

## ИССЛЕДОВАНИЕ УДАРНО-ВОЛНОВЫХ ЯВЛЕНИЙ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ВОЗДЕЙСТВИЕМ

*П. С. Комаров, С. И. Ашитков, М. Б. Агранат, Г. И. Канель*

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, 125412

В пикосекундном временном диапазоне проведены исследования ударно-волновых явлений, генерируемых фемтосекундными лазерными импульсами в пленочных образцах железа субмикронной толщины. Для измерения истории смещения тыльной поверхности испытываемых образцов применялась интерферометрическая методика непрерывной регистрации с использованием частотно-модулированных диагностических импульсов. Зарегистрировано расщепление ударной волны на упругую и пластическую с напряжением сжатия за фронтом упругого предвестника до 27.5 ГПа. Измеренные значения сдвиговой и откольной прочности железа составили 7.9 ГПа и 20.3 ГПа соответственно, что сопоставимо с расчетными значениями идеальной прочности на сдвиг и растяжение.

Известно, что при увеличении скорости растяжения [1] увеличивается сопротивление материалов разрушению, что связано с ограниченной скоростью образования и роста несплошностей. Существует предельно возможное значение прочности («идеальная» прочность), приблизиться к которой в ударно-волновых экспериментах можно увеличивая скорость деформирования вещества, что может быть достигнуто либо увеличением амплитуды ударной нагрузки, либо уменьшением ее длительности. Ранее были проведены исследования [2–8] ударно-волновых явлений в пленочных образцах алюминия, генерируемых фемтосекундными лазерными импульсами, которые показали возможность реализации в этих условиях сдвиговых и растягивающих напряжений, близких к предельно возможным [9–12] значениям сдвиговой и объемной прочности.

Величина идеальной прочности при растяжении соответствует величине отрицательного давления, по достижению которого объемный модуль принимает нулевое значение ( $dp/dV = 0$ ). При этом состоянии с нулевым объемным модулем соответствуют спинодали конденсированного вещества [9] и, должны быть недостижимы в реальных экспериментах. Идеальная прочность на сдвиг определяется как величина сдвигового напряжения, необходимого для зарождения дислокаций и образования дефектов упаковки в совершенном кристалле без участия тепловых флуктуаций [10]. Другое определение идеальной сдвиговой прочности связывает последнюю с фононной неустойчивостью кристаллической решетки [11, 12].

В докладе представлены результаты экспериментальных исследований эволюции ударных волн в железе, которое имеет менее плотную и более жесткую объемно-центрированную кубическую кристаллическую структуру по сравнению с алюминием, исследования которого мы проводили ранее [2–8]. При давлении 13 ГПа железо претерпевает полиморфное превращение  $\alpha \rightarrow \epsilon$ , и  $\epsilon$ -фаза высокого давления имеет гексагональную плотноупакованную структуру.

В последние годы для непрерывной одноимпульсной диагностики ударно-волновых явлений в пикосекундном временном диапазоне интенсивно развиваются методы спектральной интерферометрии с применением частотно-модулированных (чирпированных) диагностических импульсов [13–15]. Большинство современных мощных фемтосекундных систем используют принцип усиления чирпированных импульсов (CPA – Chirped Pulse Amplification) [16]. Данный принцип заключается в том, что фемтосекундный импульс после задающего оптического генератора сначала растягивается во времени временным расширителем (стретчером), потом усиливается в усилителе мощности и далее сжимается временным компрессором примерно до первоначальной длительности. В случае временного расширителя на дифракционных решетках (что имеет место в используемой фемтосекундной лазерной системе) чирпированный импульс обладает линейной частотной модуляцией, когда несущая частота излучения пропорциональна текущему моменту времени (положительный чирп).

