственна за поддержание этого давления.

На рис. 9 показан профиль скорости. Скорость за фронтом ударной волны в воде остается значительной, примерно 10% от скорости звука в воде при комнатной температуре. Уже с достаточно ранних стадий движение в золоте прекращается, скорость золота (около нуля) — золото практически неподвижно (очень медленно движется направо, слабое сжатие золота продолжается, рис. 10). Волна сжатия в золоте на момент 36 нс, показанный на рис. 9, находится далеко справа от контакта — на расстоянии больше 100 мкм. Поддержание давления в воде и в золоте связано с продолжающимся расширением тонких (относительно масштабов в десятки мкм) горячих слоев воды и золота. Место расположения этих слоев отмечено стрелкой на рис. 9. Именно это расширение толкает воду в момент 36 нс от неподвижного золота со скоростью примерно 25 м/с.

На рис. 10 область расширения показана более подробно. Видно, как набирается скорость расширения. Горячие слои воды и золота, каждый примерно по 1 мкм толщиной, разделены контактом II. Диффузия в авторском лагранжевом коде

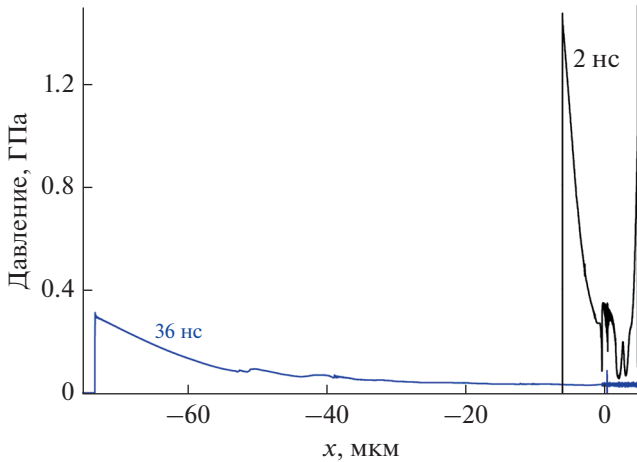


Рис. 8. Проникновение треугольной слабонелинейной волны (давление 14% от объемного модуля воды) глубоко в воду (профиль при $t = 36$ нс); профиль при $t = 2$ нс взят с рис. 7; часть, относящаяся к глубоким слоям золота, не показана.

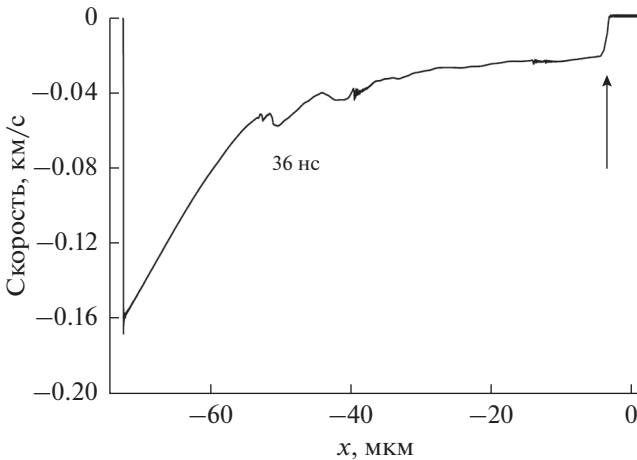


Рис. 9. Профиль скорости на момент времени 36 нс.

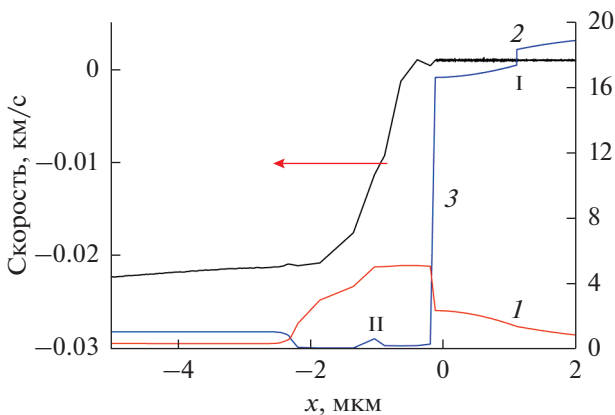


Рис. 10. Горячий слой из горячего пара золота и горячей воды при критическом давлении 300 атм: красная кривая 1 – профиль температуры, 2 – профиль плотности, 3 – граница пар–жидкость.

не учитывается. Красная стрелка на рисунке выделяет мгновенное распределение скорости по координате и указывает на вертикальную ось скоростей слева. На вертикальной оси справа отложены значения плотности в г/см^3 для кривой 2 и значения температуры в кК для красной кривой 1.

Скорость за фронтом ударной волны снижается до 160 м/с. Золото, находящееся правее стрелки, практически неподвижно. Важным для поддержания давления является нарастание скорости от контакта с золотом. Это нарастание происходит в горячих слоях воды и золота за счет их продолжающегося расширения в объеме.

На рис. 10 римская цифра I отмечает границу между жидкой и твердой фазами золота. Граница 3 разделяет плотную жидкую фазу золота справа и испаренное золото слева. Римской цифрой II отмечен контакт золото–вода. Теперь это контакт между паром золота и горячей водой. Толщины слоев воды и золота, составляющих вместе горячий слой, примерно по 1 мкм. Температура в слое на показанный момент времени составляет от 3 до 4 кК. Если бы не этот горячий слой и его расширение, то давление в воде упало бы ниже значения 300 атм (давление в момент времени 36 нс в районе контакта – рис. 8).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Лазерные технологии внесли существенный вклад в формирование реалий современного мира. Например, в привычном каждому сотовом телефоне нет ни одной детали, при изготовлении которой не применялся бы лазер. В данной работе проанализированы физические аспекты важных прикладных проблем. Описаны проблемы, относящиеся к производству наночастиц при лазерной абляции в жидкость, рассмотрены детали поверхностного наноструктурирования, описано состояние науки в области, относящейся к лазерной ковке (упрочнение материалов в лазерной ударной волне).

