Письма в ЖЭТФ, том 92, вып. 8, с. 568 – 573 © 2010 г. 25 октября

Поведение алюминия вблизи предельной теоретической прочности в экспериментах с фемтосекундным лазерным воздействием

С. И. Ашитков [1], М. Б. Агранат, Г. И. Канель, П. С. Комаров, В. Е. Фортов

Объединенный институт высоких температур РАН, 125412 Москва, Россия

Поступила в редакцию 8 сентября 2010 г.

Методом фемтосекундной интерференционной микроскопии исследована динамика движения свободной поверхности алюминиевых пленок микронной и субмикронной толщины под действием импульса сжатия, возбуждаемого при фемтосекундном лазерном нагреве поверхностного слоя мишени. Соотношение скорости распространения ударной волны и массовой скорости за ее фронтом указывает на упругий характер ударного сжатия до 9–13 ГПа в этом диапазоне длительностей, что подтверждается также малым ($\leq$ 1 пс) временем нарастания параметров в ударной волне. Реализуемые при этом значения сдвиговых напряжений близки к оценкам их предельных значений для алюминия. Определена откольная прочность при скорости деформирования $10^9\,с^{-1}$ и толщине откола 250–300 нм, величина которой превышает 50% предельно возможной прочности алюминия.

Известно, что сопротивление материалов разрушению (прочность материала) возрастает по мере увеличения скорости растяжения [1], причиной чего является ограниченность скоростей зарождения и роста несплошностей. Существует предельно возможное значение прочности – так называемая “идеальная” прочность, равное величине отрицательного давления, по достижении которого объемный модуль обращается в нуль: $dp/dV = 0$. В частности, для алюминия расчетное значение идеальной прочности составляет 11.7 ГПа при температуре 0 К [2]. Помимо предельной прочности на разрыв, существует ограничение на величину сдвиговых напряжений в твердом теле. Идеальная прочность на сдвиг определяется как величина сдвигового напряжения, необходимого для зарождения дислокаций и образования дефектов упаковки в совершенном кристалле без участия тепловых флуктуаций [3] или напряжения, при котором развивается фононная неустойчивость кристаллической решетки [4, 5]. Оценки значений идеальной сдвиговой прочности дают для алюминия значения 3.2 – 3.3 ГПа [4]. Представляется естественным и важным попытаться ответить на вопрос: в какой мере можно приблизиться к идеальной объемной и сдвиговой прочности твердого тела в физическом эксперименте?

Прочность материалов в диапазоне длительностей нагрузки $\leq 10^{-6}$ с исследуется с применением техники ударных волн [1, 6, 7]. Расщепление ударной волны на упругий предвестник и пластическую волну сжатия дает возможность определения предела упругости и, соответственно, напряжения пластического течения материала. Отражение импульса ударно-волнового сжатия от свободной поверхности тела приводит к появлению растягивающих напряжений во внутренних сечениях испытуемого образца, в результате чего инициируется высокоскоростное разрушение – откол. Диагностика ударно-волновых явлений и определение величин динамического предела упругости и растягивающего напряжения при отколе (откольной прочности материала) осуществляются путем измерения профиля скорости свободной поверхности $u_{fs}(t)$ испытуемого образца. Лазерная техника давно и успешно используется для создания ультракоротких импульсов ударного сжатия [8 – 12]. Быстрый лазерный нагрев вещества при недостаточном времени для его расширения приводит к росту давления, что в свою очередь приводит к появлению волны сжатия, распространяющейся в глубь облучаемой мишени. Мощные фемтосекундные лазерные импульсы (ФЛИ) в этом отношении представляются особенно перспективными как для создания ударной нагрузки ультракороткой длительности, так и для диагностики быстропротекающих процессов в этом временном диапазоне.