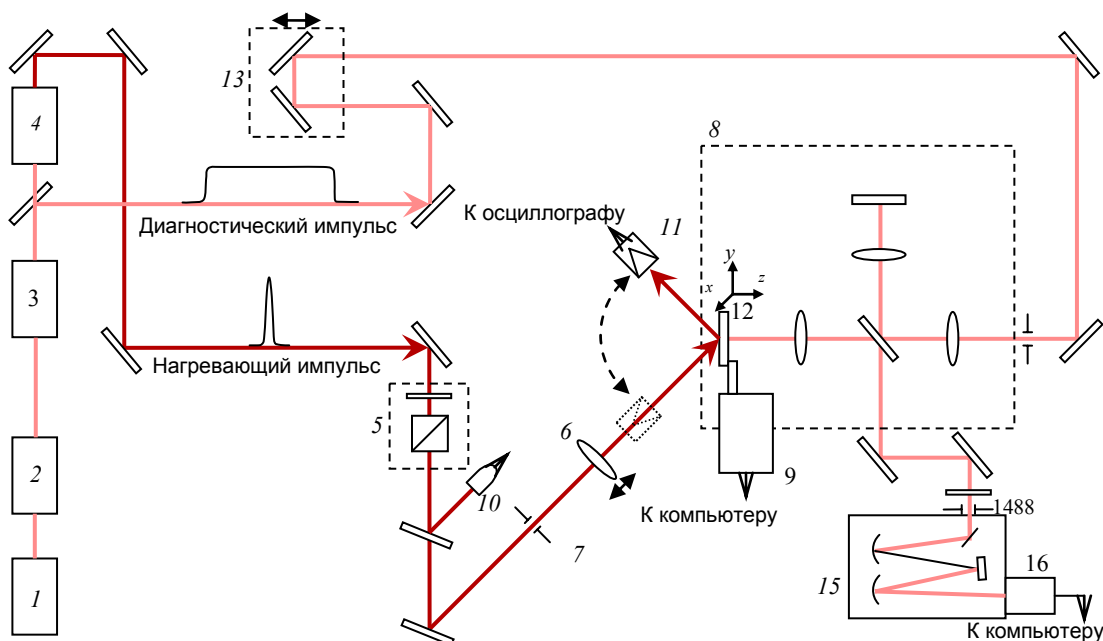


Рис. 1. Оптическая схема измерений: 1 – задающий генератор, 2 – стретчер, 3 – регенеративный усилитель, 4 – оптический компрессор, 5 – ослабитель энергии, 6 – фокусирующая линза, 7 – ирисовая диафрагма, 8 – интерферометр Майкельсона, 9 – моторизированный мишеньный узел, 10 – фотодиод, 11 измеритель энергии, 12 – мишень, 13 – линия задержки, 14 – входная щель спектрографа, 15 – спектрограф, 16 – ПЗС камера

Для проведения исследований использовалось излучение фемтосекундной лазерной системы. Часть chirпированного импульса длительностью около 200 пс с помощью делителя отводилась из лазерного тракта перед компрессором и направлялась в оптическую схему измерений для подсветки интерферометра Майкельсона. Перед регистрирующей ПЗС камерой находился дифракционный спектрометр Черни – Тернера. После компрессора основная часть усиленного фемтосекундного импульса, синхронизованного во времени с диагностическим импульсом, воздействует на мишень, генерируя в ней импульс ударного сжатия. На выходе спектрометра ПЗС камера регистрирует интерферограмму. Кадр представляет собой распределение интенсивности, в котором по одной координате представлен спектр диагностического импульса, а по другой распределение интенсивности вдоль входной щели спектрометра. В случае зондирующего импульса с линейной частотной модуляцией регистрируемая длина волны  $\lambda$  линейно зависит от времени  $t$ . Результатом обработки экспериментальных интерферограмм является пространственно-временная развертка изменения фазы  $\Delta\psi(y, t)$  зондирующего импульса, характеризующая динамику величины смещения  $\Delta z$  поверхности образца во времени  $t$  с разрешением по одной пространственной координате  $y$  в плоскости образца. Временное разрешение определяется

величиной спектрального разрешения, т. е. шириной изображения входной щели и дисперсией спектрометра.

Для нагрева мишени используется большая часть лазерного излучения, которая после прохождения оптического компрессора фокусируется линзой с фокусным расстоянием 100 мм на мишень. Путем изменения расстояния между решетками компрессора длительность оптических импульсов  $\tau_L$  могла варьироваться от 40 фс до 150 фс. Возможность изменения длительности  $\tau_L$  может в ряде случаев служить для оптимизации режима лазерного воздействия на мишень, в том числе для избежания оптического пробоя за счет снижения пиковой интенсивности излучения. Энергия нагревающих импульсов варьировалась в пределах трех порядков величины с помощью поляризатора и полуволновой пластины (рис. 1). Система фокусировки обеспечивала гауссово пространственное распределение плотности энергии  $F(x, y)$  в фокусе на мишени с характерным радиусом  $r_0 = 18 - 30$  мкм по уровню  $e^{-1}$ . Данный пространственный размер области воздействия обеспечивает одномерный характер деформаций в исследуемом временном диапазоне. Энергии нагревающих импульсов  $E$  измерялась калиброванным фотодиодом (10). Калибровка фотодиода осуществлялась с помощью измерителя энергии Sigma (Coherent, США) (11), который вводился в

пучок непосредственно перед мишенью (12). Амплитуда сигнала фотодиода, пропорциональная энергии лазерного импульса, регистрировалась цифровым осциллографом Tehtronix TDS-3052.