Показано, что режимы абляции зависят от того, есть ли ограничение расширению нагретой мишени или нет. Речь идет о нагреве мишени лазерным пучком, проходящим через конденсированную среду (тогда ограничение, конфайнмент имеется) или через вакуум (ограничения нет). Имеется сепарация на варианты с твердой и жидкой ограничивающими средами.

Важную роль играет разделение режимов по темпу ввода энергии в мишень. Если слой прогрева толщиной d_T формируется за время, меньшее акустического масштаба времени $t_s = d_T/c_s$, то имеет место быстрое создание слоя высокого давления толщиной $\sim d_T$ и его распад с излучением акустических волн по Даламберу. В обратном случае эволюция абляционного течения протека-

ет по-другому. Эта эволюция детально исследована в статье. Показано, что максимум давления смещен по времени на более поздние времена относительно максимума интенсивности. Обнаружено, что достаточно высокое давление в области контакта мишени и жидкости поддерживается и после окончания действия лазерного импульса. Оказывается, продолжительное по времени расширение горячих приконтактных слоев из паров мишени и горячей высокоэнтропийной воды обеспечивает медленное спадание давления возле контакта. На больших временах, не рассмотренных в данной работе, диффузионно перемешанные, высокоэнтропийные слои паров мишени и воды формируют при расширении пузырьков в холодной окружающей жидкости, см. статьи [33, 34].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Vorobyev A.Y., Guo Chunlei. Femtosecond Laser Nanostructuring of Metals // Optics Express. 2006. V. 14. № 6. P. 2164.
2. Vorobyev A.Y., Guo Chunlei. Colorizing Metals with Femtosecond Laser Pulses // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 92. P. 041914.
3. Ашитков С.И., Комаров П.С., Овчинников А.В., Струлёва Е.В., Жаховский В.В., Иногамов Н.А., Агранат М.Б. Абляция металлов и образование наноструктур под действием фемтосекундных лазерных импульсов // Квантовая электроника. 2014. Т. 44. № 6. С. 535.
4. Ашитков С.И., Ромашевский С.А., Комаров П.С., Бурмистров А.А., Жаховский В.В., Иногамов Н.А., Агранат М.Б. Образование наноструктур при фемтосекундной лазерной абляции металлов // Квантовая электроника. 2015. Т. 45. № 6. С. 547.
5. Виноградов А.П., Дорофеев А.В., Мерзликин А.М., Лисянский А.А. Поверхностные состояния в фотонных кристаллах // УФН. 2010. Т. 53. № 3. С. 249.
6. Nivas J.J.J., Allahyari E., Cardano F., Rubano A., Fittipaldi R., Vecchione A., Paparo D., Marrucci L., Bruzzese R., Amoroso S. Surface Structures with Unconventional Patterns and Shapes Generated by Femtosecond Structured Light Fields // Sci. Rep. 2018. V. 8. № 1. P. 1.
7. Inogamov N.A., Zhakhovsky V.V., Khokhlov V.A., Ashitkov S.I., Emirov Yu.N., Khichshenko K.V., Faenov A.Ya., Pikuz T.A., Ishino M., Kando M., Hasegawa N., Nishikino M., Komarov P.S., Demaske B.J., Agranat M.B., Anisimov S.I., Kawachi T., Oleynik I.I. Ultrafast Lasers and Solids in Highly Excited States: Results of Hydrodynamics and Molecular Dynamics Simulations // J. Phys.: Conf. Ser. 2014. V. 510. P. 012041.
8. Florian C., Deziel J.-L., Kirner S.V., Siegel J., Bonse J. The Role of the Laser-induced Oxide Layer in the Formation of Laser-induced Periodic Surface Structures // Nanomaterials. 2020. V. 10. P. 147.
