

## Упруго-пластические явления в ультракоротких ударных волнах

В. В. Жаховский<sup>∇+</sup>, Н. А. Иногамов<sup>1)\*</sup>

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

<sup>+</sup> Department of Physics, University of South Florida, 33620 Tampa, Florida, USA

\* Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН, 142432 Черногловка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 30 августа 2010 г.

После переработки 15 сентября 2010 г.

Разработана физическая модель ударно-волновых явлений в металлах, облученных фемтосекундным лазерным импульсом. Использование экспериментальных результатов (полученных в работе Ашиткова и др., 2010) совместно с молекулярно-динамическим моделированием дало возможность исследовать упругие свойства кристаллов алюминия при экстремальных значениях сдвиговых напряжений, сравнимых по амплитуде с модулем сдвига. Это позволило продлить упругую адиабату Гюгонио в область метастабильных эластических состояний при чрезвычайно высоких давлениях, на 1–2 порядка превышающих обычно принимаемые значения для динамического предела упругости. Показано, что ультракороткая упругая ударная волна сверхвысокого давления предшествует формированию известной двухволновой структуры из упругого предвестника и пластической ударной волны.

Известно, что кристаллы отличаются от жидкостей и пластических материалов анизотропией упругих свойств. Продольная скорость звука  $c_{el} = \sqrt{(K + 4G/3)/\rho}$  превышает “пластическую” скорость звука  $c_{pl} = \sqrt{K/\rho}$ , которая определяется объемной сжимаемостью вещества, здесь  $K = -V\partial p/\partial V$  – модуль объемного сжатия,  $G$  – модуль сдвига. В случае алюминия (ГЦК решетка) значения этих модулей составляют  $K = 76$  ГПа,  $G = 26$  ГПа. Скорости звука по кристаллографическим направлениям 100, 110 и 111 равны соответственно 6.284, 6.47, 6.473 км/с [1], тогда как значение  $c_{pl}$  существенно меньше и равно 5.35 км/с [2, 3]. Исследованиям ударных волн (УВ) в твердых телах посвящена огромная литература [2–6]. Исключительное значение имеет факт возникновения двухволновых конфигураций из упругого предвестника, движущегося со скоростью  $D_{el}$ , и пластической УВ, имеющей скорость  $D_{pl} < D_{el}$  относительно вещества перед предвестником. Это явление связано с упругими свойствами твердого тела, и поэтому оно невозможно в газах и жидкостях.

На рис.1 представлены упругая  $S_{el}$  и пластическая  $S_{pl}$  адиабаты Гюгонио. Для  $S_{pl}$  зависимость  $D_{pl} = c_{pl} + 1.37u_p$  (скорости в км/с) аппроксимирует большое количество опытных данных по алюминию [3], здесь и далее  $u_p$  – скорость частиц вещества за фронтом УВ (скорость поршня);  $c_{pl} = 5.35$  км/с. Все скорости приводятся относительно вещества перед

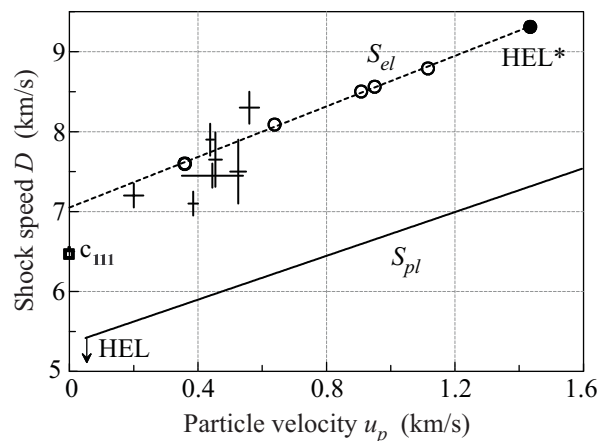


Рис.1. Помеченные крестиками результаты экспериментов с фемтосекундным лазером [8] свидетельствуют, что вещество за ультракороткой УВ остается в эластическом одноосно-сжатом состоянии при скорости поршня  $u_p$ , которая намного превосходит обычно принимаемые [5, 6] для HEL значения  $u_p^{HEL} = 30 - 70$  м/с. Пластическая адиабата  $S_{pl}$  построена по данным [3]. Упругая адиабата  $S_{el}$  найдена путем МД моделирования. HEL соответствует экспериментальному [4–6] динамическому пределу упругости