Максимально достижимая энергия импульсов на мишени в данной схеме измерений составила  $E \approx 160$  мкДж. При данном значении  $E$  максимальная интенсивность  $I$  в фокальном пятне могла достигать  $\sim 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> и превышать величину порога оптического пробоя, который ведет к экранировке поверхности мишени от падающего излучения. Измерения проводились при меньшей энергии импульсов ниже порога возникновения оптического пробоя.

Перемещение образца по трем взаимно перпендикулярным направлениям XYZ с максимальной величиной перемещения 20 мм по каждой из координат и шагом 1,25 мкм осуществлялось с помощью моторизованного мишенного узла (9). Для диагностики ударно-волновых явлений использовались частотно-модулированные (чирпированные) импульсы длительностью около 300 пс с центральной длиной волны излучения  $\lambda_0 = 795$  нм и шириной спектра  $\Delta\lambda = 40$  нм. Оптическая линия задержки (13) служит для точного согласования времени воздействия на мишень нагревающего лазерного импульса и подсветки тыльной поверхностью зондирующим импульсом. Механическая линия задержки позволяет изменять величину временной задержки между нагревающим и зондирующим импульсами в диапазоне значений  $\Delta t = 0 \div 2$  нс с шагом 8 фс.

Разложение в спектр частотно-модулированного сигнала с выхода интерферометра про-

дилось с помощью дифракционного спектрометра Acton-2300i, собранного по схеме Черни – Тернера с фокусным расстоянием 300 мм. Используемый в настоящей измерительной схеме спектрометр был укомплектован дифракционной решеткой 600 штр/мм, используя которую при данных параметрах схемы непрерывная регистрация динамики смещения осуществлялась во временном диапазоне  $\Delta t_1 = 0 - 230$  пс. с временным разрешением  $\delta t_1 \approx 1$  пс. Применяемый Фурье-анализ двумерных интерферограмм обеспечивает погрешность измерения величины смещения на уровне  $\delta z \approx 1$  нм.

В эксперименте регистрировались три интерферограммы: интерферограмма поверхности образца до воздействия (*начальная*), интерферограмма поверхности в момент выхода ударной волны (*временная*) и интерферограмма после окончания ударно-волнового процесса – спустя

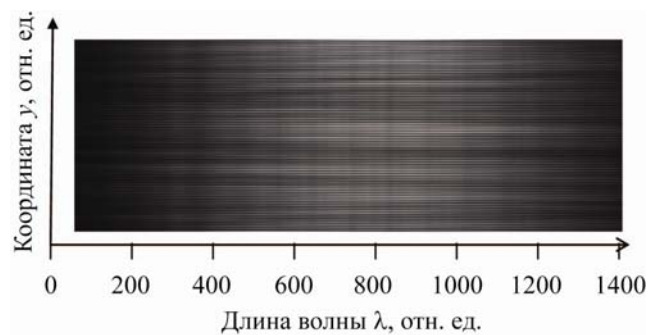


Рис. 2. Интерферограмма поверхности мишени, регистрируемая ПЗС камерой на выходе спектрометра (дифракционная решетка 600 штр/мм) при подсветке интерферометра частотно-модулированным (чирпированным) импульсом с центральной длиной волны 795 нм