9. Inogamov N.A., Zhakhovsky V.V., Ashitkov S.I., Emirov Yu.N., Faenov A.Ya., Pikuz T.A., Ishino M., Kando M., Hasegawa N., Nishikino M., Kawachi T., Agranat M.B., Andriash A.V., Kuratov S.E., Oleynik I.I. Surface Nano-structuring Produced by Spallation of Metal Irradiated by an Ultrashort Laser Pulse // J. Phys.: Conf. Ser. 2014. V. 500. P. 112070.
10. Abou-Saleh A., Karim E.T., Maurice C., Reynaud S., Pigeon F., Garrelie F., Zhigilei L.V., Colombier J.P. Spallation-induced Roughness Promoting High Spatial Frequency Nanostructure Formation on Cr // Appl. Phys. A. 2018. V. 124. P. 308.
11. Valev V.K., Denkova D., Zheng Xuezhi, Kuznetsov A.I., Reinhardt C., Chichkov B.N., Tsutsumanova G., Osley E.J., Petkov V., Ben De Clercq, Silhanek A.V., Jeyaram Y., Volskiy V., Warburton P.A., Vandenbosch G.A.E., Russev S., Aksamitov O.A., Ameloot M., Moshchalkov V.V., Verbiest T. Plasmon-enhanced Sub-wavelength Laser Ablation: Plasmonic Nanojets // Adv. Mater. 2012. V. 24. P. OP29.
12. Kudryashov S.I., Levchenko A.O., Danilov P.A., Smirnov N.A., Rudenko A.A., Melnik N.N., Busleev N.I., Ionin A.A. Direct Femtosecond-laser Writing of Optical Range Nanoscale Metagratings/Metacouplers on Diamond Surfaces // Appl. Phys. Lett. 2019. V. 115. P. 073102.
13. Rudenko A., Colombier J., Hohm S. et al. Spontaneous Periodic Ordering on the Surface and in the Bulk of Dielectrics Irradiated by Ultrafast Laser: A Shared Electromagnetic Origin // Sci. Rep. 2017. V. 7. P. 12306.
14. Kudryashov S.I., Saraeva I.N., Lednev V.N., Pershin S.M., Rudenko A.A., Ionin A.A. Single-shot Femtosecond Laser Ablation of Gold Surface in Air and Isopropyl Alcohol // Appl. Phys. Lett. 2018. V. 112. P. 203101.
15. Ремнев М.А., Климов В.В. Метаповерхности: новый взгляд на уравнения Максвелла и новые методы управления светом // УФН. 2018. Т. 61. № 2. С. 169.
16. Ионин А.А., Кудряшов С.И., Левченко А.О., Макаров С.В., Сараева И.Н., Руденко А.А., Буцень А.В., Бураков В.С. Гидродинамическая неустойчивость и самоорганизация субмикронного рельефа поверхности металлов при фемтосекундном лазерном облучении в жидкости // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 106. № 4. С. 247.
17. Inogamov N.A., Zhakhovsky V.V., Ashitkov S.I., Emirov Yu.N., Faenov A.Ya., Petrov Yu.V., Khokhlov V.A., Ishino M., Demaske B.J., Tanaka M., Hasegawa N., Nishikino M., Tamotsu S., Pikuz T.A., Skobelev I.Y., Ohba T., Kaihori T., Ochi Y., Imazono T., Fukuda Y., Kando M., Kato Y., Kawachi T., Anisimov S.I., Agranat M.B., Oleynik I.I., Fortov V.E. Surface Nano-deformations Caused by Ultrashort Laser Pulse // Engineering Failure Analysis. 2015. V. 47. P. 328.
18. Kuchmizhak A., Vitrik O., Kulchin Yu., Storozhenko D., Mayor A., Mirochnik A., Makarov S., Milichko V., Kudryashov S., Zhakhovsky V., Inogamov N. Laser Printing of Resonant Plasmonic Nanovoids // Nanoscale. 2016. V. 8. P. 12352.
19. Pavlov D., Syubaev S., Kuchmizhak A., Gurbatov S., Vitrik O., Modin E., Kudryashov S., Wang X., Juodkazis S., Lapine M. Direct Laser Printing of Tunable IR Resonant Nanoantenna Arrays // Appl. Surf. Sci. 2019. V. 469. P. 514.
20. Ионин А.А., Кудряшов С.И., Самохин А.А. Абляция поверхности материалов под действием ультрако-

