Письма в ЖЭТФ, том 115, вып. 2, с. 80 – 88 © 2022 г. 25 января

Лазерная ударная волна: пластичность, толщина слоя остаточных деформаций и переход из упругопластического в упругий режим распространения

Н. А. Иногамов[+*×1)], *Е. А. Перов*[*], *В. В. Жаховский*[×*], *В. В. Шепелев*[○], *Ю. В. Петров*[+∇], *С. В. Фортова*[○]

[+]*Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, 142432 Черноголовка, Россия*

[*]*Объединенный институт высоких температур РАН, 125412 Москва, Россия*

[×]*Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова Росатом, 127030 Москва, Россия*

[○]*Институт автоматизации проектирования РАН, 123056 Москва, Россия*

[∇]*Московский физико-технический институт, 141701 Долгопрудный, Россия*

Поступила в редакцию 2 декабря 2021 г.
После переработки 3 декабря 2021 г.
Принята к публикации 3 декабря 2021 г.

Мощное лазерное воздействие вызывает необратимые изменения в кристаллической структуре мишени. Эти изменения лежат в основе технологий лазерного пининга (*laser shock peening*, LSP). В работе исследуется процессы, определяющие толщину слоя остаточных деформаций и связанных с ними остаточных напряжений. Известно, что прекращение пинингования связано с затуханием лазерной ударной волны. В работе получены новые сведения относительно того, каким образом протекает трансформация волны из упругопластического в упругий режим распространения в случае пикосекундного воздействия. Упругая волна бесполезна для пининга. Оказывается, во время трансформации исчезает классическая конфигурация с пластическим скачком и упругим предвестником перед ним. При этом передний край расширяющегося пластического слоя постепенно снижает свою скорость ниже объемной скорости звука, размазывается внутри волны разрежения и останавливается.

DOI: 10.31857/S1234567822020033

1. Введение. С лазерным воздействием достаточной интенсивности связан широкий круг гидродинамических явлений. Это и разлет лазерного факела, и распространение нелинейных акустических волн из очага воздействия. В случае ультракороткого импульса очагом является слой с поперечным размером, определяемым диаметром D_L освещаемого пятна на поверхности, и толщиной, равной толщине слоя прогрева d_T. Сверхзвуковой нагрев $\tau_T \ll t_s = d_T/c_s$ создает давление $p_{\rm ini}$ в очаге; здесь τ_T – время формирования слоя d_T, c_s – скорость звука. Акустическое возмущение (ударная волна, УВ) уносит в толщу мишени реактивную отдачу $p_{\rm ini}t_s$ от разлета факела (разгрузки давления в очаге), поскольку импульсом фотонов можно пренебречь. Сильная УВ оставляет след в поверхностном слое в виде остаточных деформаций – пинингует поверхностный слой [1–6]. Для этого амплитуда УВ должна превышать предел упругости (*Hugoniot elastic limit*, HEL).

Лазерный пининг широко применяется на современном производстве для упрочнения изделий [1–3, 7]; достаточно погуглить термин "laser shock peening, LSP". Однако соответствующая физика остается неясной. Сложности связаны с процессами постепенного снижения амплитуды УВ ниже порога HEL. Да и сам порог оказывается совсем не таким, как в ударно-волновых экспериментах с миллиметровыми ударниками (см. монографию [8] об этих экспериментах). В лазерных УВ этот порог оказывается на порядок выше [9–12]. Причем это относится не только к фемтосекундным импульсам [9–11], но и к субнаносекундным и наносекундным импульсам [13–15]. Повышение порога существенно сказывается на толщине слоя остаточных деформаций $d_{\rm plast}$ в сторону его уменьшения.

Итак, в случаях, интересных для упрочнения, сначала УВ имеет амплитуду выше, чем предел HEL. При этом толщина $d_{\rm plast}(t)$ увеличивается вместе с распространением УВ. По мере распространения, УВ ослабляется, и в момент времени $t_{\rm fin}$ ее амплитуда

1)e-mail: nailinogamov@gmail.com

становится меньше порога HEL. После этого расширение пластически модифицированного слоя прекращается $d_{\mathrm{plast}}(\infty) = d_{\mathrm{plast}}(t_{\mathrm{fin}})$, а УВ становится упругой и бесследно исчезает в объеме мишени.

Ослабление УВ связано с действием волны разрежения. Ударную волну с волной разрежения, начинающейся прямо на фронте УВ, называют треугольной УВ в соответствии с ее профилем. Именно такие волны инициирует ультракороткое лазерное воздействие.

Комплекс, составленный из скачка УВ и волны разрежения, меняется в зависимости от геометрии. А именно, имеется качественная разница [16] между одномерным случаем 1D и не одномерными геометриями $2\mathrm{D}_p$ и $2\mathrm{D}_a$, здесь индексы "p" и "a" относятся соответственно к плоскому случаю "plane" с координатами x, y и к осесимметричному случаю "axisymmetric" с координатами z, r, где z – суть позиция вдоль цилиндрической оси, r – цилиндрический радиус – расстояние до оси. Обозначение "1D" в нашей работе относится к плоской одномерной геометрии, когда имеется одна пространственная декартова координата x по нормали к поверхности.

Разумеется, темп затухания УВ разный: $1\mathrm{D} < 2\mathrm{D}_p < 2\mathrm{D}_a$, т.е. быстрее всего волна ослабляется в осесимметричном случае [16]. Но сказываться эта разница начинает только на поздних временах и больших дистанциях распространения L_{SW}: $L_{SW} \gg R_L$, где R_L – радиус пятна фокусировки на поверхности поглощающей мишени. На таких дистанциях боковые волны разрежения начинают играть определяющую роль. На малых дистанциях $L_{SW} \ll R_L$ (ближняя зона) применимо 1D приближение, поскольку диаметр пятна $D_L = 2R_L$ (более 1 мкм: 1–30–1000 мкм) велик по сравнению с толщиной d_T слоя лазерного прогрева (порядка 0.1 мкм для ультракороткого импульса).