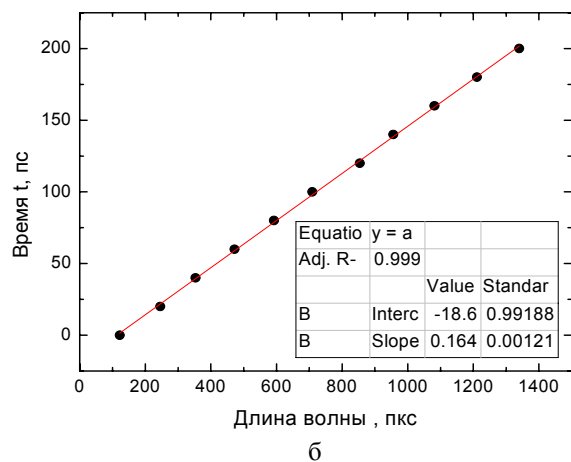
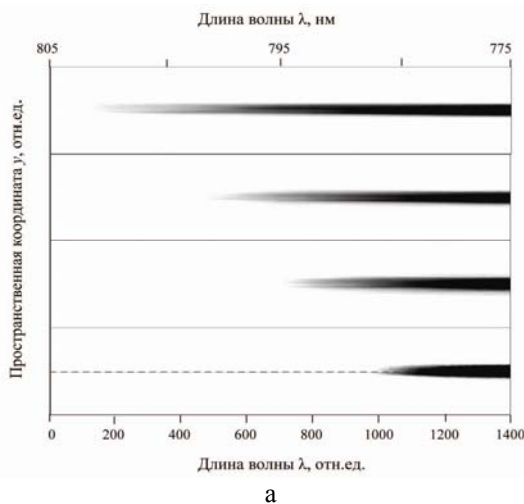


Рис. 3. Двумерные распределения фазы  $\Delta\psi(y, \lambda)$  для различной величины временной задержки между нагревающим и зондирующим импульсами (а); калибровочная кривая  $t(\lambda)$  для дифракционной решетки спектрометра с периодом штрихов 600 штр/мм (маркеры – эксперимент; линия – линейная аппроксимация). Нулевой момент времени выбран произвольно (б)

примерно несколько секунд после воздействия (финальная). На рис. 2 в качестве примера приведена начальная интерферограмма тыльной поверхности мишени.

Калибровка временной шкалы осуществлялась путем изменения временного интервала  $\Delta t$  между приходом на мишень нагревающего и зондирующего импульсов с помощью оптической линии задержки (13). На рис. 3а в качестве примера приведен ряд распределений фазы  $\Delta\psi(y, \lambda)$  полученных после Фурье-анализа интерферограмм, регистрируемых на выходе спектрометра при различной временной задержке  $\Delta t$ .

На рис. 3б приведен калибровочный график для дифракционной решетки с периодом 600 штр/мм, устанавливающий соответствие между регистрируемой длиной волны  $\lambda$  и текущим моментом времени  $t$  в частотно модулированном диагностическом импульсе.

Временное разрешение методики  $\delta t$  определяется спектральным разрешением спектрометра, которое в свою очередь зависит от рабочей ширины входной щели и дисперсии, определяемой типом решетки и фокусным расстоянием оптической системы. Измеренная ширина изображения щели  $\delta x$  (рис. 4) на уровне  $0,5 I_{\max}$  составила

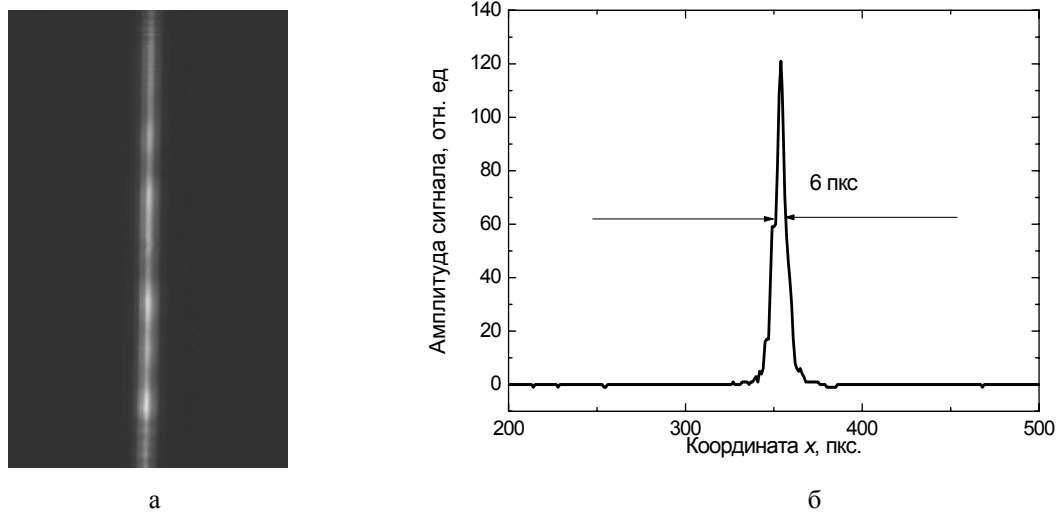


Рис. 4. Изображение входной щели спектрометра на ПЗС камере (а) и пространственный профиль распределения интенсивности вдоль оси  $x$  (б)