- ротких лазерных импульсов // УФН. 2017. Т. 60. № 2. С. 159.
21. Макаров Г.Н. Применение лазеров в нанотехнологии: получение наночастиц и наноструктур методами лазерной абляции и лазерной нанолитографии // УФН. 2013. Т. 56. № 7. С. 673.
 22. Fojtik A., Henglein A. Luminescent Colloidal Silicon Particles // Chem. Phys. Lett. 1994. V. 221. P. 363.
 23. Kazakevich P.V., Simakin A.V., Voronov V.V., Shafeyev G.A. Laser Induced Synthesis of Nanoparticles in Liquids // Appl. Surf. Sci. 2006. V. 252. № 13. P. 4373.
 24. Stratakis E., Barberoglou M., Fotakis C., Viau G., Garcia C., Shafeyev G.A. Generation of Al Nanoparticles via Ablation of Bulk Al in Liquids with Short Laser Pulses // Optics Express. 2009. V. 17. № 15. P. 12650.
 25. Zhang Dongshi, Gökce B., Barcikowski S. Laser Synthesis and Processing of Colloids: Fundamentals and Applications // Chem. Rev. 2017. V. 117. P. 3990.
 26. Xiao J., Liu P., Wang C.X., Yang G.W. External Field-assisted Laser Ablation in Liquid: An Efficient Strategy for Nanocrystal Synthesis and Nanostructure Assembly // Prog. Mat. Sci. 2017. V. 87. P. 140.
 27. Shih C.-Y., Streubel R., Heberle J., Letzel A., Shugaev M.V., Wu C., Schmidt M., Gökce B., Barcikowski S., Zhigilei L.V. Two Mechanisms of Nanoparticle Generation in Picosecond Laser Ablation in Liquids: The Origin of the Bimodal Size Distribution // Nanoscale. 2018. V. 10. P. 6900.
 28. Povarnitsyn M.E., Itina T.E., Levashov P.R., Khishchenko K.V. Mechanisms of Nanoparticle Formation by Ultra-short Laser Ablation Metals in Liquid Environment // Phys. Chem. Chem. Phys. 2013. V. 15. P. 3108.
 29. Povarnitsyn M.E., Itina T.E. Hydrodynamic Modeling of Femtosecond Laser Ablation of Metallic Targets in Vacuum and in Liquid // Appl. Phys. A. 2014. V. 117. № 1. P. 175.
 30. Иногамов Н.А., Жаховский В.В., Хохлов В.А. Динамика абляции золота в воду // ЖЭТФ. 2018. Т. 154. № 1. P. 92.
 31. Shih Cheng-Yu, Shugaev M.V., Wu Chengping, Zhigilei L.V. Generation of Subsurface Voids, Incubation Effect, and Formation of Nanoparticles in Short Pulse Laser Interactions with Bulk Metal Targets in Liquid: Molecular Dynamics Study // J. Phys. Chem. C. 2017. V. 121. № 30. P. 16549.
 32. Petrov Yu.V., Khokhlov V.A., Zhakhovsky V.V., Inogamov N.A. Hydrodynamic Phenomena Induced by Laser Ablation of Metal into Liquid // Appl. Surf. Sci. 2019. V. 492. P. 285.
 33. Petrov Yu.V., Inogamov N.A., Zhakhovsky V.V., Khokhlov V.A. Condensation of Laser-produced Gold Plasma During Expansion and Cooling in a Water Environment // Contributions to Plasma Physics. 2019. V. 59. № 6. P. e201800180.
 34. Inogamov N.A., Khokhlov V.A., Petrov Y.V., Zhakhovsky V.V. Hydrodynamic and Molecular-dynamics Modeling of Laser Ablation in Liquid: From Surface Melting till Bubble Formation // Optical and Quantum Electronics. 2020. V. 52. P. 63.
 35. Ionin A., Ivanova A., Khmel'nitskii R., Klevkov Yu., Kudryashov S., Mel'nik N., Nastulyavichus A., Rudenko A., Saraeva I., Smirnov N., Zayarny D., Baranov A., Kirilenko D., Brunkov P., Shakhmin A. Milligram-per-second Femtosecond Laser Production of Se Nanoparticle Inks and Ink-jet Printing of Nanophotonic 2D-patterns // Appl. Surf. Sci. 2018. V. 436. P. 662.
 36. Смирнов Н.А., Кудряшов С.И., Данилов П.А., Руденко А.А., Ионин А.А., Настулявичус А.А. Одноимпульсная абляция кремния ультракороткими лазерными импульсами варьированной длительности в воздухе и воде // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 108. № 6. С. 393.
 37. Kudryashov S.I., Danilov P.A., Porfirev A.P., Saraeva I.N., Nguyen T.N.T., Rudenko A.A., Khmel'nitskii R.A., Zayarny D.A., Ionin A.A., Kuchmizhak A.A., Khonina S.N., Vitrik O.B. High-throughput Micropatterning of Plasmonic Surfaces by Multiplexed Femtosecond Laser Pulses for Advanced IR-sensing Applications // Appl. Surf. Sci. 2019. V. 484. P. 948.
 38. Kudryashov S.I., Samokhvalov A.A., Nastulyavichus A.A., Saraeva I.N., Michailovsky V.Y., Ionin A.A., Veiko V.P. Nanosecond-laser Generation of Nanoparticles in Liquids: from Ablation till Bubble Dynamics and Nanoparticle Yield // Materials. 2019. V. 12. P. 562.
 39. Nastulyavichus A.A., Kudryashov S.I., Smirnov N.A., Rudenko A.A., Kharin A.Y., Zayarny D.A., Ionin A.A. Nanosecond-laser Plasma-mediated Generation of Colloidal Solutions from Silver Films of Variable Thickness: Colloidal Optical Density Versus Predetermined Ablated Mass // Opt. Laser Technol. 2019. V. 111. P. 75.
 40. Kudryashov S.I., Nastulyavichus A.A., Ivanova A.K., Smirnov N.A., Khmel'nitskiy R.A., Rudenko A.A., Saraeva I.N., Tolordava E.R., Kharin A.Yu., Zavestovskaya I.N., Romanova Yu.M., Zayarny D.A., Ionin A.A. High-throughput Laser Generation of Si-nanoparticle Based Surface Coatings for Antibacterial Applications // Appl. Surf. Sci. 2019. V. 470. P. 825.
 41. Kruusing A. Underwater and Water-assisted Laser Processing: Part 1. General Features, Steam Cleaning and Shock Processing // Optics and Lasers in Engineering. 2004. V. 41. № 2. P. 307.
 42. Peyre P., Chaieb I., C Braham C. FEM Calculation of Residual Stresses Induced by Laser Shock Processing in Stainless Steels // Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering. 2007. V. 15. № 3. P. 205.
 43. Sano Y., Masaki K., Gushi T., Sano T. Improvement in Fatigue Performance of Friction Stir Welded A6061-T6 Aluminum Alloy by Laser Peening Without Coating // Materials & Design (1980–2015). 2012. V. 36. P. 809.
 44. Kolobov Yu.R., Golosov E.V., Vershinina T.N., Zhidkov M.V., Ionin A.A., Kudryashov S.I., Makarov S.V., Seleznev S.V., Sinitsyn D.V., Ligachev E.A. Structural Transformation and Residual Stresses in Surface Layers of Alpha + Beta Titanium Alloys Nanotextured by Femtosecond laser pulses // Applied Physics A. 2015. V. 119. P. 241.
 45. Correa C., Peral D., Porro J.A., Diaz M., L. Ruiz de Lara, Garcia-Beltran A., Ocana J.L. Random-type Scanning Patterns in Laser Shock Peening Without Absorbing Coating in 2024-T351 Al Alloy: A Solution