Длительность импульсов сжатия, генерируемых ФЛИ, определяется, помимо параметров самого ФЛИ, распределением температуры $T(z,t)$ в поверхностном слое мишени толщиной несколько сотен нанометров, которое формируется в процессе выравниванием температур электронов и ионов кристаллической решетки [13]. Как будет показано ниже, характерная длительность ударной нагрузки в этих условиях равна примерно 100 пс, что делает невозможным использование современных измерителей скорости поверхности VISAR или ORVIS [8, 9, 14 – 16],

[1])e-mil: Ashitkov11@yandex.ru

временное разрешение которых в лучшем случае составляет 200 пс. Применение фемтосекундной интерференционной микроскопии [12, 16, 17] позволяет довести временное разрешение до 10^{-13} с. В нашей предыдущей публикации [18] некоторые предварительные результаты опытов с применением фемтосекундной интерференционной микроскопии сопоставлены с гидродинамическим и атомистическим моделированием ударно-волновых процессов, генерируемых в алюминиевой мишени фемтосекундным лазерным воздействием. В данной работе представлены новые экспериментальные данные, из прямой обработки которых получены сведения об упругопластическом деформировании и разрушении алюминия в пикосекундном диапазоне длительностей нагрузки.

Источником ФЛИ являлась титан-сапфировая лазерная система с энергией импульсов до 2 мДж и длительностью $\tau_p = 150$ фс на длине волны 800 нм. С использованием этой установки генерировались импульсы ударного сжатия в поликристаллических пленках алюминия с чистотой 99.99%, нанесенных методом магнетронного распыления на стеклянные подложки толщиной 150 мкм. Толщина пленочных образцов измерялась на атомно-силовом микроскопе с погрешностью ± 10 нм и составляла 500 нм, 760 нм и 1200 нм. Часть энергии ФЛИ использовалась для регистрации движения свободной поверхности образца в процессе выхода на нее импульса сжатия. Для этого лазерный луч с помощью светоделительной пластины делился на мощный нагревающий и более слабый зондирующий (методика “pump-probe”). Интенсивность зондирующего импульса на мишени была примерно на три порядка ниже, чем нагревающего. Нагревающий импульс фокусировался линзой с фокусным расстоянием 150 мм на образце через стеклянную подложку нормально к поверхности. Зондирующая часть ФЛИ преобразовывалась кристаллом BBO во вторую гармонику с длиной волны $\lambda_2 = 400$ нм. На этой длине волны влияние показателя преломления алюминия на соотношение фаз при отражении зондирующего излучения пренебрежимо мало [19]. С использованием зондирующего ФЛИ методом интерференционной микроскопии измерялась величина смещения свободной тыльной поверхности образца в различные заданные моменты времени. Интервал времени между нагревающим и зондирующим импульсами задавался оптической линией задержки. Многократное повторение опытов с варьируемой задержкой зондирующего импульса обеспечивало построение зависимости смещения поверхности от времени $z(t)$.

Пространственное распределение нагревающего лазерного излучения на поверхности алюминиевого образца соответствовало гауссову с радиусом $r_0 \approx \approx 40$ мкм по уровню e^{-1}, плотность энергии в центральной части фокального пятна $F_0 = 1.3$ Дж/см^2. При используемом соотношении толщины пленочного образца и диаметра фокального пятна ударно-волновой процесс в его центральной части можно с достаточной точностью считать одномерным в течение по крайне мере 10^{-9} с. После каждого измерения мишень смещалась в новое положение с помощью трехкоординатного микроманипулятора, управляемого компьютером. Погрешность установки временной задержки между нагревающим и зондирующим импульсами, также варьируемой с помощью микроманипулятора, составляла ± 10 фс.

Диагностическая часть установки представляла собой интерферометр Майкельсона, в котором поверхность образца являлась одним из зеркал. Перенос изображения поверхности образца в плоскость ПЗС матрицы осуществлялся с помощью объектива с числовой апертурой $NA = 0.2$. Пространственное разрешение измерений в плоскости мишени составляло примерно 2 мкм. Смещение поверхности приводит к изменению соотношения фаз интерферирующих пучков света. Компьютерная обработка экспериментальных интерферограмм с применением алгоритма двумерного фурье-преобразования позволяет получить с высокой точностью распределение изменения фазы волны зондирующего излучения $\Delta\psi_t(x, y)$, где x, y – координаты в плоскости мишени, в области смещения поверхности при выходе на нее импульса сжатия. Величина смещения поверхности Δz связана с изменением фазы посредством простого соотношения $\Delta z(x, y) = \lambda_2 \Delta\psi(x, y)/4\pi$. При этом погрешность измерения фазы $\delta\psi \approx \pi/200$, реализуемая в данной схеме, соответствует погрешности величины смещения поверхности 1 нм. Применение данной методики подробно описано ранее в работах [12, 16, 17].

