

07

Сопротивление деформированию и разрушению железа в широком диапазоне скоростей деформации

© Г.И. Канель¹, С.В. Разоренов², Г.В. Гаркушин², С.И. Ашитков¹, П.С. Комаров¹, М.Б. Агранат¹

¹ Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

² Институт проблем химической физики РАН, Черноголовка, Россия

E-mail: garkushin@icp.ac.ru

(Поступила в Редакцию 16 января 2014 г.)

Результаты измерений затухания упругого предвестника в железе на расстояниях от 0.13 до 10 mm и откольной прочности образцов этой толщины сопоставлены с подобными данными для нанометровых пленочных образцов. Затухание описано единой зависимостью, дифференцированием которой получено соотношение между начальной скоростью пластической деформации в диапазоне от 10^3 до 10^9 s^{-1} и напряжением сжатия в упругой ударной волне от 1.5 до 27.5 GPa. Динамическая прочность на разрыв (откольная прочность) варьируется в этом диапазоне длительностей ударно-волновой нагрузки от 1.5 до 20 GPa.

Работа выполнена при поддержке Государственной корпорации „Росатом“ в рамках Государственного контракта Н.4х.44.90.13.1111 от 16.05.2013 г.

1. Введение

Исследования температурных зависимостей сопротивления деформированию и разрушению металлов и сплавов при высоких скоростях деформирования позволяют изучить основные закономерности движения носителей пластической деформации — дислокаций, выявить определяющие факторы и закономерности формирования и развития поврежденностей в материале. Эти сведения нужны для понимания механизмов локализации деформации в полосах адиабатического сдвига, оптимизации режимов механической обработки материалов, а также для решения задач высокоскоростного удара и пробивания.

Известно, что напряжение течения кристаллических твердых тел возрастает с увеличением скорости нагружения. Для многих кристаллических тел эта зависимость резко усиливается с превышением скорости деформирования $10^3 - 10^4 \text{ s}^{-1}$, что интерпретируется как следствие изменения механизма движения дислокаций [1,2]. При малых скоростях деформирования дислокации преодолевают препятствия в результате совместного действия приложенного напряжения и тепловых флуктуаций. Вследствие этого увеличение температуры сопровождается понижением предела текучести материалов. Для деформирования с высокой скоростью необходимо приложить более высокие напряжения. При достаточно большой скорости деформирования действующие напряжения оказываются настолько высокими, что дислокации оказываются способными преодолевать препятствия без дополнительного вклада тепловых флуктуаций. При этом доминирующим механизмом торможения становится фононная вязкость. Поскольку фононная вязкость пропорциональна темпе-

ратуре, при очень высоких скоростях деформирования можно ожидать линейного возрастания напряжения течения с увеличением температуры [3]. При достаточно большом напряжении, называемом „идеальной“ или „предельной“ сдвиговой прочностью, материал должен терять устойчивость по отношению к сдвиговым напряжениям и может деформироваться без какого-либо вклада дислокаций. Величина τ_{id} идеальной сдвиговой прочности пропорциональна модулю сдвига G и по разным оценкам составляет $\tau_{id} \approx G/10 \dots G/2\pi$. Соотношение вкладов термофлуктуационного и надбарьерного механизмов движения дислокаций в зависимости от температуры и скорости деформирования иллюстрируется на рис. 1.

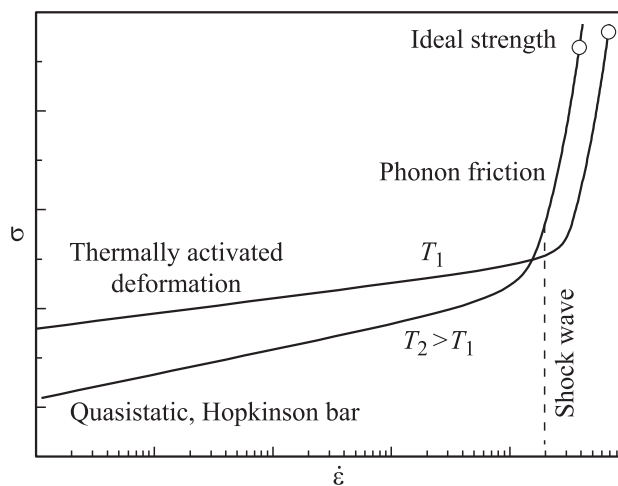


Рис. 1. К пояснению механизмов температурно-временных зависимостей предела текучести.