волной. Упругая адиабата  $S_{el}$ , показанная на рис.1 прямой линией, проходит через кружки, полученные с помощью молекулярно-динамического (МД) моделирования с ЕАМ потенциалом алюминия, взятым согласно [7] (ЕАМ – Embedded Atom Method). Эта упругая адиабата одноосного ударного сжатия по направлению 111. Ее аппроксимация имеет вид

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

$$D = c + ku_p \quad (1)$$

с коэффициентами  $c = 7.051 \text{ км/с}$ ,  $k = 1.581$ . Маркерами в виде крестиков представлены данные, полученные с помощью описанного в работе [8] фемтосекундного лазерного эксперимента. Размеры крестиков по горизонтали и вертикали дают погрешность измерений.

Квадратиком на вертикальной оси  $u_p = 0$  рис.1 отмечена экспериментальная скорость звука  $c_{111}$  [1], относящаяся к линейной акустической волне. В то время как пластическая адиабата  $S_{pl}$  не ограничена справа и переходит в адиабату жидкости при пересечении с кривой плавления (это пересечение находится за рамкой рис.1), упругая адиабата ограничена со стороны больших амплитуд пределом теоретической сдвиговой прочности. Ограничивающий маркер в виде сплошного кружка HEL\* соответствует пересечению со "спинодалью" данного кристалла. На спинодали одноосная деформация настолько велика, что кристаллическая ячейка разрушается во фронте УВ в слое толщиной порядка нескольких межатомных расстояний за время порядка 0.1 пс. В этом смысле идеальный кристалл за фронтом УВ, относящейся к отрезку упругой адиабаты  $S_{el}$  между гюгониевским пределом упругости (HEL, Hugoniot elastic limit) и HEL\*, находится в метастабильном упруго-сжатом эластическом состоянии. Распад метастабильного эластического состояния идет через образование, перемещение и размножение дислокаций и поэтому происходит за некоторое время, определяемое положением на отрезке между HEL и HEL\*. При этом происходит релаксация сдвигового напряжения и переход из эластического в пластическое состояние. На промежутке 0-HEL ударно-сжатый кристалл стабилен.

Точка HEL находится так близко к точке  $c_{111}$  на рис.1, что обычно говорится, что скорость упругой УВ  $D_{el}$  совпадает со скоростью звука  $c_{el}$  [4, стр.5]. Соответственно промежуток 0-HEL очень мал. Давления за фронтом упругой УВ в точке HEL равны 0.4–0.6 ГПа (алюминий, [5]),  $u_p^{HEL} = 30\text{--}70 \text{ м/с}$ . Эти значения получаются в опытах с ударниками [4, 5], при этом наименьшие толщины ударников  $d$  составляют доли миллиметра. Минимальные значения  $d$  определяются разрешением по времени аппаратуры VISAR (обычно от долей микросекунды [6]), регистрирующей на основе эффекта Доплера скорость смещения границы ударника.

С помощью VISAR регистрируется скорость свободной границы ударника (или мишени), на которую приходит УВ. Получающийся профиль скорос-

ти в кристаллах указывает на расщепление УВ на упругий предвестник и пластическую волну [4, 5]. Как будет видно, фемтосекундные лазеры позволяют поднять временное разрешение на 2–4 порядка, и, таким образом, исследовать исключительно интересную раннюю стадию формирования УВ в твердом материале. Оказывается, на пространственно-временных масштабах порядка долей наносекунды и толщин  $d \sim 1 \text{ мкм}$  расщепления УВ нет: кристалл остается неповрежденным, а УВ – всюду упругой при непривычно высоких давлениях.