Диаграммы расстояние – время, полученные по результатам проведенных измерений и описывающие смещение $z(t)$ свободной поверхности со временем для алюминиевых пленок различной толщины d приведены на рис.1. Обращает внимание практическое отсутствие ускорения на начальных участках траекторий $z(t)$, что означает малое (не больше 1 пс) время нарастания параметров в ударной волне. В работе [19] время нарастания оценено как 2.3 ± 0.4 пс, однако эксперименты в [19] проведены при меньшем давлении ударного сжатия. По измеренным интервалам времени между моментами выхода ударной вол-

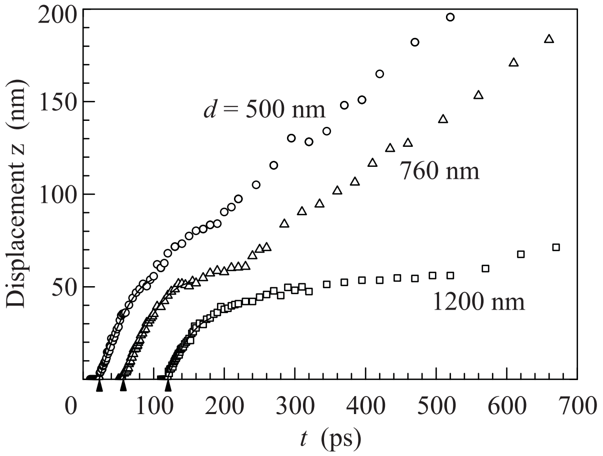

Рис.1. Результаты измерений движения свободной тыльной поверхности алюминиевых образцов различной толщины под действием ФЛИ. Нулевой момент времени выбран произвольно

ны на поверхность образцов разной толщины определена скорость распространения ударной волны, составляющая 7.65 ± 0.3 км/с на участке от 500 до 760 нм и 7 ± 0.3 км/с на участке от 760 до 1200 нм.

Профили скорости поверхности как функции времени, $u_{fs}(t)$, строились путем дифференцирования измеренных зависимостей $z(t)$. Результаты обработки для образца толщиной 500 нм представлены на рис.2. Аналогичным образом проводилась обработка

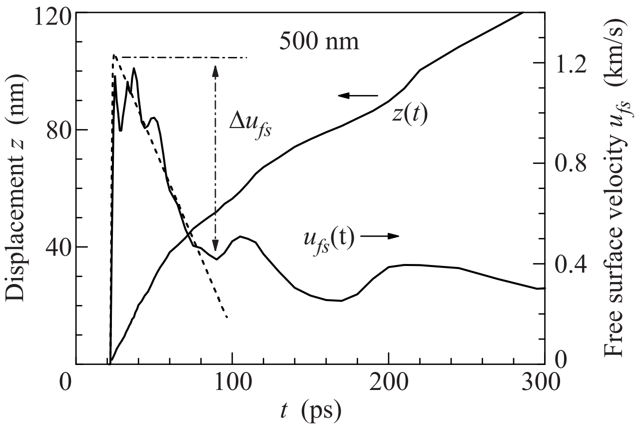

Рис.2. Профиль скорости свободной поверхности образца толщиной 500 нм, полученный дифференцированием сглаженной экспериментальной зависимости $z(t)$. Пунктиром показана начальная часть профиля $u_{fs}(t)$, полученная из аппроксимации экспериментальных данных квадратичной кривой

данных для двух других образцов. Для начальных участков волновых профилей показаны два варианта обработки измеренных зависимостей $z(t)$ – путем дифференцирования аппроксимирующих квадратичных кривых и дифференцированием сглаженных зависимостей $z(t)$. Результаты измерений не выявляют ожидавшееся расщепление ударной волны на упругую и пластическую волны сжатия.