Высокоскоростное разрушение твердых тел и жидкостей при растяжении происходит путем зарождения, роста и слияния многочисленных несплошностей в материале. Поскольку скорость этих процессов ограничена и зависит от величины приложенного напряжения, предистории и других факторов, сопротивление разрушению возрастает по мере увеличения реализуемой общей скорости разрушения. Существует предельно возможное значение сопротивления разрушению, называемое идеальной прочностью и соответствующее состоянию на спинодали вещества, при котором потеря сплошности твердого тела или жидкости должна происходить мгновенно. Величина идеальной прочности на разрыв определяется путем *ab initio* расчетов или экстраполяцией уравнения состояния в область отрицательных давлений до минимума $dp/dV = 0$ на изотерме или из энтропии вещества [4].

Исследования механических свойств материалов в субмикросекундном диапазоне длительностей воздействия при скоростях деформирования $> 10^3 \text{ s}^{-1}$ проводятся в условиях ударно-волнового нагружения испытуемых образцов. Измерения основываются на том факте, что структура волн и динамика волновых взаимодействий определяются, помимо термодинамического уравнения состояния вещества, процессами упруго-пластического деформирования и разрушения в материале [5,6].

С появлением мощных фемтосекундных лазеров стало возможным изучение поведения материалов при предельно высоких скоростях приложения механической нагрузки. Результаты первых исследований [7–13] ударно-волновых явлений в тонкопленочных образцах алюминия, генерируемых фемтосекундными лазерными импульсами, выявили возможность реализации в этих условиях сдвиговых и растягивающих напряжений, близких к предельно возможным („идеальным“) значениям сдвиговой и объемной прочности. В экспериментах с алюминием найдено, что полученные разными способами наборы экспериментальных данных в широком диапазоне длительностей нагрузки описываются единой степенной зависимостью сопротивления деформированию от скорости пластической деформации [14]. Для других металлов столь широкогодиапазонных систематических измерений ранее не проводилось.

Для восполнения этого пробела в рамках данной работы проведены измерения эволюции упруго-пластических волн ударного сжатия в железе на образцах толщиной от $0.25 \mu\text{m}$ до 10 mm . Выбор железа определяется тем, что оно имеет кристаллическую структуру о.ц.к., отличную от исследовавшихся подобным образом ранее, а также наличием большого объема литературных данных по поведению железа при ударном сжатии. Железо было первым объектом исследований затухания упругих предвестников ударного сжатия и релаксации напряжений из-за развития пластической деформации за фронтом упругого предвестника [15].

2. Материал и постановка экспериментов

Эксперименты с вырезанными из прутка образцами железа Армко толщиной от 0.13 до 10 mm проведены по обычной методике ударно-волновых измерений. Ударное сжатие образцов осуществлялось детонацией плоско-волнового генератора (взрывной линзы), отделенной от образца медным экраном толщиной 20 mm . Дополнительно в образцах толщиной 5 и 9 mm плоская ударная волна возбуждалась ударом алюминиевой пластины толщиной 2 mm , разогнанной с помощью взрывного устройства до скорости $700 \pm 30 \text{ m/s}$. С использованием лазерного Доплеровского измерителя скорости VISAR в экспериментах осуществлялась непрерывная регистрация скорости свободной тыльной поверхности образца u_{fs} в процессе выхода на нее импульса ударного сжатия. Разрешающая способность этих измерений составляла примерно 1 ns .