В 1D приближении несколько маскируется разница между упругим и пластическим случаями. Реально действующим является продольное напряжение p_{xx} (упругий случай, закон Гука), которое схоже с динамическим действием давления p в пластическом случае (закон Паскаля, изотропность давления). Это позволяет, используя пластическое уравнение состояния (УрС) [17–20] и добавляя модуль сдвига G, аппроксимировать индуцированное лазером упругопластическое течение [21] в гидродинамическом численном коде. Причем с учетом начальной двухтемпературности ($T_e \gg T_i$) и существования приповерхностного слоя жидкой фазы [21].

В неодномерной геометрии появляются зримые отличия между упругим, упругопластическим и пластическим случаями. Например, след на поверхности мишени от лазерного ударноволнового течения в толще разный в случае жидкости и твердого тела; рассматривается мишень в виде полупространства с фронтальной облучаемой границей, т.е. нет волн, отраженных от тыльной границы.

2. Физическая модель и численные упрощения. (I) В работе выполнены расчеты методом молекулярной динамики (МД). В качестве металла выбран алюминий, для которого имеется хорошо отработанный широкодиапазонный потенциал межатомного взаимодействия [22]. Это позволило нам уйти от обычно применяемых (для описания УВ течений [8]) полуэмпирических упругопластических моделей механики твердого тела, опирающихся на уравнение состояния в форме Ми–Грюнайзена. Дело в том, что, во-первых, параметры полуэмпирики плохо определены на пространственно-временных масштабах, представляющих интерес в лазерной задаче (например, порог HEL отличается на порядок величины [9, 10]).

Во-вторых, необходимо сопрягать в одно целое участки течения с испарением, плавлением и динамически деформируемым твердым телом. Такое сопряжение трудно выполнить в механике твердого тела. Для описания фазовых превращений используют гидродинамику с многофазными уравнениями состояния [17–20], но тогда необходимо решать проблемы с подключением упругопластики [21] и с неодномерной геометрией.

(II) Для уменьшения нагрузки на многопроцессорную вычислительную машину (задействовано порядка 100 ядер) рассматривается $2\mathrm{D}_p$ геометрия вместо $2\mathrm{D}_a$ геометрии. Дело в том, что нас интересует именно переход между ближней $L_{SW} \ll R_L$ и дальней $L_{SW} \gg R_L$ зонами. В ближней зоне нет отличия между плоской и осесимметричной геометриями, поскольку диск нагрева тонкий, $d_T \ll R_L$. В переходной зоне $L_{SW} \sim R_L$ отличия между геометриями не являются принципиальными [16]. Конечно, в дальней зоне асимптотические законы затухания зависят от геометрии [16, 23]. Этого вопроса мы не касаемся, поскольку будет видно, что переход от упругопластического к упругому режиму распространения УВ происходит в ближней зоне.

Кроме того, подчеркнем, что задача с $2\mathrm{D}_p$ геометрией представляет самостоятельный интерес для условий облучения с цилиндрической линзой [24].

(III) В гидродинамическом представлении течения слой нагрева представлял собой прямоугольник с размерами $D_L = 100$ нм по оси y и $d_T = 20$ нм в глубину по оси x. В МД коде нагрет был параллелепипед $x \times y \times z$ с толщиной 20 нм по оси z. Проводились расчеты и с гауссовым пятном нагрева $\exp(-y^2/R_L^2)$, и с прямоугольником нагрева; координата y направлена вдоль поверхности мишени, точка $x = 0, y = 0$ находится в центре пятна. Для четкого разделения продольных акустических волн и волн с поперечной поляризацией здесь приведем результаты расчетов с прямоугольником. Волны с поперечной поляризацией связаны с боковыми эффектами и распространяются от краев $y = \pm 50$ нм прямоугольника.

Образец – это пленка с размерами $x \times y \times z = 200 \times 500 \times 20$ нм^3. На фронтальной (при $t = 0$ эта граница $x = 0$) и тыльной ($x = 200$ нм) границах поставлены свободные граничные условия. На боковых границах $y = \pm 250$ нм стоят периодические граничные условия. Число атомов равно $120 \cdot 10^6$.

Гранецентрированный кубический (ГЦК) монокристалл алюминия (Al) (мишень) ориентирован так относительно декартовой лабораторной системы координат x, y, z, что ось x совпадает с направлением [111] решетки, ось y – с направлением $[\bar{1}10]$, а ось z – с $[\bar{1}\bar{1}2]$.

Прямоугольник нагрева $D_L \times d_T$ находится в центре и примыкает к фронтальной границе. Ось x – это ось лазерного пучка. Она делит прямоугольник на две равные половины. Начальная температура прямоугольника 17500 K, начальное давление 49 ГПа.

(IV) Логарифмический скейлинг. Из-за ограничения на численные ресурсы длина прямоугольника $D_L = 100$ нм примерно на порядок меньше минимального диаметра $D_L > 1$ мкм в опыте. Чтобы добиться необходимого соотношения $D_L/d_T \gg 1$ (так в опытах), глубина d_T уменьшена до 20 нм по сравнению с типичным значением порядка 0.1 мкм. Тем не менее, считаем, что такая постановка примерно соответствует эксперименту. Дело в том, что в пределе сверхбыстрых деформаций порог HEL определяется в основном тепловыми флуктуациями. При этом от пространственно-временных масштабов этот порог зависит очень слабо – логарифмически. Таким образом, изменение масштаба на один десятичный порядок лишь немного меняет величину порога, а с ним и толщину слоя остаточных деформаций $d_{\rm plast}$.