- to Reduce Residual Stress Anisotropy // Optics & Laser Technology. 2015. V. 73. P. 179.
46. *Karthik D., Swaroop S.* Laser Peening Without Coating – An Advanced Surface Treatment: A Review // Materials and Manufacturing Processes. 2017. V. 32. № 14. P. 1565.
 47. *Veiko V.P., Odintsova G.V., Gazizova M.Y., Karlagina Y.Y., Manokhin S.S., Yatsuk R.M., Vasilkov S.D., Kolobov Y.R.* The Influence of Laser Micro- and Nanostructuring on the Wear Resistance of Grade-2 Titanium Surface // Laser Physics. 2018. V. 28. № 8. P. 086002.
 48. *Trdan U., Sano T., Klobcar D., Sano Y., Grum J., Sturm R.* Improvement of Corrosion Resistance of AA2024-T3 Using Femtosecond Laser Peening Without Protective and Confining Medium // Corrosion Science. 2018. V. 143. P. 46.
 49. *Петров Ю.В., Иногамов Н.А., Мигдал К.П.* Теплопроводность и коэффициент электрон-ионного теплообмена в конденсированных средах с сильно возбужденной электронной подсистемой // Письма в ЖЭТФ. 2013. Т. 97. № 1. С. 24.
 50. *Петров Ю.В., Иногамов Н.А.* Снятие моттовского межзонного $s-d$ -увеличения электросопротивления никеля и платины за счет возбуждения электронов фемтосекундным лазерным импульсом // Письма в ЖЭТФ. 2013. Т. 98. № 5. С. 316.
 51. *Milov I., Lipp V., Ilnitsky D., Medvedev N., Migdal K., Zhakhovsky V., Khokhlov V. Petrov Yu., Inogamov N., Semin S., Kimel A., Ziaja B., Makhotkin I.A., Louis E., Bijkerk F.* Similarity in Ruthenium Damage Induced by Photons with Different Energies: From Visible Light to Hard X-rays // Appl. Surf. Sci. 2020. V. 501. P. 143973.
 52. *Petrov Yu., Migdal K., Inogamov N., Khokhlov V., Ilnitsky D., Milov I., Medvedev N., Lipp V., Zhakhovsky V.* Ruthenium under Ultrafast Laser Excitation: Model and Dataset for Equation of State, Conductivity, and Electron-ion Coupling // Data in Brief. 2020. V. 28. P. 104980.
 53. *Kudryashov S.I., Gakovic B., Danilov P.A., Petrovic S.M., Milovanovic D., Rudenko A.A., Ionin A.A.* Single-shot Selective Femtosecond Laser Ablation of Multi-layered Ti/Al and Ni/Ti Films: “Cascaded” Heat Conduction and Interfacial Thermal Effects // Appl. Phys. Lett. 2018. V. 112. № 2. P. 023103.
 54. *Иногамов Н.А., Петров Ю.В.* Теплопроводность металлов с горячими электронами // ЖЭТФ. 2010. Т. 137. № 3. С. 505.
 55. *Inogamov N.A., Zhakhovskii V.V., Ashitkov S.I., Khokhlov V.A., Shepelev V.V., Komarov P.S., Ovchinnikov A.V., Sitnikov D.S., Petrov Yu.V., Agranat M.B., Anisimov S.I., Fortov V.E.* Laser Acoustic Probing of Two-temperature Zone Created by Femtosecond Pulse // Contrib. Plasma Phys. 2011. V. 51. № 4. P. 367.
 56. *Bezhanov S.G., Kanavin A.P., Uryupin S.A.* Determination of Frequencies of Electron–Electron Collisions in Aluminum Heated by a Femtosecond Laser Pulse // Optics and Spectroscopy. 2013. V. 114. № 3. P. 384.
 57. *Fourment C., Deneuille F., Descamps D., Dorchie F., Petit S., Peyrusse O., Holst B., Recoules V.* Experimental Determination of Temperature-dependent Electron–electron Collision Frequency in Isochorically Heated Warm Dense Gold // Phys. Rev. B. 2014. V. 89. P. 161110(R).
 58. *Бежанов С.Г., Канавин А.П., Урюпин С.А.* Нагрев металлической нанопленки при поглощении фемтосекундного лазерного излучения // Квантовая электроника. 2014. Т. 44. № 9. С. 859.
 59. *Migdal K.P., Ilnitsky D.K., Petrov Yu.V., Inogamov N.A.* Equations of State, Energy Transport and Two-temperature Hydrodynamic Simulations for Femtosecond Laser Irradiated Copper and Gold // J. Phys.: Conf. Series. 2015. V. 653. P. 012086.
 60. *Petrov Yu.V., Inogamov N.A., Anisimov S.I., Migdal K.P., Khokhlov V.A., Khishchenko K.V.* Thermal Conductivity of Condensed Gold in States with the Strongly Excited Electron Subsystem // J. Phys.: Conf. Series. 2015. V. 653. P. 012087.
 61. *Петров Ю.В., Мигдал К.П., Иногамов Н.А., Анисимов С.И.* Процессы переноса в металле с горячими электронами, возбужденными лазерным импульсом // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 104. № 6. С. 446.
 62. *Petrov Y.V., Mokshin A.V., Galimzyanov B.N., Inogamov N.A.* Electrical Resistivity and Thermal Conductivity of Liquid Aluminum in the Two-temperature State // J. Phys.: Conf. Series. 2018. V. 946. P. 012096.
 63. *Migdal K.P., Zhakhovsky V.V., Yanilkin A.V., Petrov Yu.V., Inogamov N.A.* Transport Properties of Liquid Metals and Semiconductors from Molecular Dynamics Simulation with the Kubo–Greenwood Formula // Appl. Surf. Sci. 2019. V. 478. P. 818.
 64. *Petrov Yu.V., Inogamov N.A., Migdal K.P., Mokshin A.V., Galimzyanov B.N.* Two-Temperature Kinetic Coefficients of Liquid Aluminum in the Conditions Arising Under the Action of a Femtosecond Laser Pulse // J. Phys.: Conf. Series. 2019. V. 1147. P. 012069.
 65. *Migdal K.P., Petrov Yu.V., Zhakhovsky V.V., Inogamov N.A.* Electrical Resistivity of Liquid Expanded Metals by Ziman Approach // J. Phys.: Conf. Series. 2019. V. 1147. P. 012005.
 66. *Abrikosov A.A.* Fundamentals of the Theory of Metals. Amsterdam: North-Holland, 1988.
 67. *Пайерлс Р.* Квантовая теория твердых тел. Пер. с англ. А.А. Абрикосова. М.: ИЛ, 1956.
 68. *Anisimov S.I., Kapeliovich B.L., Perelman T.L.* Electron Emission from Metal Surfaces Exposed to Ultrashort Laser Pulses // Sov. Phys. JETP. 1974. V. 39. № 2. P. 375.
 69. *Ilnitsky D.K., Khokhlov V.A., Inogamov N.A., Zhakhovsky V.V., Petrov Yu.V., Khishchenko K.V., Migdal K.P., Anisimov S.I.* Two-temperature Hydrodynamics of Laser-generated Ultrashort Shock Waves in Elastoplastic Solids // J. Phys.: Conf. Ser. 2014. V. 500. P. 032021.
 70. *Khokhlov V.A., Zhakhovsky V.V., Khishchenko K.V., Inogamov N.A., Anisimov S.I.* Metal Film on Substrate: Dynamics Under Action of Ultra-short Laser Pulse // J. Phys.: Conf. Ser. 2016. V. 774. P. 012100.
 71. *Иногамов Н.А., Жаховский В.В., Хохлов В.А., Хищенко К.В., Петров Ю.В., Ильницкий Д.К., Мигдал К.П.* Роль геометрических параметров при фемтосекундной лазерной абляции // Физико-