Соответственно удается продолжить упругую адиабату Гюгонио далеко за точку HEL, как это изображено крестиками на рис.1 и жирной кривой, ограниченной двумя крестиками на рис.2. Аппроксимация (1) опытных данных (крестики

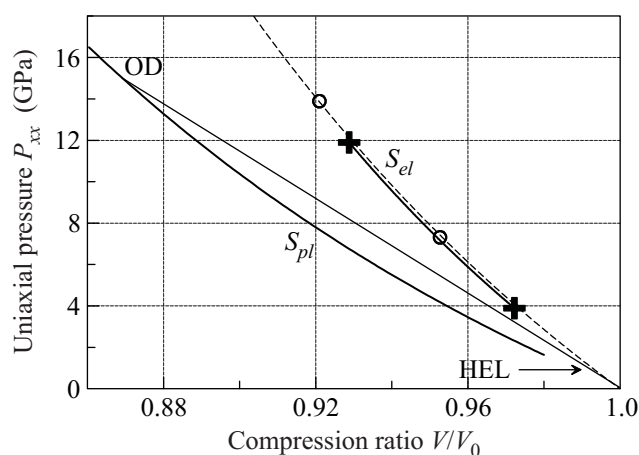


Рис.2. Упругая,  $S_{el}$ , и пластическая,  $S_{pl}$ , ударные адиабаты. Перенесенный с рис.1 отрезок МД адиабаты  $S_{el}$  покрывает диапазон давлений 7.4–33 ГПа. Маркеры кружки получены с помощью МД расчетов. Нижний кружок с  $P = 7.4 \text{ ГПа}$  соответствует нижнему кружку на рис.1

на рис.1) [8] имеет вид:  $c = 6.84 \text{ км/с}$ ,  $k = 1.83$ . Ограниченный крестиками отрезок жирной кривой представляет эту аппроксимацию на плоскости  $P - V/V_0$  рис.2, где  $V/V_0 = \rho_0/\rho$ ,  $\rho_0 = 2.7 \text{ г/см}^3$  – плотность Al при комнатной температуре. Степень ударного сжатия и давление вычисляются по формулам

$$V/V_0 = 1 - u_p/(c + ku_p), \quad (2)$$

$$P = \rho_0 c^2 (1 - V/V_0) / [1 - k(1 - V/V_0)]^2. \quad (3)$$

Формула (2) следует из кинематических условий и закона сохранения массы  $\rho_0 D = \rho(D - u_p)$ . Коэффициенты  $c, k$  даются аппроксимацией (1). Перед УВ

полагаем  $P_0 = 0$ . С помощью закона сохранения импульса [9]  $P + \rho u^2 = \rho_0 D^2$  выводится формула (3).

На рис.2 адиабаты  $S_{el}$  и  $S_{pl}$  показаны на плоскости  $P - V/V_0$ . На ней термодинамическое состояние вещества перед УВ соответствует точке  $P = 0, V/V_0 = 1$ . Одноволновая УВ переводит вещество в точку на адиабате вдоль прямой Релея, соединяющей начальную и конечные точки [9]. В зависимости от амплитуды УВ существуют три режима: одноволновой, двухволновой и опять одноволновой. В первом из них давление на поршне  $P_p$  мало;  $P_p < P_{HEL}$ , УВ является упругой, а прямая Релея оканчивается в точке на стабильном отрезке 0-HEL упругой адиабаты. Во втором случае,  $P_{HEL} < P_p < P_{OD}$ , формируется каноническая двухволновая конфигурация из предвестника и пластической волны, движущихся с разными скоростями [4, 5]. Это обусловлено наличием излома в точке  $P_{HEL}$ , в которой пластическая адиабата пересекается с более крутой упругой адиабатой. Этот излом не дает соединить начальное и конечное состояния вещества единой прямой Релея.

Состояние вещества в точке OD (OverDriven) на рис.2 лежит на пересечении линии Релея, проходящей через  $P_{HEL}$ , с пластической адиабатой. Таким образом с ростом давления наступает третий режим,  $P_p > P_{OD}$ , в котором снова становится возможной одноволновая конфигурация. При этом, как следует из МД моделирования, структура УВ является двухзонной [10] и состоит из лидирующей эластической зоны конечной ширины с последующим фронтом пластической УВ. При этом в стационарной двухзонной УВ скорости эластического и пластического фронтов равны, поскольку эластическое состояние вещества в первой зоне и пластическое состояние во второй лежат на одной линии Релея. В этом случае упруго-пластическая двухзонная структура движется с единой скоростью  $D_{pl}$ .