(V) Принято упрощенное описание профиля распределения тепловой энергии по глубине, отсчитываемой от поверхности мишени. Вместо решения реальной задачи двухтемпературной гидродинамики мы используем распределение энергии в виде ступеньки толщиной d_T. Таким образом, мы принимаем, что в прямоугольнике нагрева поглощенная лазерная энергия распределена по веществу однородно. Причем считаем, что это распределение создается мгновенно, т.е. является начальным условием в задаче Коши.

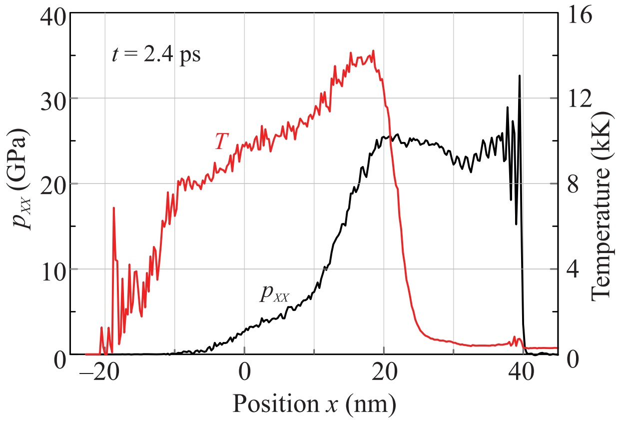

Рис. 1. (Цветной онлайн) Профили продольного напряжения и температуры вскоре после ультракороткого воздействия. Слой нагрева в момент $t = 0$ занимал отрезок $0 < x < 20$ нм

Расчетам двухтемпературной гидродинамики посвящен ряд наших предшествующих работ [25–27]. Мы знаем, что время двухтемпературной релаксации в алюминии порядка единиц пикосекунд. Тогда как звуковой масштаб на слое прогрева 100 нм порядка 20 пс. Поэтому замена двухтемпературной стадии на начальное условие допустима. Кроме того, толщина дислокационного слоя $d_{\rm plast}$ при интересующих нас значительных лазерных нагрузках, используемых при пининге, существенно превышает толщину слоя прогрева d_T. Соответственно начальный профиль распределения поглощенной энергии по глубине не существен – его можно заменить ступенькой с сохранением величины поглощенного флюенса F_{abs}.

3. Переход в упругий режим. На рисунке 1 показано состояние вскоре после распада начального состояния. УВ прошла путь, равный толщине слоя нагрева. Все приведенные здесь графики соответствуют экспериментальным условиям с поглощенной энергией примерно в 3–4 порога термомеханической абляции. Этот порог равен $F_{abs}|_{\rm abl} \approx 70$ мДж/см^2 для объемной мишени из алюминия [26]. Начальная температура мишени равна комнатной.

Амплитуда УВ недостаточна для плавления алюминия, см. рис. 1–3. Согласно работе [28] для плавления в УВ требуются давления примерно 1 Мбар. Поэтому вблизи координаты $x = 20$ нм имеет место довольно резкий переход от алюминия в сверхкритическом состоянии к твердому пластически деформированному алюминию.

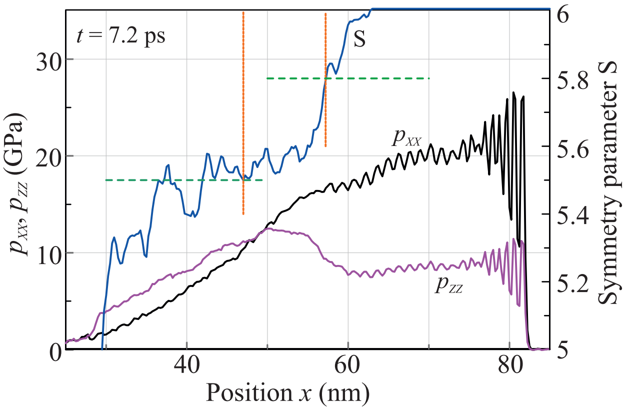

Рис. 2. (Цветной онлайн) Профили продольного и поперечного напряжений и параметра симметрии. Затухающая пластическая УВ связана с правым краем слоя дислокаций. На уровне значений параметра симметрии $s = 5.5$ и $s = 5.8$ этот край отмечен оранжевыми прерывистыми вертикалями

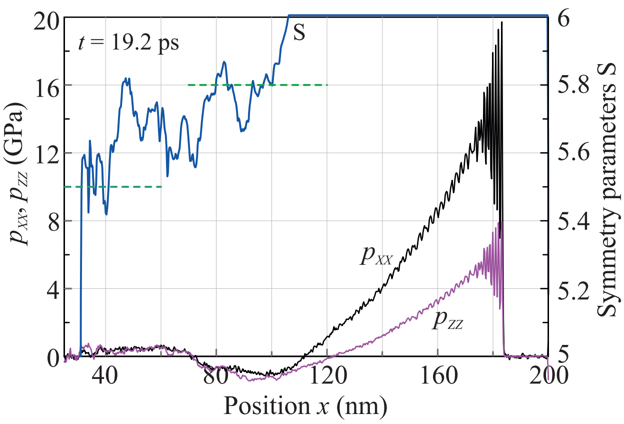

Рис. 3. (Цветной онлайн) Чисто упругая ударная волна треугольной формы сформировалась и оторвалась от пластически модифицированного слоя