3. Результаты измерений

На рис. 2 представлен типичный профиль скорости свободной поверхности, измеренный в опыте с образцом толщиной 8.8 mm . Из-за резкого изменения сжимаемости при переходе от упругого к пластическому деформированию ударная волна разделилась на упругий предвестник и следующую с меньшей скоростью пластическую ударную волну [5,6]. Напряжение сжатия на фронте предвестника, называемое динамическим пределом упругости (HEL в английской аббревиатуре), связано с пределом текучести материала σ_T соотношением (1)

$$\sigma_T = \frac{3}{2} \sigma_{\text{HEL}} (1 - c_b^2/c_l^2), \quad (1)$$

где c_l, c_b — продольная и объемная скорости звука соответственно. Дополнительная ступенька RR в ча-

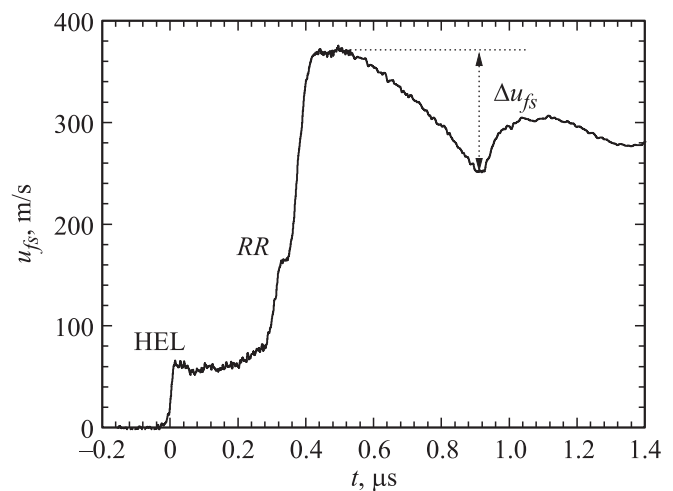


Рис. 2. Профиль скорости свободной поверхности образца Армко-железа толщиной 8.8 mm при ударе алюминиевой пластины толщиной 2 mm со скоростью 700 m/s .

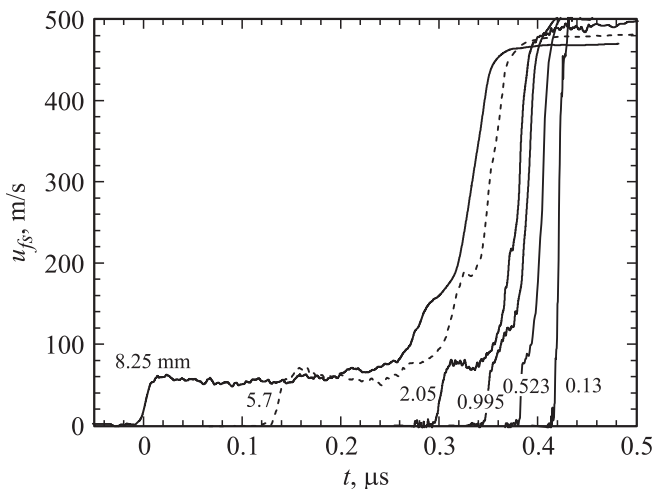


Рис. 3. Фронтальные части профилей скорости свободной поверхности образцов железа Армко различной толщины. Ударная волна возбуждалась детонацией плосковолнового генератора (взрывной линзы).

сти волнового профиля, соответствующей пластической ударной волне, образовалась в результате переотражений упругого предвестника между свободной поверхностью и пластической ударной волной [16]. Отметим, что скорость поверхности в переотраженной волне существенно превышает ожидаемую удвоенную величину скорости поверхности за фронтом предвестника. При выбранном соотношении толщин ударника и образца условия нагружения вблизи свободной тыльной поверхности образца соответствуют началу затухания ударной волны под действием нагоняющей ее волны разрежения. После отражения импульса сжатия от свободной поверхности внутри образца генерируются растягивающие напряжения, в результате чего инициируется его разрушение — откол. Декремент скорости поверхности Δu_{fs} при ее спаде от максимума до значения перед фронтом откольного импульса пропорционален величине разрушающего напряжения — откольной прочности материала в данных условиях нагружения. В линейном (акустическом) приближении (2)

$$\sigma_{sp} = \frac{1}{2} \rho_0 c_b (\Delta u_{fs} + \delta), \quad (2)$$

где δ — поправка на искажение профиля скорости вследствие различия скоростей фронта откольного импульса и скорости пластической части падающей волны разгрузки перед ним [4].

На рис. 3 представлены фронтальные части волновых профилей ударного сжатия, измеренных с наносекундным временным разрешением на образцах железа Армко толщиной 0.1–10 mm. При довольно существенном разбросе параметров упругого предвестника, который, судя по литературным данным, характерен для железа, результаты измерений показывают его довольно слабое

затухание по мере распространения в этом диапазоне пройденных расстояний.