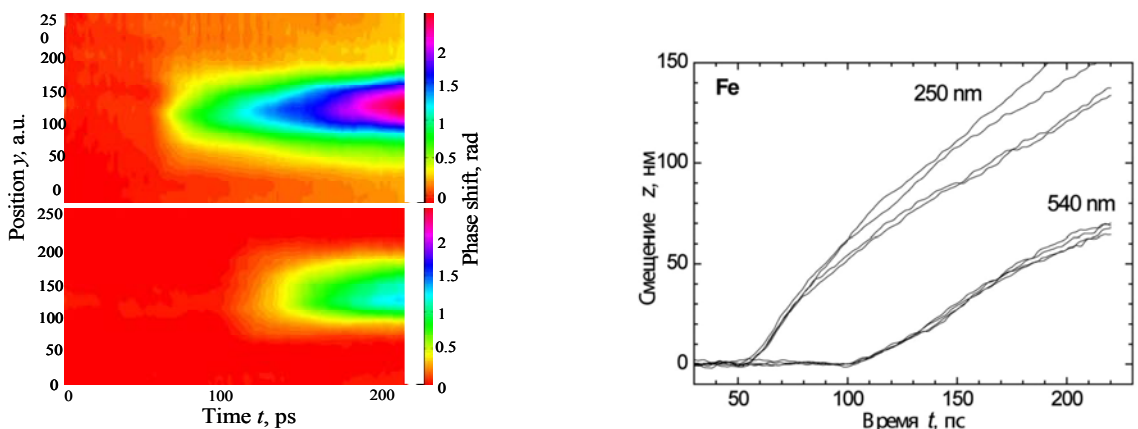


Рис. 5. Пространственно-временные распределения фазы диагностического частотно-модулированного импульса при выходе импульса ударного сжатия на тыльную свободную поверхность образцов железа толщиной 250 нм и 540 нм (а); волновые профили смещения  $z(t)$  для пленочных образцов железа различной толщины (б); лазерный импульс:  $\tau_L = 100$  фс,  $\lambda = 795$  нм, плотность энергии в лазерного излучения в центре фокального пятна

$$F_0 = 3 \text{ Дж/см}^2.$$

$\delta x \approx 2,5$  мкм. Отсюда, используя результаты временной калибровки, имеем величину временного разрешения  $\delta t \approx 1$  пс.

Анализ интерферограмм позволяет получить информацию о динамике движения поверхности мишени. Измеряемая величина сдвига фазы  $\Delta\Psi$  связана с величиной смещения  $\Delta z$  посредством соотношения  $\Delta z = \Delta\Psi\lambda/4\pi$ .

На рис. 5а приведены измеренные в двух опытах для пленочных образцов железа различной толщины пространственно-временные распределения изменения фазы диагностического импульса  $\Delta\Psi(t, y)$ , описывающие пространственно неоднородное движение тыльной поверхности при выходе на нее импульса ударного сжатия, созданного фемтосекундным импульсом с пространственным гауссовым распределением интенсивности.

На рис. 5б приведены два семейства волновых профилей  $z(t)$  для образцов железа различной толщиной 250 нм и 540 нм при плотности энергии лазерного излучения  $F_0 = 3$  Дж/см<sup>2</sup>. Профили построены для центральной части области воздействия с интегрированием по пространственному интервалу  $\pm 2$  мкм, что соответствует диапазону вариации плотности энергии падающего излучения  $\Delta F / F_0 = 0,01$ .