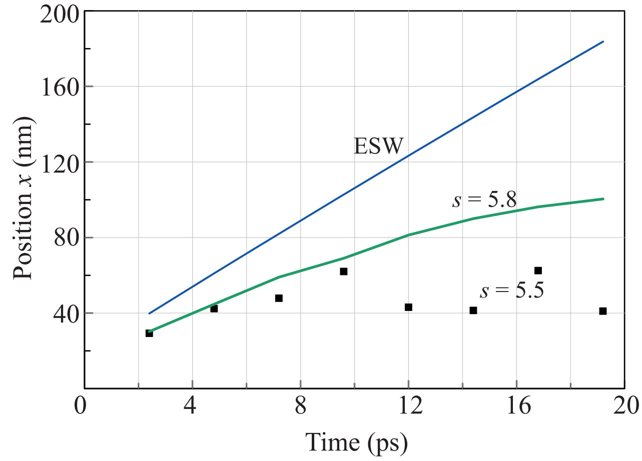

Рис. 4. (Цветной онлайн) Отрыв упругой УВ (ESW) от пластически модифицированного слоя. Край этого слоя отмечен метками 5.5 и 5.8. Это значения параметра симметрии s, взятые с профилей $s(x,t)$ в разные моменты времени, см. рис. 2 и 3, на которых представлена процедура определения края по критерию $s = 5.5$ или 5.8

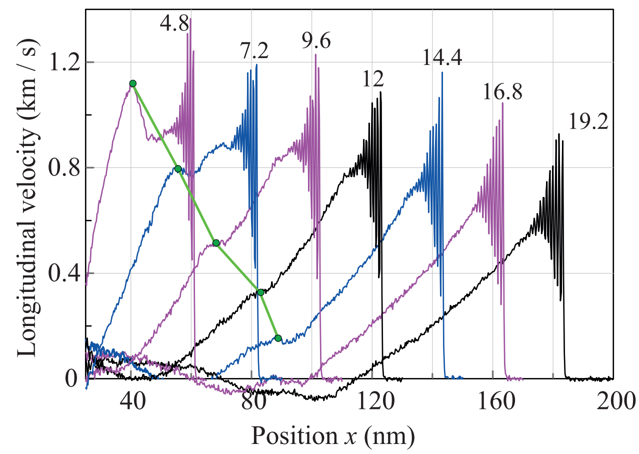

Рис. 5. (Цветной онлайн) Торможение и остановка фронта пластического слоя и отделение упругой УВ. Позиции пластического фронта отмечены зелеными маркерами и соединяющими отрезками. Только конфигурация на момент 4.8 пс напоминает классическую 2-х волновую конфигурацию с пластической УВ и упругим предвестником

Давление в слое нагрева поддерживает УВ в мишени. После существенного расширения нагретого алюминия давление в нем сильно снижается и профиль УВ постепенно принимает треугольную форму. Таким образом, треугольный профиль формируется из-за того, что прекращается действие поршня (давление в горячем слое), который поддерживал УВ в твердом теле.

Излучение упругой волны (ESW на рис. 4) из бегущей упругопластической структуры проиллюстрировано на серии рис. 1–5. В процессе излучения рост толщины пластического слоя $d_{\text{plast}}(t)$ постепенно замедляется и останавливается, см. рис. 4. Фронт пластической УВ связан с началом области понижения значений параметра симметрии s. Этот параметр указывает число симметрично расположенных пар соседей у каждого атома. В идеальном монокристалле с ГЦК решеткой имеем $s = 6$.

Замедление и расплывание пластического фронта представлено на рис. 5. В области фронта пластической УВ поперечное напряжение начинает приближаться к продольному напряжению, см. рис. 2 и 3. Как видим, происходит замедление, уширение и остановка фронта пластической УВ. Такая ситуация

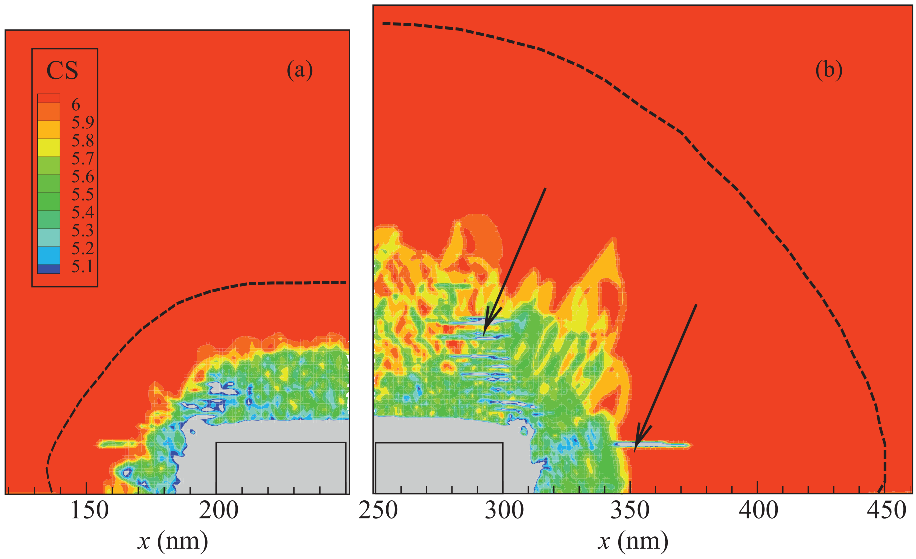

Рис. 6. (Цветной онлайн) Карты параметра центральной симметрии "CS" на два момента времени: (a) – 7.2 пс и (b) – 19.2 пс. Черная штриховая кривая – фронт упругой УВ. Лазер облучил поверхность мишени снизу и создал прямоугольник нагрева. Половинки прямоугольника показаны на (a) и (b). Распад прямоугольника в полупространство мишени создает УВ и поле дислокаций. Профили параметра симметрии, показанные на рис. 2 и 3 (синие кривые S), брались вдоль оси лазерного пучка – это вертикаль, проходящая по середине прямоугольника. В палитре от зеленого до красного параметр симметрии меняется от 5 до 6. Выше последнего красного контура этот параметр тождественно равен 6 – кристалл не поврежден – см. рис. 2 и 3 (синие кривые S). При том что продольное напряжение на оси высокое 15 ГПа, см. рис. 3

наблюдалась в работах [29, 30], но безотносительно к лазерному упрочнению.