Опытные данные (крестики на рис.1) [8] получены с использованием методики фемтосекундной интерференционной микроскопии [11–15]. Энергия и длительность импульса варьировались в пределах от 64 до 240 мкДж и от 100 до 300 фс. Пленка Al с толщиной 350, 500, 760 или 1200 нм напылялась на стеклянную пластинку толщиной 150 мкм. Греющий лазерный импульс падал по нормали на границу металл-стекло напыленной пленки, проходя через прозрачную пластинку. Измерения с помощью слабого диагностического лазерного импульса проводились на тыльной стороне пленки (граница металл-воздух). Пятно фокусировки греющего импульса на границу металл-стекло имело диаметр 70–80 мкм. Детальное описание эксперимента приведено в работе [8].

При расчете скорости вещества  $u_p$  за фронтом УВ полагалось, что  $u_p = u_d/2$ , где  $u_d$  – скорость, которую скачком приобретает тыльная граница при выходе УВ на границу. Численное моделирование показывает, что эта формула, следующая из линейной теории, приближенно применима в нашем диапазоне давлений. Скорость  $u_d$  находилась по экспериментальным данным, см. рис.3. Погрешность  $\delta u_p$  опреде-

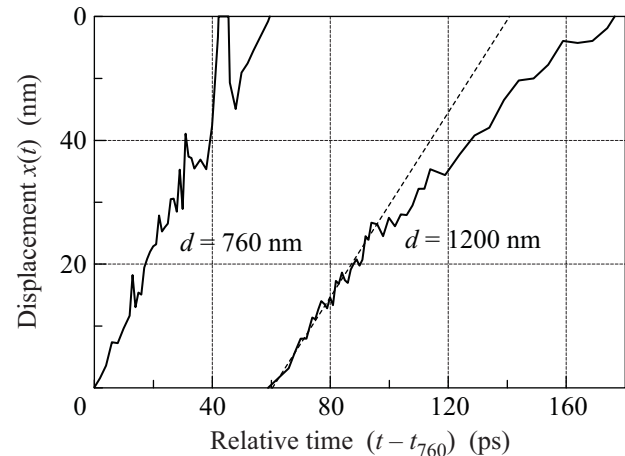


Рис.3. Определение скоростей УВ  $D$  и границы  $u_d$  в фемтосекундном эксперименте [8] с пленками толщиной 760 и 1200 нм. Скорость  $u_d$  определяется по наклону штриховой прямой; время  $t - t_{760}$  на этом рисунке отсчитывается от момента выхода УВ на тыльную границу пленки толщиной 760 нм. Зависимость  $x(t)$  дает смещение границы со временем

лялась наибольшей величиной из пары величин: во-первых, это разброс значений скорости, и, во-вторых, уменьшение скорости по мере распространения УВ по пленке. На рис.3 скорости  $u_p$  равны  $u_p(d = 760) = 0.53\text{--}0.56$  км/с,  $u_p(d = 1200) = 0.34\text{--}0.37$  км/с; энергия и длительность импульса равны 240 мкДж и 300 фс. Скорость УВ  $D = 7.3\text{--}7.6$  км/с находится по разности толщин 1200–760 нм, отнесенной к разности моментов выхода УВ на тыльную границу  $\approx 59$  пс.

Ударная адиабата, полученная в МД расчетах, показана на рис.1 и 2. Как видим, МД адиабата удовлетворительно согласуется с фемтосекундными измерениями [8]. Таким образом металл пленки, использованной в опытах, находится в кристаллическом состоянии. Кристаллографическая ориентация в пленке Al осталась неизвестна. Видимо, это поликристалл, который при медленном осаждении пара на горячую подложку, возможно, имеет вертикальное направление 111 в качестве преимущественного. Разница скоростей звука по направлениям 100, 110, 111 и в поликристалле ( $6.284_{100}, 6.47_{110}, 6.473_{111}, 6.26_{\text{polycr}}$ )

[1] мала (3.3%). Она намного меньше разницы между упругими,  $c_{el}$ , и пластической,  $c_{pl}$ , скоростями звука (16%). МД расчеты были выполнены для идеального кристалла, поверхность которого ориентирована по направлению 111. Это направление наиболее плотной упаковки, которому соответствует наибольшая скорость звука и самая жесткая ударная адиабата в области  $V/V_0 \approx 1$ .