- химическая кинетика в газовой динамике. 2014. www.chemphys.edu.ru/pdf/2014-11-29-005.pdf
72. *Ilnitsky D.K., Khokhlov V.A., Zhakhovsky V.V., Petrov Yu.V., Migdal K.P., Inogamov N.A.* Dynamics of Laser Ablation at the Early Stage During and After Ultrashort Pulse // *J. Phys.: Conf. Series.* 2016. V. 774. P. 012101.
 73. *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. P. 054109.
 74. *Inogamov N.A., Zhakhovsky V.V., Khokhlov V.A., Demaske B.J., Khishchenko K.V., Oleynik I.I.* Two-temperature Hydrodynamic Expansion and Coupling of Strong Elastic Shock with Supersonic Melting Front Produced by Ultrashort Laser Pulse // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2014. V. 500. P. 192023.
 75. *Hohlfeld J., Muller J.G., Wellershoff S.-S., Matthias E.* Time-resolved Thermoreflectivity of Thin Gold Films and Its Dependence on Film Thickness // *Appl. Phys. B.* 1997. V. 64. P. 387.
 76. *Wellershoff S.-S., Hohlfeld J., Gudde J., Matthias E.* The Role of Electron–phonon Coupling in Femtosecond Laser Damage of Metals // *Appl. Phys. A.* 1999. V. 69. Suppl. P. 99.
 77. *Иногамов Н.А., Жаховский В.В., Хохлов В.А.* Струеобразование при отрыве металлической пленки от подложки в результате воздействия фемтосекундного лазерного импульса // *ЖЭТФ.* 2015. Т. 147. № 1. P. 20.
 78. *Inogamov N.A., Zhakhovskii V.V., Ashitkov S.I., Khokhlov V.A., Petrov Yu.V., Komarov P.S., Agranat M.B., Anisimov S.I., Nishihara K.* Two-temperature Relaxation and Melting After Absorption of Femtosecond Laser Pulse // *Appl. Surf. Sci.* 2009. V. 255(24). P. 9712.
 79. *Inogamov N.A., Petrov Yu.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., Oleynik I.I.* Two-temperature Thermodynamic and Kinetic Properties of Transition Metals Irradiated by Femtosecond Lasers // *Intern. Symp. High Power Laser Ablation 2012; AIP Conf. Proc.* 2012. V. 1464. P. 593.
 80. *Ivanov D.S., Zhigilei L.V.* Combined Atomistic-continuum Modeling of Short-pulse Laser Melting and Disintegration of Metal Films // *Phys. Rev. B.* 2003. V. 68. P. 064114.
 81. *Povarnitsyn M.E., Itina T.E., Sentis M., Khishchenko K.V., Levashov P.R.* Material Decomposition Mechanisms in Femtosecond Laser Interactions with Metals // *Phys. Rev. B.* 2007. V. 75. P. 235414.
 82. *Zhigilei L.V., Lin Zhibin, D.S. Ivanov D.S.* Atomistic Modeling of Short Pulse Laser Ablation of Metals: Connections between Melting, Spallation, and Phase Explosion // *J. Phys. Chem. C.* 2009. V. 113. P. 11892.
 83. *Иногамов Н.А., Опарин А.М., Петров Ю.В., Шапошников Н.В., Анисимов С.И., фон дер Линде Д., Майертер-Фен Ю.* Разлет вещества, нагретого ультракоротким лазерным импульсом // *Письма в ЖЭТФ.* 1999. Т. 69. № 4. С. 284.
 84. *Anisimov S.I., Inogamov N.A., Oparin A.M.* Gas Dynamics of Certain Phase-transition Flows // *Fluid Dynamics.* 1999. V. 34. № 6. P. 896.
 85. *Жаховский В.В., Нишихара К., Анисимов С.И., Иногамов Н.А.* Молекулярно-динамическое моделирование волн разрежения в средах с фазовыми переходами // *Письма в ЖЭТФ.* 2000. Т. 71. № 4. С. 241.
 86. *Анисимов С.И., Жаховский В.В., Иногамов Н.А., Нишихара К., Опарин А.М., Петров Ю.В.* Разрушение твердой пленки в результате действия ультракороткого лазерного импульса // *Письма в ЖЭТФ.* 2003. Т. 77. № 11. С. 731.
 87. *Sokolowski-Tinten K., Bialkowski J., Cavalleri A., von der Linde D., Oparin A., Meyer-ter-Vehn J., Anisimov S.I.* Transient States of Matter during Short Pulse Laser Ablation // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 81. № 1. P. 224.
 88. *Temnov V.V., Sokolowski-Tinten K., Zhou Ping, Dietrich von der Linde.* Ultrafast Imaging Interferometry at Femtosecond-laser-excited Surfaces // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2006. V. 23. № 9. P. 1954.
 89. *Иногамов Н.А., Жаховский В.В., Ашитков С.И., Петров Ю.В., Агранат М.Б., Анисимов С.И., Нишихара К., Фортвов В.Е.* О нанотолке после воздействия ультракороткого лазерного импульса // *ЖЭТФ.* 2008. Т. 134. № 1. С. 5.
 90. *Ashitkov S.I., Ovchinnikov A.V., Agranat M.B.* Interferometric Measurement of Melt Depth in Silicon Using Femtosecond Infrared Cr:forsterite Laser // *AIP Conf. Proc.* 2012. V. 1464. № 1. P. 294.
 91. *Bonse J., Bachelier G., Siegel J., Solis J.* Time- and Space-resolved Dynamics of Melting, Ablation, and Solidification Phenomena Induced by Femtosecond Laser Pulses in Germanium // *Phys. Rev. B.* 2006. V. 74. P. 134106.
 92. *Ашитков С.И., Комаров П.С., Овчинников А.В., Струлёва Е.В., Агранат М.Б.* Динамика деформации и откольная прочность алюминия при однократном воздействии фемтосекундного лазерного импульса // *Квантовая электроника.* 2013. Т. 43. № 3. С. 242.
 93. *Bonse J., Bachelier G., Siegel J., Solis J., Sturm H.* Time- and Space-resolved Dynamics of Ablation and Optical Breakdown Induced by Femtosecond Laser Pulses in Indium Phosphide // *J. Appl. Phys.* 2008. V. 103. P. 054910.
 94. *Hasegawa N., Nishikino M., Ishino M., Ohnishi N., Ito A.M., Minami Y., Baba M., Faenov A.Y., Inogamov N., Kawachi T., Kondo K., Suemoto T.* The Observation of Transient Thin Film Structures During the Femtosecond Laser Ablation Process by Using the Soft X-ray Laser Probe // *Springer Proceedings in Physics* 202. X-Ray Lasers 2016, Proc. 15th Int. Conf. on X-Ray Lasers / Eds. Kawachi T., Bulanov S.V., Daido H., Kato Y. P. 273.
 95. *Olbrich M., Pflug T., Wüstefeld C., Motylenko M., Sandfeld S., Rafaja D., Horn A.* Hydrodynamic Modeling and Time-resolved Imaging Reflectometry of the Ultrafast Laser-induced Ablation of a Thin Gold Film // *Optics and Lasers in Engineering.* 2020. V. 129. P. 106067.