На рис. 4 приведены результаты измерений [17] параметров ударной волны, генерируемой в пленках железа толщиной 250 ± 5 nm и 540 ± 5 nm лазерным импульсом с длительностью $\tau = 150$ fs и плотности энергии в центре фокального пятна 3 J/cm^2 . Детали экспериментов описаны в [17,18]. Интерферометрическим методом с применением частотно-модулированной диагностики регистрировалось смещение свободной тыльной поверхности образца как функции времени с погрешностью порядка 1 nm по смещению и 1 ps по времени. Скорость фронта первой волны на участке от 250 до 540 nm в среднем по всей сумме проведенных опытов составила $U_s = 6.45 \pm 0.2 \text{ km/s}$. При этом скорость поверхности за первой ударной волной по мере распространения уменьшается от $1.06 \pm 0.06 \text{ km/s}$ на расстоянии 250 nm до $0.45 \pm 0.03 \text{ km/s}$ на расстоянии 540 nm.

Результаты измерений затухания упругой ударной волны в железе суммированы на рис. 5. Там же представлены данные работы [19]. Большой разброс экспериментальных данных, вероятно, объясняется значительным вкладом двойникования в высокоскоростную деформацию железа. Двойникование делает пластическую деформацию геометрически существенно неоднородной. Локальность измерений, определяемая фокусировкой зондирующего лазерного луча на поверхности образца, не превышает $100 \mu\text{m}$, что делает измерения чувствительными к различного рода неоднородностям процесса, что должно быть особенно заметно на малых толщинах, сравнимых с характерными размерами двойников.

Из рис. 5 видно, что затухание четко разделяется на два участка. Быстрое затухание и соответственно большие скорости пластической деформации за фронтом сильной упругой ударной волны имеют место при ее распространении на расстояниях до 20–40 μm , где на-

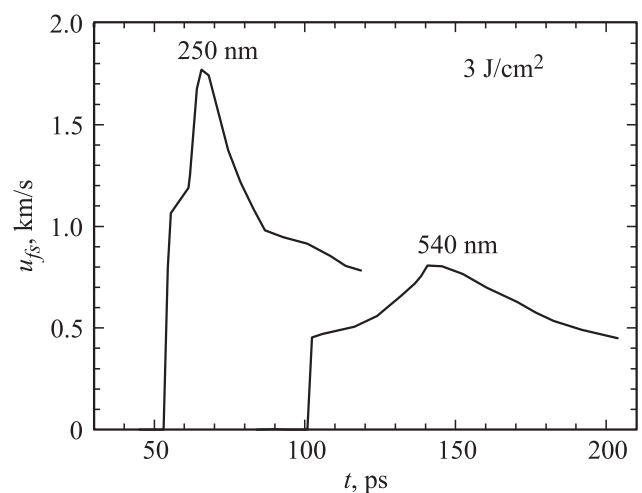


Рис. 4. Эволюция импульса сжатия, генерируемого в пленочных образцах железа лазерным импульсом фемтосекундного диапазона длительности.

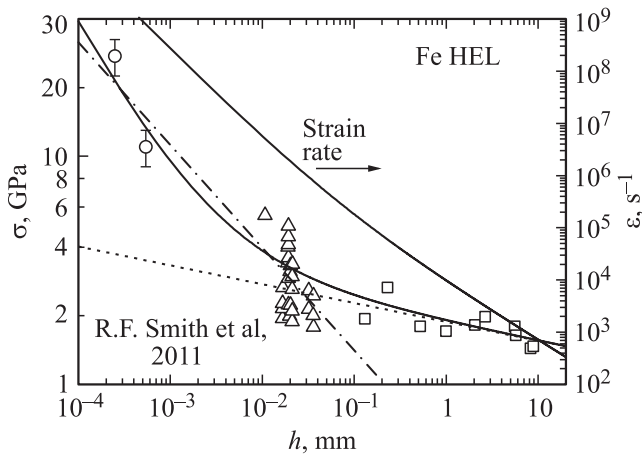


Рис. 5. Затухание упругого предвестника ударной волны в железе. Квадратными маркерами представлены результаты опытов, показанных на рис. 3, дополненные ранее опубликованными [20] данными; кружки — результаты опытов с фемтосекундными лазерными импульсами; треугольниками показаны данные [19]. Показан также результат расчета начальной скорости пластической деформации в зависимости от расстояния и соответственно напряжения сжатия в упругом предвестнике.