Были выполнены две серии МД расчетов. В первой серии (стационарный поршень) была рассчитана ударная адиабата алюминия с помощью моделирования течения с УВ перед поршнем, который движется с постоянной скоростью. Во второй серии расчетов (лазерный поршень) моделировалась задача с фемтосекундным нагревом электронной подсистемы, двухтемпературной релаксацией и формированием/распространением волны сжатия [16, 7, 15]. Можно сказать, что вторая задача соответствует нестационарному лазерному поршню, который действует ограниченное время. Расчеты показали, что в первой серии при  $u_p = 1.116$  км/с,  $P_p = 27$  ГПа упругая УВ в одноволновой конфигурации проходит расстояние порядка микрона без пластического деформирования (распада) метастабильного одноосно-сжатого идеального кристалла. Это давление более чем вдвое превышает наибольшее давление в представленном выше фемтосекундном эксперименте. При меньших скоростях  $u_p$  расстояние, пройденное чисто упругой УВ, еще больше. Это означает что в эксперименте вещество за фронтом УВ остается в эластическом состоянии. Тогда становится понятным происхождение высоких скоростей УВ, обнаруженных в эксперименте [8], и отсутствие расщепления УВ на упругий предвестник и пластическую волну [8].

Итак, достигнутое в опытах высокое давление (до 12 ГПа, левый крестик на рис.2) уступает давлениям, до которых наблюдается существование одноволнового упругого скачка на микронных масштабах в МД расчетах первой серии со стационарным поршнем. С прицелом на будущие лазерные эксперименты, интересно выяснить, при каких условиях появится каноническая двухволновая конфигурация при фемтосекундном воздействии. Первый путь состоит в повышении давления. На втором пути, казалось бы, необходимо применение более толстых пленок с тем, чтобы при распространении упругой УВ по пленке успел произойти распад метастабильного состояния с формированием пластической волны.

Ситуация со вторым путем остается неясной. Из-за ограниченности по времени действия лазерного поршня толщина ударно-сжатого слоя также ограничена долями микрона. Она порядка толщины слоя

прогрева на двухтемпературной стадии [7, 15]. Соответственно, промежуток времени, в течение которого проходящая через сжатый слой частица кристалла одноосно деформирована, недостаточен для развития дислокаций в этой частице в случае рассмотренных выше давлений. Конечно, в толстых пленках толщина сжатого слоя постепенно возрастает вследствие звуковой дисперсии. Но при этом в том же темпе уменьшается амплитуда волны, и, следовательно, возрастает время существования метастабильного кристалла.

Приведем численные результаты, относящиеся к пути с дополнительным повышением давления в лазерном эксперименте за счет увеличения поглощенной энергии  $F_{abs}$ . Рассмотрим два типа мишеней  $a$  и  $b$ . В мишени  $a$  используется металлическая пленка на стеклянной пластинке с нагревом через стекло, а в мишени  $b$  – фольга. К этим мишеням относятся соответственно профили  $a$  и  $b$  на рис.4 и 5. Схема

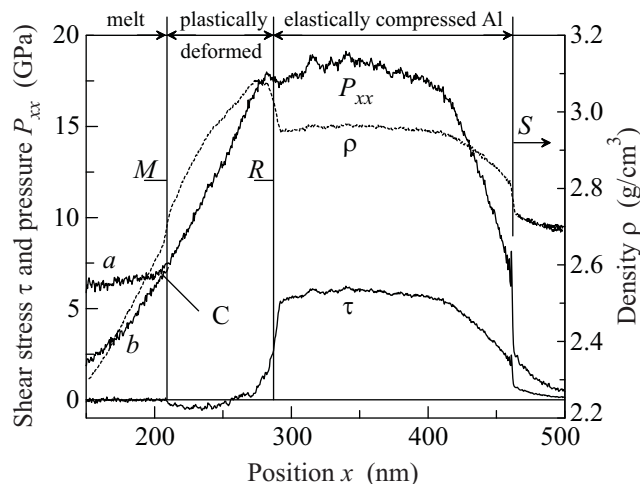


Рис.4. Профили давления  $P_{xx}$ , плотности  $\rho$  и сдвигового напряжения  $\tau$  в момент  $t = 38.4$  пс. Фронт созданной лазером УВ и направление ее распространения указаны меткой  $S$ . Перед фронтом УВ находится кристалл алюминия с идеальной решеткой при  $T = 300$  К. Позади фронта УВ располагается слой R-S одноосно-сжатого эластического кристалла, в котором решетка выдерживает громадное сдвиговое напряжение  $\tau = 6$  ГПа. Слой M-R, где напряжение  $\tau$  релаксирует до нуля, относится к пластически деформированному алюминию