На рис.3 результаты измерений скорости ударной волны U_S и массовой скорости за ее фронтом u_p со-

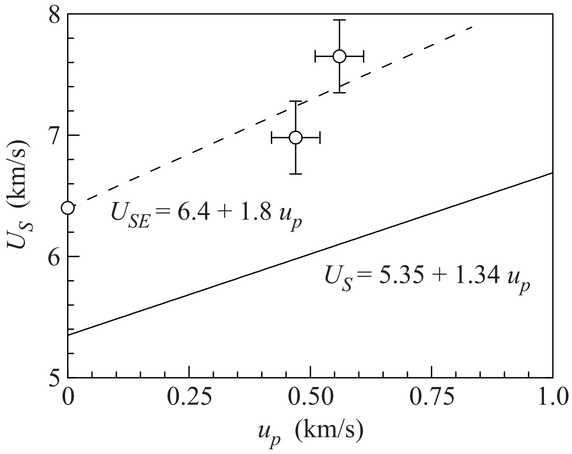

Рис.3. Сопоставление результатов измерений скорости ударной волны U_S и массовой скорости за ее фронтом u_p с ударной адиабатой алюминия в виде $U_S = 5.35 + 1.34u_p$

поставляются с ударной адиабатой алюминия. Величина u_p принята равной половине пикового значения скорости свободной поверхности [20]. Видно, что измеренные параметры ударных волн значительно отклоняются от ударной адиабаты. Аналогичное отклонение зафиксировано в подобных экспериментах с никелевыми пленками толщиной 250 – 840 нм [19]. Наиболее вероятной причиной этого расхождения является то, что в проведенных опытах в пикосекундном диапазоне длительностей пластические деформации не успевали развиться и регистрируемая ударная волна является волной упругого ударного сжатия. В пользу этого предположения говорит также чрезвычайно малое время нарастания параметров в ней, свидетельствующее о незначительном вкладе диссипативных процессов. В этом случае, на основании результатов измерений и для значения продольной скорости звука в алюминии при нормальном давлении $c_l = 6.4$ км/с ударную адиабату упругого сжатия алюминия можно представить в виде $U_S = 6.4 + 1.8u_p$ (рис.3).

На рис.4 измеренные параметры ударной волны в алюминии сопоставляются с литературными [21–23] данными о зависимости текущего значения динамического предела упругости алюминия σ_{HEL} от

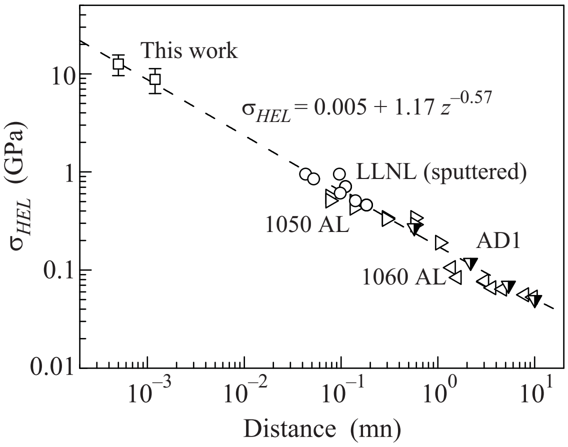

Рис.4. Зависимость амплитуды упругой ударной волны в алюминии от пройденного расстояния. Наряду с данными этой работы представлены литературные [21 – 23] данные для чистого и технического алюминия

пройденного волной расстояния. Вся совокупность данных на рис.4 с разумной точностью описывается единой зависимостью $\sigma_{HEL} = 0.005 + 0.17z^{-0.57}$. Зависимость величины σ_{HEL} от расстояния определяется развитием пластической деформации и релаксацией сдвиговых напряжений за фронтом упругой ударной волны или упругого предвестника пластической ударной волны [6]. Вероятно, в проведенных опытах релаксация напряжений с началом пластической деформации ограничивала общую интенсивность ударной волны.