4. Пространственное распределение дислокаций. На рисунках 2–5 проиллюстрирована эволюция повреждений решетки. На рисунках 2, 3 это синие кривые S. На рисунке 4 эволюция пластической зоны показана на x, t диаграмме. Все эти графики относятся к ситуации вдоль продолжения оси лазерного пучка в мишень, т.е. вдоль оси x при $y = 0$.

На рисунке 6 представлена пространственная картина повреждений, формирующаяся вокруг прямоугольника воздействия. Стрелками показаны плоскости скольжения. Верхней стрелкой отмечен множественный набор плоскостей. Они ориентированы параллельно границе мишени. Такая ориентация связана с выбранной нами ориентацией кристалла, в которой плоская граница мишени совпадает с плоскостью (111) кристалла. Конечно, мы видим только те плоскости скольжения, которые по выбранной симметрии кристалла оказались перпендикулярны плоскости рис. 6. Если плоскость находится под углом к нормали, то при усреднении по z вклад от нее пропадет. Параметр симметрии получен в виде карты пикселей на плоскости x, y путем поатомного усреднения в направлении z, перпендикулярном плоскости рис. 6. Скольжение происходит вдоль плоскостей плотной упаковки. Как видим, скольжение начинается в боковых течениях, в центральной (лобовой области) таких плоскостей не видно.

Значение параметра симметрии $s = 5.5$ соответствует отклонению примерно в 10 % от идеального значения $s = 6$. В холодном кристалле это отклонение связано в основном с дислокациями, а не с тепловыми осцилляциями. Ударная волна слабо нагревает кристалл, см. рис. 7. Упругая УВ повышает температуру на 50 К. Ширина фронта упругой УВ составляет примерно 20 межатомных слоев. На этой ширине происходят осцилляции атомных слоев и постепенно выравниваются продольная и поперечные температуры, см. рис. 7. В слое с дислокациями температура растет в зависимости от концентрации дислокаций, повышаясь примерно на 200 К. Но до температуры плавления 934 К еще далеко.

Предельная концентрация дислокаций порядка 10^{14} см$^{-2}$. Отклонение параметра симметрии на 10 % соответствует по порядку величины очень высокой концентрации дислокаций на уровне процента от предельной концентрации.

5. Боковые волны в объеме. На рисунке 8 показана пространственная структура волнового поля в переходе между ближней и дальней зонами. Ближняя зона с 1D течением существует на време-

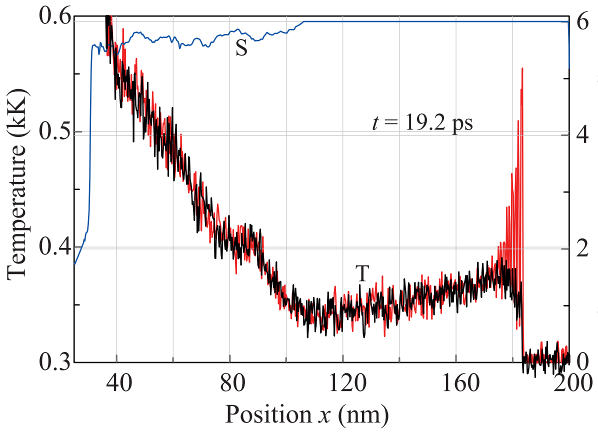

Рис. 7. (Цветной онлайн) Корреляция между параметром симметрии (синяя кривая), концентрацией дислокаций и температурой. Продольная и поперечная температуры показаны соответственно красной и черной кривыми

нах $\ll t_{RL} = R_L/c_s$. В нашем расчете с алюминием (Al) масштаб t_{RL} суть 9.3 пс; здесь для оценки взята объемная скорость звука $\sqrt{B/\rho} = 5.35$ км/с, $B = 76$ ГПа – объемный модуль, упругие скорости звука в Al равны 6.284_{100}, 6.47_{110}, 6.473_{111} км/с [10], где индексы указывают направления распространения звука.

Анализ литературы по лазерной генерации УВ показывает, что результаты относительно пространственной конфигурации сложного волнового поля (рис. 8) являются новыми. В основной массе предыдущих исследований рассматривалась 1D геометрия. В докладе Чемина (A. Chemin) на конференции ANGEL летом 2021 г. (http://angel-conference.org/) были изложены экспериментальные результаты с картиной пространственных волн. Но это были волны в дальней зоне, когда уже произошло формирование асимптотической структуры из (c) волны сжатия и отстающих от нее пары из (s) сдвиговой волны и (R) волны Рэлея, см. [31].

На рисунке 8 волна (c) – это внешний округлый упругий ударный скачок. На рисунке 6 волна (c) показана черной штриховой кривой. На момент $t = 25.2$ пс (рис. 8) началось отражение центральной зоны УВ (c) от тыльной границы. Тыльная граница начинает смещаться вправо на этом рисунке. Внутрь пленки пошла отраженная волна. Но ситуация вблизи интересующей нас точки Π^* и волны Рэлея не изменилась – отраженная волна еще далеко.