с пленкой  $a$  применена в эксперименте [8]. В случае фольги (профиль  $b$ ) фронтальная и тыльная границы свободны, то есть представляют собой границы металл – вакуум или металл – воздух. Оба типа мишеней имеют свои недостатки и преимущества. В случае пленки (мишень  $a$ ) рост поглощенного в металле флюенса  $F_{abs}(F_{inc})$  при увеличении падающего на металл флюенса  $F_{inc}$  ограничен значением, при ко-

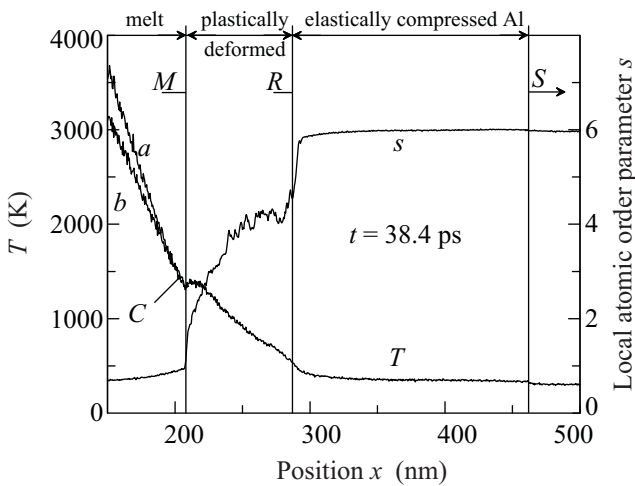


Рис. 5. Сохранение кристаллической симметрии в сильно сжатой решетке (слой R-S за УВ) при лазерном воздействии, которое по поглощенной энергии  $F_{abs}$  в 2.4 раза превосходит самое сильное воздействие в экспериментах [8]. Этому воздействию соответствует правый крестик на рис.1 и верхний крестик на рис.2. Значение параметра локального атомного порядка  $s = 6$  относится к кристаллу без дислокаций [16]. То, что решетка сохраняется неповрежденной, ясно из профиля  $s$ , на котором равно  $\approx 6$  значение параметра сохраняется в слое R-S за фронтом сильной УВ. Расщепление температурных профилей  $a$  и  $b$  левее характеристики  $C$  вызвано сбросом давления и адиабатическим охлаждением из-за расширения в волне разрежения на профиле  $b$ , ср. с профилями давления на рис.4

тором возникает оптический пробой стекла. Плазма стекла, которая образуется при пробое, перекрывает поступление световой энергии греющего импульса в металл, и таким образом ограничивает рост давления УВ  $P(F_{inc})$ .

На рис.4 и 5 приведены результаты МД моделирования при длительности импульса  $\tau_{FWHM} = 150$  фс и флюенсе  $F_{abs} = 380$  мДж/см<sup>2</sup>, поглощенном в Al. Вложенная в металл энергия  $F_{abs} = 380$  мДж/см<sup>2</sup> в 2.4 раза превосходит максимальное значение  $F_{abs} = 160$  мДж/см<sup>2</sup> в эксперименте [8], см. также рис.1–3. При этом давление в волне сжатия на рис.4 в 1.6 раза выше, чем наибольшее достигнутое экспериментальное давление (12 ГПа, левый крестик на рис.2). На рис.4 и 5 сравниваются профили в пленке  $a$  и в фольге  $b$  на момент времени  $t = 38.4$  пс. Время отсчитывается от максимума греющего импульса. Глубина прогрева  $d_T$  составляла 120 нм. Ось  $x$  ориентирована вдоль направления 110 кристалла. Сдвиговое напряжение равно  $\tau = (P_{xx} - (P_{yy} + P_{zz})/2)/2$ .