По разности между продольным напряжением упругого сжатия σ_z и давлением p при фиксированном значении удельного объема V определяется величина максимального напряжения сдвига из соотношения [20]

$$\sigma_z(V) - p(V) = \frac{4}{3}\tau. \qquad (1)$$

Для измеренных параметров ударных волн найденные таким образом значения максимального сдвигового напряжения за фронтом найдены равными 3.4 ГПа для образца толщиной 500 нм ($\sigma_z = 12.6$ ГПа) и 2.25 ГПа для образца толщиной 1200 нм ($\sigma_z = 8.8$ ГПа). С учетом повышенного давления можно сказать, что полученные значения напряжения сдвига не выходят за пределы оценок идеальной сдвиговой прочности алюминия.

Отражение импульса сжатия от свободной поверхности образца приводит к возникновению в нем растягивающих напряжений, величина которых нарастает по мере распространения отраженной волны от поверхности в глубь образца. В случае превышения величины растягивающих напряжений прочности материала σ_{spall}, в последнем образуется разрушение (откол) [7, 20]. Релаксация напряжений при разрушении приводит к образованию вторичной волны сжатия – так называемого откольного импульса, которая, достигая свободной поверхности, приводит ко второму возрастанию ее скорости. Величина растягивающего напряжения непосредственно перед разрушением определяется методом характеристик по декременту скорости Δu_{fs} между ее максимальным значением и значением перед откольным импульсом (рис.2). В акустическом приближении, когда вклад нелинейности сжимаемости вещества незначителен, метод характеристик дает простую формулу для расчета величины откольной прочности $\sigma_{\text{spall}} = \rho_0 c \Delta u_{fs}/2$, где ρ_0 – плотность материала; c – скорость звука. В наших экспериментах реализованы большие растягивающие напряжения и пренебрежение нелинейностью становится некорректным. По этой причине при обработке результатов измерений использовалась экстраполяция ударной адиабаты в координатах $\rho_z - u_p$ в область отрицательных давлений, что приводит к соотношению

$$\sigma_{\text{spall}} = \frac{1}{2}\rho_0(c_0 - b\Delta u_{fs}/2)\Delta u_{fs} \qquad (2)$$

где c_0 и b – коэффициенты линейного выражения для ударной адиабаты $U_s = c_0 + bu_p$ (U_s – скорость ударной волны, u_p - скорость частиц вещества за ее фронтом). Дополнительное осложнение связано с возможными упругопластическими эффектами, с учетом которых расчетная формула в линейном приближении для импульсов нагрузки треугольного профиля принимает вид [7, 24]

$$\sigma_{\text{spall}} = \rho_0 c_l \Delta u_{fs} \frac{1}{1 + c_l/c_b}, \qquad (3)$$

где c_b – объемная скорость звука. Как следует из измерений скорости ударной волны, одноосное сжатие в проведенных экспериментах было чисто упругим. Однако волновые профили не содержат явных и однозначных свидетельств того, что пластические деформации не развиваются за фронтом упругой ударной волны. Это вносит неопределенность в способ расчета величины откольной прочности.

Значения Δu_{fs}, отсчитываемые от максимума скорости при квадратичной аппроксимации экспериментальных точек, составили 0.82 км/с при толщине образца 500 нм, 0.87 км/с при толщине 760 нм и 0.85 км/с при толщине 1200 нм. В последнем случае откольный импульс на профиле $u_{fs}(t)$ не фиксируется. Для среднего значения 0.85 км/с соотношение (2) с использованием оцененной выше ударной адиабаты упругого сжатия алюминия $U_S = 6.4 + 1.8u_p$ дает величину откольной прочности $\sigma_{\text{spall}} = 6.4$ ГПа, модификация соотношения (3) с учетом нелинейности сжимаемости дает $\sigma_{\text{spall}} = 5.8$ ГПа. Таким образом, в проведенных экспериментах реализовано по крайней мере 50% идеальной прочности алюминия, составляющей 11.7 ГПа [2].