Фактически результаты Чемина (A. Chemin) развивают работу [32], см. рис. 4a в [32]. На снимке 4a в [32] виден зарождающийся пузырек, УВ в воде и аку-

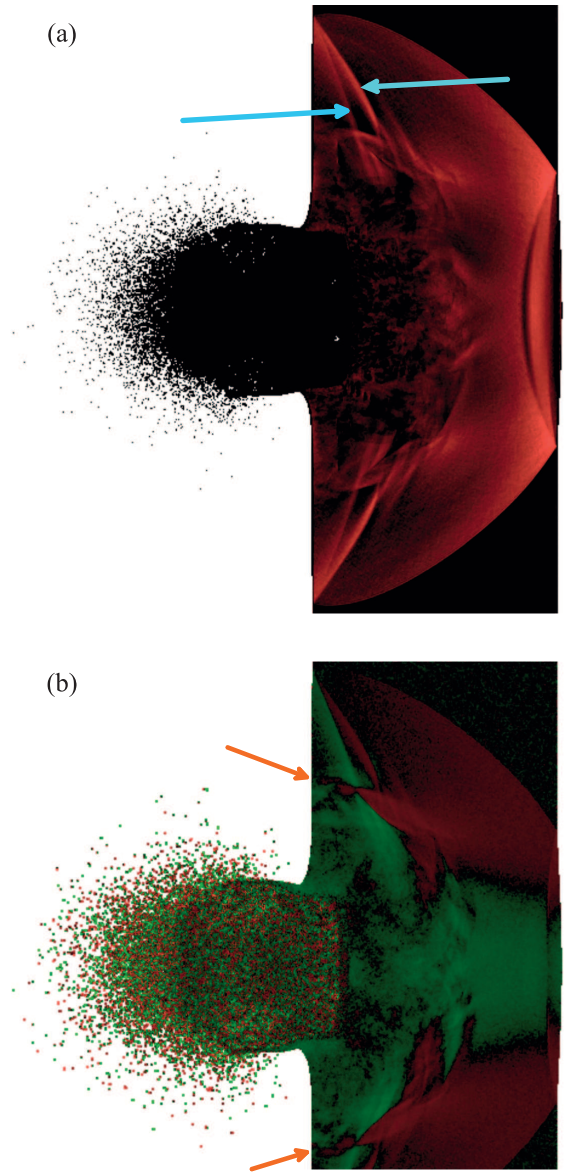

Рис. 8. (Цветной онлайн) $t = 25.2$ пс. (a) – Поле эквивалентного напряжения “по Мизесу”. Голубыми стрелками отмечены клиновидные волны разрежения, бегущие в объем, за точкой Π^* соприкосновения падающей УВ со свободной границей. (b) – Поле x-компоненты скорости: в области красного цвета вещество движется направо, в области зеленого – налево. Красными стрелками показаны поверхностные волны Рэлея, формирующиеся внутри сложной распространяющейся волновой структуры

стическая волна в воде, которая обусловлена быстрой УВ, распространяющейся в мишени; УВ в мишени движется существенно быстрее, чем УВ в воде. Авторы [32] не обратили внимания на УВ в мишени.

Схема разделения c-s-R волн описана в статье [31]. Там же приведены асимптотики распространения и затухания волн (c, s, R) в $2D_a$ случае. Такая схема типична для землетрясения, локализованного на поверхности однородного полупространства. Впереди со скоростью продольного упругого звука бежит волна (c), за ней следует пара волн (s, R). Причем волна (R) немного отстает от волны (c), поскольку разница в скоростях поперечного звука c_t и волны (R) c_R составляет от 5 до 13 %. В алюминии эта разница равна 6 %, см. следующий пункт.

В нашем случае мы доходим до переходной стадии, и это разделение еще не произошло. А именно, еще не произошло разделение волн (s) и (R), они образуют общий комплекс, см. рис. 8. Отметим, что в рамках линейной акустики нельзя описать режимы, порождающие мощные ударные волны. Это сделано в нашей работе.

В свежей работе [33] рассмотрено лазерное воздействие в $2D_p$ геометрии в приближении линейной акустики. Как и в [31], представлены только результаты в дальней зоне, т.е. после разделения волн. В статье [23] линейная акустика применена для описания механики деформируемого твердого тела в дальней зоне в $2D_a$ геометрии.

Большой цикл работ по генерации звука лазером выполнен за более чем 20 лет в университете Хоккайдо (Hokkaido University, Sapporo). Рассматриваются опто-акустические устройства, фононные кристаллы, генерация когерентных фононов [34]. См. также многолетние исследования группы Хесса (Hess) и Ломоносова [24].

6. Волны, которые бегут по поверхности. Воспользуемся моделью изотропного твердого тела. Скорость поперечной звуковой волны равна $c_t = \sqrt{G/\rho} = 3.1$ км/с, где $G = 26$ ГПа – модуль сдвига алюминия. Скорость поверхностной волны Рэлея c_R связана с c_t соотношением $c_R = \gamma c_t$, где γ корень кубического уравнения $\gamma^6 - 8\gamma^4 + 8(3-2s)\gamma^2 - 16(1-s) = 0$, здесь $s = (1-2\sigma)/(2(1-\sigma))$, $\sigma = 0.35$ – показатель Пуассона. Корень этого уравнения, лежащий между 0 и 1, есть $\gamma = 0.935$, так что $c_R = 2.9$ км/с мало отличается от c_t.