96. Winter J., Rapp S., Spellauge M., Eulenkamp C., Schmidt M., Huber H.P. Ultrafast Pump-probe Ellipsometry and Microscopy Reveal the Surface Dynamics of Femtosecond Laser Ablation of Aluminium and Stainless Steel // *Appl. Surf. Sci.* 2020. V. 511. P. 145514.
97. Barker L.M., Hollenbach R.E. Laser Interferometer for Measuring High Velocities of Any Reflecting Surface // *J. Appl. Phys.* 1972. V. 43. № 11. P. 4669.
98. Barker L.M., Hollenbach R.E. Shock Wave Study of the Alpha-epsilon Phase Transition in Iron // *Journal of Applied Physics.* 1974. V. 45. № 11. P. 4872.
99. Канель Г.И., Фортвов В.Е., Разоренов С.В. Ударные волны в физике конденсированного состояния // УФН. 2007. Т. 50. № 8. С. 809.
100. Cai Y., Wu H.A., Luo S.N. Spall Strength of Liquid Copper and Accuracy of the Acoustic Method // *J. Appl. Phys.* 2017. V. 121. P. 105901.
101. Antoun T., Seaman L., Curran D.R., Kanel G.I., Razorenov S.V., Utkin A.V. Spall Fracture (Shock Wave and High Pressure Phenomena). Springer, 2003.
102. Kanel G.I., Razorenov S.V., Fortov V.E. Shock-wave Phenomena and the Properties of Condensed Matter. Springer, 2004.
103. Канель Г.И. Ударные волны в физике твердого тела. М.: Физматлит, 2018. 203 с.
104. Иногамов Н.А., Анисимов С.И., Ретфельд Б. Волна разряжения и гравитационное равновесие в двухфазной среде жидкость–пар // ЖЭТФ. 1999. Т. 88. № 6. С. 1143.
105. Starikov S.V., Pisarev V.V. Atomistic Simulation of Laser-pulse Surface Modification: Predictions of Models with Various Length and Time Scales // *J. Appl. Phys.* 2015. V. 117. P. 135901.
106. Upadhyay A.K., Inogamov N.A., Rethfeld B., Urbassek H.M. Ablation by Ultrashort Laser Pulses: Atomistic and Thermodynamic Analysis of the Processes at the Ablation Threshold // *Phys. Rev. B.* 2008. V. 78. P. 045437.
107. Жаховский В.В., Иногамов Н.А., Nishihara K. Новый механизм формирования нанорельефа поверхности, облученной фемтосекундным лазерным импульсом // Письма в ЖЭТФ. Т. 87. № 8. С. 423.
108. Zhakhovskii V.V., Inogamov N.A., Nishihara K. Laser Ablation and Spallation of Crystalline Aluminum Simulated by Molecular Dynamics // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2008. V. 112. P. 042080.
109. Starikov S.V., Faenov A.Y., Pikuz T.A., Skobelev I.V., Fortov V.E., Tamotsu S., Ishino M., Tanaka M., Hasegawa N., Nishikino M., Kaihori T., Imazono T., Kando M., Kawachi T. Soft picosecond X-ray Laser Nanomodification of Gold and Aluminum Surfaces // *Appl. Phys. B.* 2014. V. 116. P. 1005.
110. Ishino M., Inogamov N.A., Tamotsu S., Zhakhovsky V.V., Hasegawa N., Skobelev I.Yu., Faenov A.Ya., Pikuz T.A., Mikami K., Kawachi T., Nishikino M. Study of Damage Structure Formation on Aluminum Film Targets by Picosecond Soft X-ray Laser Ablation Around Threshold region // *Appl. Phys. A.* 2018. V. 124. P. 649.
111. Канель Г.И., Зарецкий Е.Б., Разоренов С.В., Ашитков С.И., Фортвов В.Е. Необычные пластичность и прочность металлов при ультракоротких длительностях нагрузки // УФН. 2017. V. 60. № 5. С. 525.
112. Demaske B.J., Zhakhovsky V.V., Inogamov N.A., Oleynik I.I. Ablation and Spallation of Gold Films Irradiated by Ultrashort Laser Pulses // *Phys. Rev. B.* 2010. V. 82. P. 064113.
113. Ашитков С.И., Комаров П.С., Овчинников А.В., Струлева Е.В., Агранат М.Б. Прочность жидкого олова в условиях предельно высоких скоростей деформации при фемтосекундном лазерном воздействии // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 103. № 8. С. 611.
114. Struleva E.V., Ashitkov S.I., Komarov P.S., Khishchenko K.V., Agranat M.B. Strength of Iron Melt at High Extension Rate During Femtosecond Laser Ablation // *J. Phys.: Conf. Series.* 2016. V. 774. № 1. P. 012098.
115. Ashitkov S.I., Komarov P.S., Struleva E.V., Inogamov N.A., Agranat M.B. Laser Ablation of Tantalum, Two-temperature Physics and Strength of Melt // *J. Phys.: Conf. Series.* 2018. V. 946. P. 012002.
116. Struleva E.V., Komarov P.S., Yurkevich A.A., Ashitkov S.I. Single Shot Femtosecond Laser Ablation of Molybdenum // *J. Phys.: Conf. Series.* 2019. V. 1147. P. 012062.
117. Ashitkov S.I., Zhakhovsky V.V., Inogamov N.A., Komarov P.S., Agranat M.B., Kanel G.I. The Behavior of Iron Under Ultrafast Shock Loading Driven by a Femtosecond Laser // *AIP Conf. Proc.* 2017. V. 1793. P. 100035.
118. Ashitkov S.I., Komarov P.S., Struleva E.V., Agranat M.B., Kanel G.I. Dynamic Response of Molybdenum to Ultrafast Laser Induced Shock // *J. Phys.: Conf. Series.* 2019. V. 1147. P. 012022.
119. Inogamov N., Zhakhovsky V., Ilnitsky D., Khokhlov V. Picosecond-nanosecond Laser Flash, Formation of Powerful Elastic Waves in Crystals, and Shock Peening // *Proc. of the 32nd International Symposium on Shock Waves (ISSW32)*, Singapore, 14–19 July, 2019. https://doi.org/10.3850/978-981-11-2730-4_0506-cd
120. Lasemi N., Pacher U., Zhigilei L.V., Bomati-Miguel O., Lahoz R., Kautek W. Pulsed Laser Ablation and Incubation of Nickel, Iron, and Tungsten in Liquids and Air // *Appl. Surf. Sci.* 2018. V. 433. P. 772.
121. Inogamov N., Ashitkov S., Zhakhovsky V., Shepelev V., Khokhlov V., Komarov P., Agranat M., Anisimov S., Fortov V. Acoustic Probing of Two-temperature Relaxation Initiated by Action of Ultrashort Laser Pulse // *Appl. Phys. A.* 2010. V. 101. № 1. P. 1.
122. Агранат М.Б., Анисимов С.И., Ашитков С.И., Жаховский В.В., Иногамов Н.А., Комаров П.С., Овчинников А.В., Фортвов В.Е., Хохлов В.А., Шепелев В.В. Прочностные свойства расплава алюминия в условиях экстремально высоких темпов растяжения при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 91. № 9. С. 517.
123. Inogamov N.A., Zhakhovsky V.V., Ashitkov S.I., Agranat M.B., Komarov P.S., Khokhlov V.A., Shepelev V.V. Pump-probe Method for Measurement of Thickness of Molten Layer Produced by Ultrashort Laser Pulse // *AIP Conf. Proc.* 2010. V. 1278. P. 590.