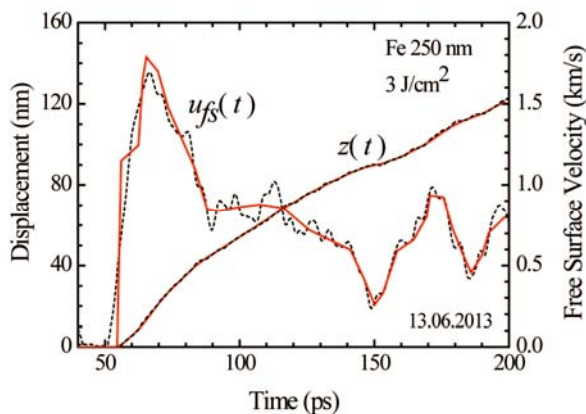


Рис. 6. Пример обработки одного из представленных на рисунке 4.4 (а) профилей смещения  $z(t)$  для образца толщиной  $d=250$  нм. Пунктирными линиями показаны измеренный профиль смещения и профиль скорости свободной поверхности, полученный дифференцированием сглаженного профиля  $z(t)$ . Сплошными линиями показаны результаты итерационной обработки

На рис. 6 приведен пример обработки профиля смещения. Профиль скорости свободной

поверхности  $u_{fs}(t)$  получен путем дифференцирования экспериментальной зависимости  $z(t)$  с последующей итерационной обработкой, в результате которой интеграл скорости наилучшим образом соответствует измеренной истории смещения.

На рис. 7 представлены усредненные профили скорости свободной поверхности  $u_{fs}(t)$  для пленочных образцов толщиной железа полученные из измеренных профилей смещения (рис. 5) по описанному выше алгоритму.

Скорость распространения ударной волны  $U_S$  на исследуемом участке определялась по измеренным интервалам времени  $\Delta t$  между моментами выхода ударной волны на поверхность образцов разной толщины из соотношения  $U_S = \Delta d / \Delta t$ , где  $\Delta d$  – разность толщин образцов.

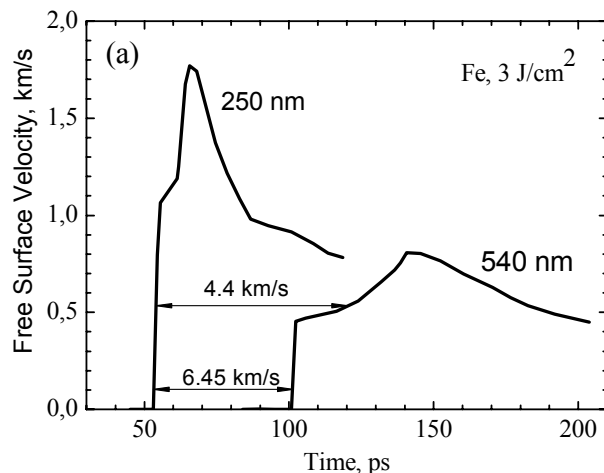


Рис. 7. Эволюция лазерно-индуцированной ультракороткой ударной волны сжатия по мере ее распространения в железе на субмикронной длине распространения; лазерный импульс:  $\tau_L=100$  фс,  $\lambda = 795$  нм,  $F_0 = 3$  Дж/см<sup>2</sup>

Для железа скорость фронта первой волны на участке от 250 нм до 540 нм в среднем по всей сумме проведенных опытов составила  $U_S = 6,45 \pm 0,2$  км/с. При этом скорость поверхности  $u_{fs}$  за первой ударной волной по мере распространения уменьшается от  $1,06 \pm 0,06$  км/с на расстоянии 250 нм до  $0,45 \pm 0,03$  км/с на расстоянии 540 нм.

С использованием средних значений массовой скорости за фронтом предвестника и скорости его распространения, а также продольной скорости

звука при нулевом давлении  $c_s$ , была построена метастабильная ударная адиабата железа в виде  $U_S = 5,97 + 1,2 u_p$  км/с.

Напряжения сжатия за фронтом упругого предвестника определялось из соотношения:

$$\sigma_{HEL} = \rho_0 U_S u_p, \quad (1)$$

где  $\rho_0$  — плотность материала.

Соответствующие значения  $\sigma_{HEL}$  для железа ( $\rho_0 = 7,86$  г/см<sup>3</sup>) найдены равными  $27,5 \pm 2,5$  ГПа и  $11,0 \pm 1$  ГПа на расстояниях 250 нм и 540 нм соответственно.

На рис. 8 наряду с метастабильной ударной адиабатой железа также нанесены равновесные адиабаты  $\alpha$ -фазы низкого давления и ударная адиабата с переходом в  $\epsilon$ -фазу высокого давления.

По отклонению состояния за фронтом предвестника от равновесной адиабаты определена величина максимального напряжения сдвига  $\tau$  из соотношения [17, 18]:

$$\sigma_z(V) - p(V) = \frac{4}{3} \tau, \quad (2)$$

где  $\sigma_z$  — продольное напряжение упругого сжатия. Полученные максимальные значения напряжения сдвига  $\tau$  составили 7,9 ГПа для железа.