Толщина отколовшегося слоя L_{spall} оценивается из соотношения $L_{\text{spall}} = c_l(t_{\min} - t_{\max})/2$, где $t_{\min}$ и $t_{\max}$ соответствуют времени достижения скорости поверхности минимального и максимального значений, соответственно. В опытах с образцом толщиной 500 нм поверхность откольного разрушения располагается на расстоянии 200 нм от свободной поверхности образца. Согласно расчетам [18], граница расплавленного слоя, образованного лазерным воздействием, должна находиться в этих опытах на расстоянии примерно 300 нм от тыльной поверхности, то есть откольное разрушение имело место в твердом, хотя и нагретом, алюминии. В опытах с образцом толщиной 1200 нм разрушение происходит в расплаве, локализованном вблизи облучаемой поверхности пленки.

На рис.5 приведены результаты измерений величины откольной прочности алюминия в зависимости

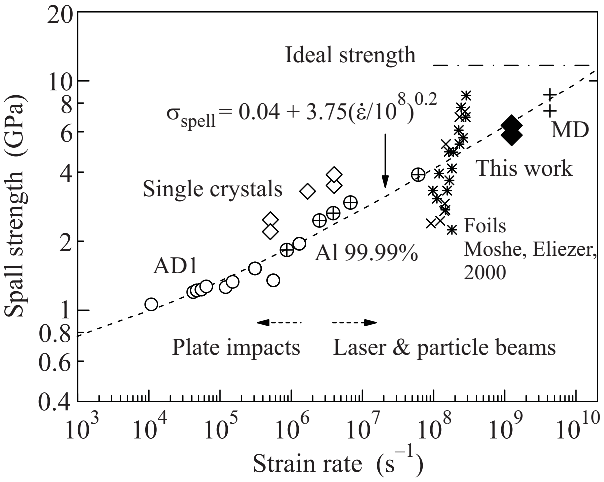

Рис.5. Результаты измерений откольной прочности алюминия в сопоставлении с литературными данными для алюминия АД-1 [23, 27], алюминия высокой чистоты [28], монокристаллического алюминия [29] и алюминиевой фольги [8]. Показаны также результаты молекулярно-динамического моделирования откола [26], а также значение идеальной прочности алюминия из первопринципных расчетов [2]

от скорости деформирования, полученные в настоящей работе в сравнении с полученными ранее экспериментальными и расчетными данными, из которой хорошо видна тенденция роста σ_{spall} с увеличением скорости растяжения. Под скоростью деформирования здесь понимается скорость расширения вещества в разгрузочной части падающего импульса сжатия: $\dot{V}/V_0 = \dot{u}_{fs}/2c$, где $\dot{u}_{fs}$ – скорость спада в разгрузочной части измеренного волнового профиля. Показано [6], что начальная скорость разрушения с точностью до множителя порядка нескольких единиц равна этой величине. В проведенных опытах скорость деформирования составила $(1.0 - 1.5) \cdot 10^9\,\text{с}^{-1}$.

Полученные в данной работе значения σ_{spall} при скорости растяжения $\dot{V}/V_0 \approx 10^9\,\text{с}^{-1}$ хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными. Как видно на рис.5, совокупность экспериментальных данных для поликристаллического алюминия удовлетворительно описывается единой эмпирической зависимостью $\sigma_{\text{spall}} = 0.4 + 3.75(\dot{\varepsilon}/10^8)^{0.2}$. Экстраполяция этой зависимости в область более высоких скоростей деформирования согласуется с результатами молекулярно-динамических расчетов [25, 26] и прогнозирует достижение идеальной прочности при скорости растяжения примерно $2 \cdot 10^{10}\,\text{с}^{-1}$.

В заключение еще раз отметим, что в работе реализована методика измерения параметров импульсов ударного сжатия длительностью менее 10^{-9} с, создаваемых в металлических пленках микронной и субмикронной толщины при воздействии фемтосекундного лазерного импульса. Найдено, что в диапазоне длительностей порядка $10^{-11} - 10^{-10}$ с одноосное ударное сжатие имеет упругий характер до напряжений 12.5 ГПа. При этом сдвиговые напряжения за ударной волной достигают 3.4 ГПа, что близко к расчетному значению идеальной прочности алюминия на сдвиг. Измерена откольная прочность алюминия при рекордно высоких скоростях деформирования $\sim 10^9\,\text{с}^{-1}$, найдено, что в этих условиях реализуется не менее 50% идеальной прочности. Полученные экспериментальные данные по пространственно-временным параметрам близки к реализуемым в молекулярно-динамических расчетах и могут быть использованы для их тестирования.