В фольге давление лазерно-индуцированной УВ быстрее, чем в пленке, убывает на далеких време-

нах  $t \gg t_s = d_T/c_s$ , где  $c_s$  – скорость звука. Это обусловлено свободным расширением фольги в сторону лазера (на рис.4 и 5 лазер находится слева). В случае пленки такое расширение намного меньше, поскольку ему препятствует стекло. Поэтому в фольге (профиль  $b$ ) давление за характеристикой  $C$  меньше по величине, чем на профиле  $a$  левее метки  $C$  на рис.4. Метка  $C$  на рис.4 и 5 указывает положение характеристики, распространяющейся слева-направо от контакта стекло-пленка в случае профиля  $a$  или от границы с вакуумом для профиля  $b$ . В момент воздействия фемтосекундного импульса  $t \approx 0$  эта характеристика стартует с контакта (случай  $a$ ) или с границы (случай  $b$ ), которые находятся в точке  $x = 0$  при  $t < 0$ . Поглощение лазерного импульса происходит в металле  $x > 0$  на толщине скин-слоя.

Характеристика  $C$  – это одна из характеристик в веере характеристик, исходящих из точки  $x = 0$ ,  $t = 0$ . Полный веер образует полную волну разрежения, в которой вещество расширяется в сторону вакуума [9, 17]. Такому полному вееру соответствует случай фольги  $a$ . Головная характеристика волны разрежения находится в точке, где начинается снижение давления  $P_{xx}$ . На момент времени, к которому относится рис.4, это точка  $x = 277$  нм. Волна разрежения распространяется направо в толщу мишени. Чем больше отношение плотностей стекла к металлу, тем меньше дистанция, которая разделяет головную характеристику и характеристику  $C$ . Правее метки  $C$  профили  $a$  и  $b$  совпадают.

Головная характеристика волны разрежения догоняет УВ по дозвуковому потоку, после чего волна разрежения “садится” на фронт УВ, и начинается затухание УВ. УВ в фольге  $b$  на далеких временах  $t \gg t_s \approx 20$  пс затухает быстрее, чем в пленке  $a$ . Дело в том, что с фольгой связан полный веер волны разрежения, в котором давление падает до нуля. Тогда как пленке соответствует только часть этого веера, в котором падение давления ограничено.

На момент  $t = 38.4$  пс  $\approx 2t_s$ , представленный на рис.4 и 5, волна разрежения еще существенно отстает от ударного фронта  $S$ . В этом заключается качественное отличие двухтемпературной лазерной ситуации от “короткого удара” [17], когда процесс затухания УВ начинается сразу после короткого удара при  $t = 0$ . Указанное пространственное разделение волны разрежения и УВ на начальной и средней  $t \sim t_s$  стадиях связано со сверхзвуковой электронной тепловой волной, распространяющейся в металл на короткой (2–3 пс) стадии двухтемпературной релаксации [16]. Вследствие быстрого прогрева слоя толщиной  $d_T$  движение УВ начинается не с границы  $x = 0$ , а гораздо

правее на глубине  $\sim d_T$ . Вопрос об опрокидывании волны сжатия и формировании УВ рассмотрен в работах [7, 18]. С этим процессом связано существование остатков волны сжатия перед и за фронтом УВ S на рис.4.

Нас интересуют пластические явления в металле при лазерном воздействии. Этим обусловлен выбор участка течения, показанного на рис.4 и 5. Пластический участок между метками M и R находится правее фронта плавления (метка M) и левее УВ S. Спрашивается, следует ли пластическая граница R вслед за упругим ударным фронтом S? Оказывается, что это не так. Пластический участок, окаймляющий слой расплава, формируется на короткой двухтемпературной стадии. После этого границы M и R практически неподвижны относительно вещества. Следовательно, метка R не является фронтом пластической УВ, которая бы вместе с упругой УВ S впереди образовывала бы двухволновую или двухзонную конфигурацию из предвестника и пластической УВ. Кроме неподвижности границы R на это указывает отсутствие подъема давления слева от метки R. Таким образом, несмотря на то, что в сжатом кристалле R-S сдвиговое напряжение  $\tau$  составляет почти четверть (!) от модуля сдвига  $G$ , УВ S распространяется в упругом режиме – расщепления на упругий предвестник и пластическую УВ не происходит.