Волна Рэлея – важнейшая составляющая асимптотической картины волн [31]. Это связано с тем, что амплитуда остальных волн убывает со временем гораздо быстрее, чем амплитуда волны Рэлея. Этим обстоятельством обусловлены приложения волны Рэлея в оптоакустике, см. [33, 24]. Если в ближней зоне доминирует квази-полусферическая упругая УВ (рис. 6, 8), то в дальней зоне доминанта переходит к волне Рэлея.

Приведем упругие константы в холодном ($T = 0$) Al кристалле. Имеем: $c_{11} = 118(108.2)$ ГПа, $c_{12} = 62.4(61.3)$ ГПа, $c_{44} = 32.5(28.5)$ ГПа. Даны значения, относящиеся к применяемому в наших МД расчетах межатомному потенциалу [22]. В скобках – значения из справочников при комнатной температуре. Плотность равна $\rho_0 = 2.7$ г/см^3 при комнатной температуре и $\rho_0 = 2.734$ г/см^3 при $T = 0$. Отличие от модели изотропного упругого тела определяется отличием параметра $A = 2c_{44}/(c_{11} - c_{12}) = 1.17(1.22)$ от единицы. Как видим, в первом приближении можно описать Al изотропной моделью.

Для нашей ориентации кристалла [111] вдоль оси x, плоскость x, y ($z =$ const) совпадает с плоскостью $(11\bar{2})$ ГЦК решетки Al. В анизотропном кристалле имеются две медленные квази-поперечные скорости звука $c_{t1} > c_{t2}$ и одна быстрая квази-продольная скорость звука c_l, см. [35]. В изотропном случае $A = 1$, $c_{t1} = c_{t2}$. Скорость c_t – это примерно половина скорости c_l. Волны поляризованы в общем случае произвольного направления волнового вектора относительно главных осей кристалла.

Для приведенных выше значений упругих постоянных Al указанные скорости равны $c_{t1} \approx 3.2$, $c_{t2} \approx 3$, $c_l \approx 6.3-6.5$ км/с. Скорости рассчитываются по формулам, приведенным в книге [35].

Точка пересечения УВ и поверхности (точка П*) на рис. 8 движется по поверхности с замедлением. В момент времени 25.2 пс, представленный на рис. 8, скорость точки П* равна $u_{\rm cross} = 7.3 \pm 0.1$ км/с. Используя принцип Гюйгенса и представление о конусе/клине Маха и пренебрегая скоростями потока по сравнению со скоростью точки П*, находим углы клиньев $\theta_s \approx \arcsin(c_t/u_{\rm cross}) \approx 22^\circ$, $\theta_l \approx \arcsin(c_l/u_{\rm cross}) \approx 60^\circ$, которые образуют с поверхностью волны разрежения, если они распространяются со скоростями соответственно продольного и поперечного звуков. Сравним эти углы с углами клиньев, отмеченных двумя стрелками на рис. 8a.

Угол θ_s удовлетворительно согласуется с углом 22–24°, измеренным на рис. 8a – это нижняя голубая стрелка. Угол θ_l отличается существенно от угла клина 35–36° на рис. 8a, отмеченного верхней голубой стрелкой. Расщепление углов, связанных с волнами c_{t1} и c_{t2}, составляет примерно 1°, поскольку скорости звука c_{t1} и c_{t2} близки: мал параметр анизотропии. В нашем расчете трудно зафиксировать это небольшое расщепление (связанное с малой анизотропией Al), если оно вообще имеется.

Судя по скачку скорости за более узким клином θ_s (нижняя стрелка на рис. 8a), этот клин связан с самой мягкой модой c_{t2}. Примеси моды c_{t1}, видимо, на этом клине нет. Дело в том, что мода c_{t2} имеет чистую поляризацию в направлении оси z, т.е. изменение скорости за скачком ориентировано только по оси z. Тогда как скорости возмущений мод c_l и c_{t1} находятся в плоскости x, y. МД расчет (рис. 8) показывает, что скачок скорости за клином θ_s имеет z-поляризацию.

Основная УВ образует угол $(180-83)^\circ$ с поверхностью в момент 25.2 пс, показанный на рис. 8a. Этот угол отсчитывается так же, как для клиновидных волн разрежения, показанных стрелками на рис. 8a. Основная УВ порождает клиновидные волны разрежения.

Заключение. С помощью МД моделирования описаны процессы в ближней зоне. Эти процессы предшествуют излучению сложной системы линейных упругих волн в объеме и на поверхности в дальней зоне. Исследован случай мощного воздействия с поглощенной энергией, в 3–4 раза превышающей порог абляции. При этом горячее вещество вылетает в виде плазменного факела (см. рис. 8) и за счет реактивной отдачи от факела организуется сложное ударно-волновое движение внутри мишени. Благодаря МД подходу мы освобождаемся от ограничений линейной акустики, не позволяющей рассматривать процессы в горячем очаге и учесть нелинейности (сильные УВ, дисперсия треугольных волн).

Исследована зона модификации кристалла пластической УВ. Эта зона представляет собой плотное облако дислокаций. Размеры зоны определяются динамикой замедления, размывания и остановки пластической УВ. Замедление проходит на фоне волны разрежения, следующей за упругой УВ.

Авторы благодарят Министерство науки и высшего образования РФ за финансовую поддержку (соглашение с ОИВТ РАН # 075-15-2020-785 от 23 сентября 2020 г.).