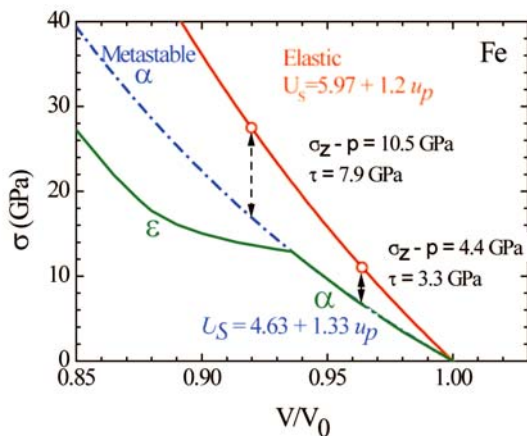


Рис. 8. Параметры состояния железа за фронтом упругого предвестника

Отражение импульса сжатия от свободной поверхности образца приводит к возникновению в нем растягивающих напряжений. В случае превышения величины растягивающий напряжений прочности материала  $\sigma_{spall}$ , в образце образуется разрушение (откол) [18, 19]. Релаксация напряжений при разрушении приводит к образованию вто-

ричной волны сжатия — так называемого откольного импульса, которая, достигая свободной поверхности, приводит ко второму возрастанию ее скорости. Величина растягивающего напряжения непосредственно перед разрушением определяется по декременту скорости  $\Delta u_{fs}$  между ее максимальным значением и значением перед откольным импульсом. В акустическом приближении, когда вклад нелинейности сжимаемости вещества незначителен, метод характеристик дает простую формулу для расчета величины откольной прочности  $\sigma_{spall} = \rho_0 c \Delta u_{fs} / 2$ , где  $c$  — 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  $\sigma_z - u_p$  в область отрицательных давлений, что приводит к соотношению:

$$\sigma_{spall} = \frac{1}{2} \rho_0 (c_0 - b \Delta u_{fs} / 2) \Delta u_{fs}, \quad (3)$$

где  $c_0$  и  $b$  — коэффициенты линейного выражения для ударной адиабаты  $U_S = c_0 + b u_p$ .

С учетом упругопластических эффектов расчетная формула в линейном приближении для импульсов нагрузки треугольного профиля принимает вид [20, 21]:

$$\sigma_{spall} = \rho_0 c_l \Delta u_{fs} \frac{1}{1 + c_l / c_b}, \quad (4)$$

где  $c_b$  — объемная скорость звука.

Скорость деформирования вещества определяется, как скорость расширения вещества в разгрузочной части падающего импульса сжатия:

$$\dot{\epsilon} = \dot{V} / V_0 = \dot{u}_{fs} / 2c, \quad (5)$$

где  $\dot{u}_{fs}$  — скорость спада в разгрузочной части измеренного волнового профиля

На рис. 9 представлены полученные значения откольной прочности железа, они сопоставлены с результатами измерений при большей длительности ударной нагрузки [22–26].

В результате проведенных исследований было продемонстрирована высокая эффективность применения экспериментальной методики с применением частотно-модулированного импульса для диагностики для исследования ударно-волновых явлений в пикосекундном временном диапазоне.

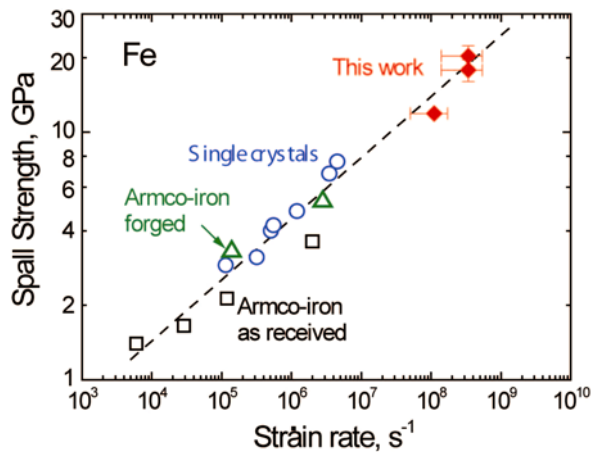


Рис. 9. Сопоставление результатов измерений откольной прочности железа, полученные в настоящей работе в пикосекундном диапазоне длительностей нагрузки ( $\blacklozenge$ ), с литературными данными при меньших скоростях деформирования

Измеренное максимальное значение сдвиговой прочности железа составило 7,2–7,5 ГПа, что практически совпадает со значением «идеальной» прочности на сдвиг [11, 27]. Также по данным измерений была определено значение откольной прочности, равное 20,3 ГПа, что также соизмеримо с величиной «идеальной» объемной прочности.