ряжение упругого ударного сжатия падает от 27.5 ± 2.5 до ~ 2.5 ГПа. При аппроксимации этого участка степенной функцией $\sigma_{HEL} = S_u(h/h_0)^{-\alpha}$, подобно тому как это делалось для алюминия [7,13,14], получаем показатель степени $\alpha \approx 0.45$, что близко к значениям этого параметра для алюминия ($\alpha \approx 0.3 \dots 0.6$ в зависимости от температуры [14,21]), серебра ($\alpha \approx 0.5 \dots 0.6$ [22]) и меди ($\alpha \approx 0.6$ [23]). Релаксация напряжений по мере дальнейшего распространения невелика. Для этого участка параметр $\alpha \approx 0.083$. По-видимому, полученные экспериментальные данные включают переход с высокоскоростной ветви общей зависимости на низкоскоростную ветвь (рис. 1). Для низкоскоростной зависимости не следует ожидать аномального роста динамического предела упругости с нагревом, что подтверждается результатами измерений [24]. Согласно этим данным динамический предел текучести уменьшается с нагревом примерно в той же степени, что и предел текучести при низкоскоростной деформации.

Затухание упругого предвестника связано со скоростью пластической деформации $\dot{\gamma}_p = (\dot{\epsilon}_x^p - \dot{\epsilon}_y^p)/2$ за его фронтом соотношением [25,26]

$$\left. \frac{d\sigma_x}{dh} \right|_{HEL} = \frac{4}{3} \frac{G\dot{\gamma}_p}{c_l}, \quad (3)$$

где $G = (3/4)\rho_0(c_l^2 - c_b^2)$ — модуль сдвига, c_l, c_b — продольная и объемная скорости звука, ρ_0 — плотность материала, σ_x — напряжение сжатия в направлении распространения волны, h — пройденное волной расстояние, $\dot{\epsilon}_x^p, \dot{\epsilon}_y^p$ — скорости пластических деформаций в направлении распространения волны и в поперечном направлении соответственно. Экспериментальные дан-

ные на рис. 5 приблизительно аппроксимируются единой зависимостью вида

$$\sigma_{HEL} = S_1(h/h_0)^{-\alpha_1} + S_2(h/h_0)^{-\alpha_2}, \quad (4)$$

где $h_0 = 1$ mm. Соответствующие значения максимальных сдвиговых напряжений равны $\tau_{HEL} = (3/4)\sigma_{HEL}(1 - c_b^2/c_l^2) = \sigma_{HEL}G/E'$, где $E' = \rho_0c_l^2$ — модуль продольной упругости. После подстановки эмпирической зависимости (4) в соотношение (3) получаем

$$\left. \frac{d\sigma}{dh} \right|_{HEL} = -\frac{S_1\alpha_1}{h_0} \left(\frac{h}{h_0} \right)^{-(\alpha_1+1)} - \frac{S_2\alpha_2}{h_0} \left(\frac{h}{h_0} \right)^{-(\alpha_2+1)}, \quad (5)$$

откуда скорость пластической деформации за фронтом предвестника

$$\dot{\gamma}_p = \frac{3}{4} \frac{c_l}{h_0 G} \left[\frac{S_1\alpha_1}{(h/h_0)^{(\alpha_1+1)}} + \frac{S_2\alpha_2}{(h/h_0)^{(\alpha_2+1)}} \right]. \quad (6)$$

Рассчитанная по (6) зависимость скорости пластической деформации за фронтом предвестника от пройденного расстояния показана на рис. 5, пользуясь которым можно получить также связь между начальной скоростью пластической деформации $\dot{\gamma}$ и напряжением σ_{HEL} или τ . Результаты определения зависимостей $\sigma_{HEL}(\dot{\gamma})$ и $\tau(\dot{\gamma})$ показаны на рис. 6. Можно сказать, что резкое усиление зависимостей $\sigma_{HEL}(\dot{\gamma})$ и $\tau(\dot{\gamma})$ для железа имеет место при скорости деформации $10^6 - 10^7$ s⁻¹.