---

1. Y. R. Kolobov, E. V. Golosov, T. N. Vershinina, M. V. Zhidkov, A. A. Ionin, S. I. Kudryashov, S. V. Makarov, S. V. Seleznev, D. V. Sinitsyn, and E. A. Ligachev, Appl. Phys. A **119**, 241 (2015).
2. C. Correa, D. Peral, J. A. Porro, M. Díaz, L. Ruiz de Lara, A. García-Beltrán, and J. L. Ocaía, Optics and Laser Technology **73**, 179 (2015).
3. T. Kawashima, T. Sano, A. Hirose, S. Tsutsumi, K. Masaki, K. Arakawa, and H. Hori, Journal of Materials Processing Technology **262**, 111 (2018).
4. A. Nakhoul, A. Rudenko, X. Sedao, N. Peillon, J. P. Colombier, C. Maurice, G. Blanc, A. Borbély, N. Faure, and G. Kermouche, J. Appl. Phys. **130**(1), 015104 (2021).
5. Y. Li, Zh. Ren, X. Jia, W. Yang, N. Nassreddin, Y. Dong, Ch. Ye, A. Fortunato, and X. Zhao, Manufacturing Letters **27**, 26 (2021).
6. Y. Lian, Y. Hua, J. Sun, Q. Wang, Zh. Chen, F. Wang, K. Zhang, G. Lin, Z. Yang, Q. Zhang, and L. Jiang, Applied Surface Science **567**, 150855 (2021).
7. A. Y. Tokmacheva-Kolobova, Tech. Phys. Lett. **47**, 143 (2021).
8. G. I. Kanel, S. V. Razorenov, and V. E. Fortov, *Shock-Wave Phenomena and the Properties of Condensed Matter*, Springer-Verlag, N.Y. (2004).
9. S. I. Ashitkov, M. B. Agranat, G. I. Kanel', P. S. Komarov, and V. E. Fortov, JETP Lett. **92**(8), 516 (2010).
10. V. V. Zhakhovskii and N. A. Inogamov, JETP Lett. **92**(8), 521 (2010).
11. N. A. Inogamov, V. V. Zhakhovskii, V. A. Khokhlov, and V. V. Shepelev, JETP Lett. **93**(4), 226 (2011).
12. V. V. Zhakhovsky, M. M. Budzevich, N. A. Inogamov, I. I. Oleynik, and C. T. White, Phys. Rev. Lett. **107**(13), 135502 (2011).
13. V. H. Whitley, S. D. McGrane, D. E. Eakins, C. A. Bolme, D. S. Moore, and J. F. Bingert, J. Appl. Phys. **109**, 013505 (2011).
14. J. C. Crowhurst, M. R. Armstrong, K. B. Knight, J. M. Zaug, and E. M. Behymer, Phys. Rev. Lett. **107**, 144302 (2011).
15. J. C. Crowhurst, B. W. Reed, M. R. Armstrong, H. B. Radousky, J. A. Carter, D. C. Swift, J. M. Zaug, R. W. Minich, N. E. Teslich, and M. Kumar, J. Appl. Phys. **115**(11), 113506 (2014).
16. V. V. Shepelev, N. A. Inogamov, and S. V. Fortova, J. Phys.: Conf. Ser. **1787**(1), 012023 (2021).
17. A. V. Bushman and V. E. Fortov, Sov. Phys. Usp. **26**(6), 465 (1983).
18. 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).
19. K. V. Khishchenko, S. I. Tkachenko, P. R. Levashov, I. V. Lomonosov, and V. S. Vorobev, Int. J. Thermophys. **23**(5), 1359 (2002).
20. I. V. Lomonosov, Laser and Particle Beams **25**, 567 (2007).
21. D. K. Ilnitsky, V. A. Khokhlov, N. A. Inogamov, V. V. Zhakhovsky, Yu. V. Petrov, K. V. Khishchenko, K. P. Migdal, and S. I. Anisimov, J. Phys.: Conf. Ser. **500**, 032021 (2014).
22. V. V. Zhakhovskii, N. A. Inogamov, Yu. V. Petrov, S. I. Ashitkov, and K. Nishihara, Appl. Surf. Sci. **255**(24), 9592 (2009).
23. E. Cuenca, M. Ducousso, A. Rondepierre, L. Videau, N. Cuvillier, L. Berthe, and F. Coulouvrat, J. Appl. Phys. **128**(24), 244903 (2020).
24. V. V. Kozhushko, A. M. Lomonosov, and P. Hess, Phys. Rev. Lett. **98**, 195505 (2007).
25. 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).
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. N. A. Inogamov, V. V. Zhakhovskii, and V. A. Khokhlov, JETP **127**(1), 79 (2018).
28. M. M. Budzevich, V. V. Zhakhovsky, C. T. White, and I. I. Oleynik, Phys. Rev. Lett. **109**, 125505 (2012).
29. E. B. Zaretsky and G. I. Kanel, J. Appl. Phys. **110**(7), 073502 (2011).
30. B. J. Demaske, V. V. Zhakhovsky, N. A. Inogamov, and I. I. Oleynik, Phys. Rev. B **87**(5), 054109 (2013).
31. R. D. Woods, Journal of the Soil Mechanics and Foundations Division, American Society of Civil Engineers **94**(4), 951 (1968).
32. K. Sasaki and N. Takada, Pure Appl. Chem. **82**(6), 1317 (2010).
33. M. V. Shugaev and L. V. Zhigilei, J. Appl. Phys. **130**(18), 185108 (2021).
34. Y. Imade, V. E. Gusev, O. Matsuda, M. Tomoda, P. H. Otsuka, and O. B. Wright, Nano Lett. **21**(14), 6261 (2021).
35. B. A. Auld, *Acoustic Fields and Waves in Solids*, Wiley-Interscience Publication, John Wiley & Sons, N.Y., London, Sydney, Toronto (1973).