### Список литературы

1. Канель Г. И., Фортов В. Е., Разоренов С. В. // УФН, 2007. 177, 809.
2. Ашитков С. И., Агранат М. Б., Канель Г. И. и др. // Письма в ЖЭТФ, 2010. 92, 568.
3. Whitley V. H., McGrane S. D., Eakins D. E. et al. // Appl. Phys., 2011. 109, 013505.
4. Crowhurst J. C., Armstrong M. R., Knight K. B. et al. // Phys. Rev. Lett., 2011. 107, 144302.
5. Kadau K., Germann T. C., Lomdahl P. S. et al. // Phys. Rev. B, 2005. 72, 064120.
6. Demaske B. J., Zhakhovsky V. V., Inogamov N. A. et al. // Phys. Rev. B, 2013. 87, 054109.
7. Smith R.F., Eggert J.H., Rudd R.E. et al. // J. Appl. Phys., 2011. 110, 123515.
8. Ashitkov S.I., Agranat M.B., Kanel G.I., and Fortov V.E. AIP Conf. Proc., 2012. 1426, 1081.
9. Скрипов В. П. Метастабильная жидкость. М.: Наука, 1972. С. 312.

10. Jahnátek M., Hafner J., and Krajčí M. // Phys. Rev. B, 2009. 79, 224103.
11. Clatterbuck D. M., Krenn C. R., Cohen M. L. et al. // Phys. Rev. Lett. 2003. 91, 135501.
12. Kimminau G., Erhart P., Bringa E.M. et al. // Phys. Rev. B, 2010. 81, 092102.
13. Single-shot spectral interferometry with chirped pulses / J.P. Geindre, P. Audebert, S. Rebibo, and J.C. Gauthier // Opt. Lett. 2001. Vol. 26, № 20. P. 1612–1614.
14. Ultrafast dynamic ellipsometry of laser ablated silicon / C. A. Bolme, S. D. McGrane, D. S. Moore, and D. J. Funk // Proc. of SPIE. – 2008. Vol. 7005. P. 70050M.
15. Динамика деформации и откольная прочность алюминия при однократном воздействии фемтосекундного лазерного импульса / С. И. Ашитков, П. С. Комаров, А. В. Овчинников и др. // Квантовая электроника. 2013. Т. 43, № 3. С. 242–245.
16. Крюков П. Г. Лазеры ультракоротких импульсов / П. Г. Крюков // Квантовая электроника. – 2001. Т. 31, № 2. С. 95–119.
17. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Москва, Наука, 1966.
18. Kanel G. I., Razorenov S. V., Fortov V. E. Shock-Wave Phenomena and the Properties of Condensed Matter. Springer, New York, 2004. pp. 320.
19. Kanel G. I. Fatigue & Fracture of Engineering Materials and structures, 1999. 22 (11), 1011.
20. Канель Г. И. // ПМТФ, 2001. 42, 194.
21. Степанов Г. В. // Проблемы прочности, 1976. 8, 66.
22. Kanel G. I., Razorenov S. V. and Fortov V. E. Mech. Solids. 2005. 40(4), 69.
23. Разоренов С. В., Канель Г. И., Фортов В. Е. // Физ. металлов и металловедение, 2003. 95, 91.
24. Kanel G. I., Razorenov S. V., Utkin A. V. et al. High-Pressure Science and Technology - 1993. Ed.: S.C. Schmidt, J.W. Shaner, G.A. Samara, M. Ross. American Institute of Physics, New York, AIP Conference Proceedings 309, p. 1043.
25. Kanel G. I., Razorenov S. V., Baumung K. et al. // J. Appl. Phys. 2001. 90, 136.
26. Moshe E., Eliezer S., Henis Z. et al. // Appl. Phys. Letters, 2000. 76, 1555.
27. Ogata S. J., Li N., Hirotsaki Y., Shibutani S. Yip. // Phys. Rev. B, 2004. 70, 104104.