124. *Karim E.T., Shugaev M.V., Wu C., Lin Z., Matsumoto H., Conneran M., Kleinert J., Hainsey R.F., Zhigilei L.V.* Experimental Characterization and Atomistic Modeling of Interfacial Void Formation and Detachment in Short Pulse Laser-processing of Metal Surfaces Covered by Solid Transparent Overlayers // *Appl. Phys. A*. 2016. V. 122. P. 407.
125. *Shugaev M.V., Shih C.-Y., Karim E.T., Wu C., Zhigilei L.V.* Generation of Nanocrystalline Surface Layer in Short Pulse Laser Processing of Metal Targets Under Conditions of Spatial Confinement by Solid or Liquid Overlayer // *Appl. Surf. Sci.* 2017. V. 417. P. 54.
126. *Иногамов Н.А., Хохлов В.А., Жаховский В.В.* Формирование уединенной микроструктуры и абляция в прозрачный диэлектрик при субнаносекундном лазерном воздействии // *Письма в ЖЭТФ*. 2018. Т. 108. № 7. С. 439.
127. *Li Qingfeng, Alloncle A.P., Grojo D., Delaporte F.* Laser-induced Nano-jetting Behaviors of Liquid Metals // *Appl. Phys. A*. 2017. V. 123. P. 718.
128. *Li Qingfeng, Alloncle A.P., Grojo D., Delaporte F.* Generating Liquid Nanojets from Copper by Dual Laser Irradiation for Ultra-high Resolution Printing // *Optics Express*. 2017. V. 25. № 20. P. 24164.
129. *Li Qingfeng, Grojo D., Alloncle A.P., Delaporte F.* Dynamics of Double-pulse Laser Printing of Copper Microstructures // *Applied Surface Science*. 2019. V. 471. P. 627.
130. *Li Qingfeng, Grojo D., Alloncle A.P., Delaporte F.* Jetting Regimes of Double-pulse Laser-induced Forward Transfer // *Optical Materials Express*. 2019. V. 9. № 8. P. 3476.
131. *Вейко В.П., Волков С.А., Заколдаев Р.А., Сергеев М.М., Самохвалов А.А., Костюк Г.К., Миляев К.А.* Лазерно-индуцированная микроплазма как инструмент микроструктурирования прозрачных сред // *Квантовая электроника*. 2017. Т. 47. № 9. С. 842.
132. *Цветков М.Ю., Минаев Н.В., Акованицева А.А., Тимашев П.С., Муслимов А.Э., Каневский В.М.* Термоплазмонное лазерно-индуцированное жидкостное травление сапфира // *Квантовая электроника*. 2019. Т. 49. № 2. С. 133.
133. *Mirza I., Bulgakova N.M., Tomáščík J., Michálek V., Haderka O., Fekete L., Mocek T.* Ultrashort Pulse Laser Ablation of Dielectrics: Thresholds, Mechanisms, Role of Breakdown // *Sci. Rep.* 2016. V. 6. P. 39133.
134. *Ravi-Kumar S., Lies B., Lyu H., Quin H.* Laser Ablation of Polymers: A Review // *Procedia Manuf.* 2019. V. 34. P. 316.
135. *Fabbro R., Fournier J., Ballard P., Devaux D., Virmont J.* Physical Study of Laser-produced Plasma in Confined Geometry // *J. Appl. Phys.* 1990. V. 68. № 2. P. 775.
136. *Иногамов Н.А., Демьянов А.Ю., Сон Э.Е.* Гидродинамика перемешивания: Периодические структуры, усиление субгармоник, инверсный каскад. М.: Изд-во МФТИ, 1999. 464 с.
137. *Inogamov N.A.* The Role of Rayleigh-Taylor and Richtmyer-Meshkov Instabilities in Astrophysics: An Introduction // *Astrophysics and Space Physics Reviews*. 1999. V. 10 (Pt. 2). P. 1. 335 p.
138. *Dyachkov S.A., Zhakhovsky V.V., Parshikov A.N., Inogamov N.A.* Ablation into Water: Fragmentation of Metal via Richtmyer–Meshkov Instability // *J. Phys.: Conf. Series*. 2019. V. 1147. P. 012064.
139. *Inogamov N.A., Zhakhovsky V.V., Khokhlov V.A.* Laser Ablation Caused by Geometrically Constrained Illumination and Inventive Target Design // *J. Phys.: Conf. Series*. 2018. V. 946. P. 012008.
140. *Ivanov D.S., Blumenstein A., Ihlemann J., Simon P., Garcia M.E., Rethfeld B.* Molecular Dynamics Modeling of Periodic Nanostructuring of Metals with a Short UV Laser Pulse Under Spatial Confinement by a Water Layer // *Appl. Phys. A*. 2017. V. 123. P. 744.
141. *Saraeva I.N., Kudryashov S.I., Rudenko A.A., Zhilnikova M.I., Ivanov D.S., Zayarny D.A., Simakin A.V., Ionin A., Garcia M.E.* Effect of Laser Pulse Width on fs/ps Laser Ablation of Metals and Silicon in Air and Liquids on Nanoparticle Yield and Single-shot Laser Ablation thresholds // *Appl. Surf. Sci.* 2019. V. 470. P. 1018.