Толщина пластического участка M-R составляет  $\approx 75$  нм. Граница R примерно совпадает с правой границей слоя прогрева, сформированного за счет электронной теплопроводности на двухтемпературной стадии. На это указывает положение метки R относительно профиля температуры на рис.5. Сжимаемость пластически деформированного кристалла больше, чем сжимаемость одноосно сжатого кристалла. Поэтому при равном давлении плотность пластической фазы выше. С этим обстоятельством связано появление заметного повышения плотности на границе R, см. рис.4. На пластическом участке сдвиговое напряжение  $\tau$  снижается до малых значений и даже меняет знак. На границе M фронта плавления эти остаточные напряжения полностью исчезают.

**Заключение.** Работа посвящена исследованию ультракоротких УВ в металле, облучаемом фемтосекундным лазером. Объяснены высокая скорость распространения УВ и отсутствие упругого предвестника в эксперименте [8]. Показано, что эти явления связаны с достаточно продолжительным существованием метастабильного кристалла при большой одноосной деформации. Выявлено, что на субмикронных и микронных масштабах кристалл выдерживает ог-

ромные сдвиговые напряжения без развития дислокаций и обусловленных этим пластических деформаций. Факт существования метастабильного эластического состояния кристалла подтверждается с помощью МД моделирования.

Авторы благодарят Российский фонд фундаментальных исследований (грант # 10-02-00434-а). Работа В.Ж. была поддержана NSF грант # DMR-1008676. Моделирование было проведено на NSF TeraGrid суперкомпьютерах Ranger и Kraken.

1. *Физические величины, Справочник*, под редакцией И.С. Григорьева и Е.З. Мейлихова, М.: Энергоатомиздат, 1991.
2. A. V. Bushman, G. I. Kanel', A. L. Ni, and V. E. Fortov, *Intense dynamic loading of condensed matter*, Taylor & Francis Translation, 1993.
3. <http://teos.ficp.ac.ru/rusbank/>
4. J. R. Asay and M. Shahinpoor, Eds., *High-Pressure Shock Compression of Solids*, Springer, 1993.
5. G. I. Kanel', S. Razorenov, and V. E. Fortov, *Shock-Wave Phenomena and the Properties of Condensed Matter*, Springer, 2004.
6. Г.И. Канель, В.Е. Фортов, С.В. Разоренов, *Успехи физ. наук* **177**, 809 (2007).
7. V. V. Zhakhovskii, N. A. Inogamov, Yu. V. Petrov et al., *Appl. Surf. Sci.* **255**, 9592 (2009).
8. С.И. Ашитков, М.Б. Агранат, Г.И. Канель и др., *Письма в ЖЭТФ представлено в редакцию*, (2010).
9. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Гидродинамика*, М.: Наука, 1986.
10. V. V. Zhakhovsky, M. M. Budzevich, N. A. Inogamov et al., submitted in *Phys. Rev. Lett.* (2010).
11. D. S. Moore, K. T. Gahagan, J. H. Reho et al., *Appl. Phys. Lett.* **78**, 40 (2001).
12. D. J. Funk, D. S. Moore, S. D. McGrane et al., *Thin Solid Films* **453-454**, 542 (2004).
13. V. V. Temnov, K. Sokolowski-Tinten, P. Zhou, and D. von der Linde, *J. Opt. Soc. Am. B* **23**, 1954 (2006).
14. М.Б. Агранат, Н.Е. Андреев, С.И. Ашитков и др., *Письма в ЖЭТФ* **85**, 328 (2007).
15. М.Б. Агранат, С.И. Анисимов, С.И. Ашитков и др., *Письма в ЖЭТФ* **91**, 517 (2010).
16. N. A. Inogamov, V. V. Zhakhovskii, S. I. Ashitkov et al., *Appl. Surf. Sci.* **255**, 9712 (2009); arXiv:0812.2965v1[physics.optics].
17. Я. Б. Зельдович и Ю. П. Райзер, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических процессов*, М.: Наука, 1966.
18. B. J. Demaske, V. V. Zhakhovsky, N. A. Inogamov, and I. I. Oleynik, *Phys. Rev. B* **82**, 064113 (2010).