Рис. 7 суммирует результаты измерений откольной прочности железа в широком диапазоне скоростей деформации, выполненные в данной работе и в [17,20]. Идеальная прочность железа при всестороннем растяжении определена *ab initio* расчетами [27,28] равной 27.7–28.45 ГПа, что ненамного превышает максимальное значение откольной прочности, равное 20.3 ГПа по данным измерений в опытах [17] с генерацией

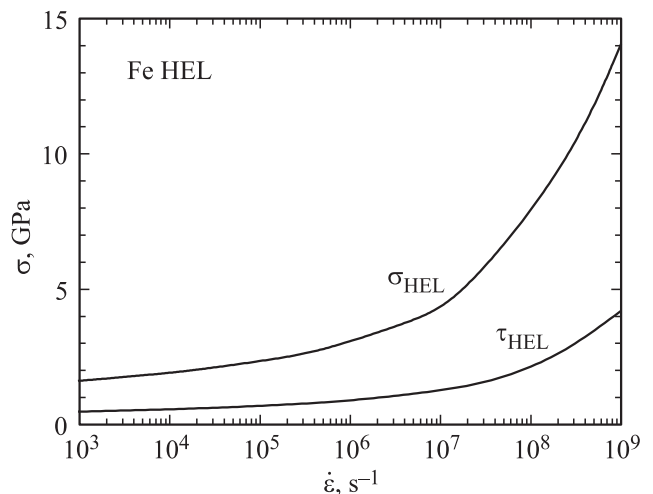


Рис. 6. Зависимости начальных напряжений пластического течения железа от скорости пластической деформации, построенные по результатам измерений затухания упругого предвестника.

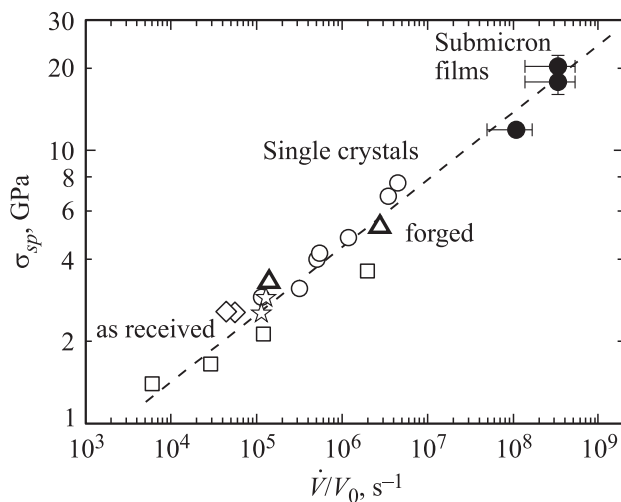


Рис. 7. Результаты измерений откольной прочности железа, выполненных в данной работе и в [17,20], в зависимости от скорости деформации \dot{V}/V_0 в падающей волне разрежения. Звездочками показаны результаты опытов с высоким давлением ударного сжатия, превышающем давление полиморфного превращения $\alpha \rightarrow \epsilon$. Точки с максимальными значениями откольной прочности получены в экспериментах с фемтосекундным лазерным воздействием на пленочные образцы, остальные — в экспериментах с генерацией динамической нагрузки ударом пластины толщиной 0.05–2 mm. Надписи указывают на состояние материала, результаты испытания которого описываются соответствующими символами.

ударных волн фемтосекундными лазерными импульсами. В условиях одноосной деформации растяжения идеальная прочность на разрыв должна быть несколько меньшей, чем при всестороннем растяжении [28].

4. Заключение

Возрастание откольной прочности с увеличением скорости деформации разумно описывается степенной зависимостью. При меньших скоростях деформации данные для железа Армко имеют довольно значительный разброс, что, по-видимому, характерно для этого материала. Обратимое полиморфное превращение при ударном сжатии железа Армко сопровождается небольшим возрастанием откольной прочности, связанным, вероятно, с измельчением зеренной структуры материала.