1. Г. И. Канель, В. Е. Фортов, С. В. Разоренов, УФН **177**, 809 (2007).
2. G. V. Sin'ko and N. A. Smirnov, JETP Lett. **75**, 184 (2002).
3. M. Jahnátek, J. Hafner, and M. Krajčí, Phys. Rev. B **79**, 224103 (2009).
4. D. M. Clatterbuck, C. R. Krenn, M. L. Cohen et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 135501 (2003).
5. G. Kimminau, P. Erhart, E. M. Bringa et al., Phys. Rev. B **81**, 092102 (2010).

6. Г. И. Канель, С. В. Разоренов, А. В. Уткин, В. Е. Фортов, *Ударно-волновые явления в конденсированных средах*, М.: Янус-К, 1996.
7. G. I. Kanel, Int. J. Fract. **163**, 173 (2010).
8. S. Eliezer, E. Moshe, and D. Eliezer, Laser and Particle Beams **20**, 87 (2002).
9. P. M. Celliers, D. K. Bradley, G. W. Collins et al., Rev. Sci. Instr. **75**, 4916 (2004).
10. D. C. Swift, T. E. Tierney IV, R. A. Kopp et al., Phys. Rev. E **69**, 036406-8 (2004).
11. V. E. Fortov, D. Batani, A. V. Kilpio et al., Laser and Particle Beams **20**, 317, (2002).
12. D. S. Moore, K. T. Gahagan, J. H. Reho et al., Appl. Phys. Lett. **78**, 40, (2001).
13. S. I. Anisimov, N. A. Inogamov, Yu. V. Petrov et al., Appl. Phys. A **92**, 939 (2008).
14. K. Baumung, H. J. Bluhm, B. Goel et al., Laser and Particle Beams **14**, 181 (1996).
15. D. D. Bloomquist and S. A. Sheffield, J. Appl. Phys. **54**, 1717 (1983).
16. V. V. Temnov, K. Sokolovski-Tinten, P. Zhou et al., J. Opt. Soc. Am. B **23**, 1954 (2006).
17. М. Б. Агранат, Н. Е. Андреев С. И. Ашитков и др., Письма в ЖЭТФ **85**, 328, (2007).
18. М. Б. Агранат, С. И. Анисимов, С. И. Ашитков и др., Письма в ЖЭТФ **91**, 517 (2010).
19. K. T. Gahagan, D. S. Moore, D. J. Funk et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 3205, (2000).
20. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, М.: Наука, 1966.
21. Y. M. Gupta, J. M. Winey, P. B. Trivedi et al., J. Appl. Phys. **105**, 036107 (2009).
22. J. M. Winey, B. M. LaLone, P. B. Trivedi et al., J. Appl. Phys. **106**, 073508 (2009).
23. Г. В. Гаркушин, Г. И. Канель, С. В. Разоренов, ФТТ **52**, 2216 (2010).
24. Г. В. Степанов, Проблемы прочности **8**, 66 (1976).
25. П. А. Жиляев, А. Ю. Куксин, В. В. Стегайлов и др., ФТТ **52**, 1508 (2010).
26. V. V. Zhakhovskii, N. A. Inogamov, Yu. V. Petrov et al., Appl. Surf. Sci. **255**, 9592 (2009).
27. G. I. Kanel, S. V. Razorenov, A. A. Bogatch et al., J. Appl. Phys. **79**, 8310 (1996).
28. С. В. Разоренов, Г. И. Канель, В. Е. Фортов, Физ. Металлов и металловедение **95**, 91 (2003).
29. G. I. Kanel, S. V. Razorenov, K. Baumung et al., J. Appl. Phys. **90**, 136 (2001).