Список литературы

- [1] R.J. Clifton. Appl. Mech. Rev. **43**, 5, Pt 2, S9 (1990).
- [2] M.A. Meyers, D.J. Benson, O. Vohringer, K. Kad, Q. Хуе, Н.-Н. Фу. Mater. Sci. Eng. A **322**, 194 (2002).
- [3] В.И. Альшиц, В.Л. Инденбом УФН **115**, 1, 3 (1975).
- [4] G.I. Kanel. Int. J. Fract. **163**, 1–2, 173 (2010).
- [5] Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Наука, М. (1966). 688 с.
- [6] Г.И. Канель, С.В. Разоренов, А.В. Уткин, В.Е. Фортов. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. Янус-К, М. (1996).
- [7] С.И. Ашитков, М.Б. Агранат, Г.И. Канель, П.С. Комаров, В.Е. Фортов. Письма в ЖЭТФ **92**, 8, 568 (2010).
- [8] V.H. Whitley, S.D. McGrane, D.E. Eakins, C.A. Bolme, D.S. Moore, J.F. Bingert. Appl. Phys. **109**, 013 505 (2011).
- [9] J.C. Crowhurst, M.R. Armstrong, K.B. Knight, J.M. Zaugg, E.M. Behymer. Phys. Rev. Lett. **107**, 144 302 (2011).
- [10] K. Kadau, T.C. Germann, P.S. Lomdahl, B.L. Holian. Phys. Rev. B **72**, 064 120 (2005).
- [11] B.J. Demaske, V.V. Zhakhovsky, N.A. Inogamov, I.I. Oleyunik. Phys. Rev. B **87**, 054 109 (2013).
- [12] R.F. Smith, J.H. Eggert, R.E. Rudd, D.C. Swift, C.A. Bolme, G.W. Collins. J. Appl. Phys. **110**, 123 515 (2011).
- [13] S.I. Ashitkov, M.B. Agranat, G.I. Kanel, V.E. Fortov. AIP Conf. Proc. **1426**, 1081 (2012).
- [14] G.I. Kanel. AIP Conf. Proc. **1426**, 939 (2012).
- [15] J.W. Taylor, M. Rice. J. Appl. Phys. **34**, 2, 364 (1963).
- [16] G.I. Kanel, S.V. Razorenov, V.E. Fortov. Shock-Wave Phenomena and the Properties of Condensed Matter. Springer, NY (2004). 322 p.
- [17] С.И. Ашитков, П.С. Комаров, М.Б. Агранат, Г.И. Канель, В.Е. Фортов. Письма в ЖЭТФ **98**, 7, 439 (2013).
- [18] С.И. Ашитков, П.С. Комаров, А.В. Овчинников, Е.В. Струлева, М.Б. Агранат. Квантовая электрон. **43**, 242 (2013).
- [19] R.F. Smith, J.H. Eggert, R.E. Rudd, D.C. Swift, C.A. Bolme, G.W. Collins. J. Appl. Phys. **110**, 12, 123 515 (2011).
- [20] S.V. Razorenov, G.I. Kanel, A.S. Savinykh, V.E. Fortov. AIP Conf. Proc. **845**, 650 (2006).
- [21] E.B. Zaretsky, G.I. Kanel. J. Appl. Phys. **112**, 073 504 (2012).
- [22] E.B. Zaretsky, G.I. Kanel. J. Appl. Phys. **110**, 7, 073 502 (2011).
- [23] E.B. Zaretsky, G.I. Kanel. J. Appl. Phys. **114**, 083 511 (2013).
- [24] G.I. Kanel, S.V. Razorenov, V.E. Fortov. J. Phys. Cond. Matter **16**, 14, S1007 (2004).
- [25] G.E. Duvall. Propagation of plane shock waves in a stress-relaxing medium. In: Stress Waves in Anelastic Solids / Ed. H. Kolsky, W. Prager. Springer-Verlag, Berlin (1964).
- [26] J.R. Asay, G.R. Fowles, Y. Gupta. J. Appl. Phys. **43**, 744 (1972).
- [27] S. Ogata, J. Li, N. Hirotsaki, Y. Shibutani, S. Yip. Phys. Rev. B **70**, 104 104 (2004).
- [28] M. Cerny, J. Pokluda. Phys. Rev. B **76**, 024 115 (2007).