

УДАРНЫЕ ВОЛНЫ В ТЕПЛОФИЗИКЕ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ ВОЗДЕЙСТВИЙ

Г.И. Канель, С.В. Разоренов, В.В. Милявский, В.Е. Фортон

Представлен обзор последних результатов исследований полиморфных превращений, деформирования и разрушения твердых тел в различных структурных состояниях в условиях воздействия ударными волнами субмикросекундной длительности. Обсуждается проблема достижения идеальной прочности конденсированного вещества. Обнаружены аномальное возрастание динамического предела текучести твердых тел с увеличением температуры испытаний, эффекты перегрева кристаллического состояния и предплавления при растяжении, волны разрушения в ударно-сжатых стеклах.

ВВЕДЕНИЕ

Создание и развитие физики ударных волн в конденсированных средах стимулировались практической необходимостью получения уравнений состояния широкого круга веществ в мегабарной области давлений [1,2]. К настоящему времени методами ударного сжатия выполнен большой объем измерений состояний металлов и наиболее распростра-

ненных химических соединений в обширной области фазовой диаграммы при давлениях, достигающих нескольких десятков миллионов атмосфер, а в уникальных опытах с использованием ядерных взрывов – до ста миллионов атмосфер, разработаны широкодиапазонные уравнения состояния [3,4] большинства практически важных веществ. Однако для экспериментов с ударными волнами характерны не только большие значения достигаемых давлений и температур, но также чрезвычайно высокие скорости их изменения. Эти обстоятельства открывают уникальные возможности для исследований в области физики фазовых и полиморфных превращений, физики разрушения, прочности и пластичности при экстремально высоких скоростях деформирования с хорошо контролируруемыми условиями нагружения [5–8]. Методология этого научного направления основана на связи регистрируемых в опытах параметрах течения вещества с происходящими в нем физическими и химическими процессами. Прогресс в исследованиях высокоскоростной деформации, разрушения и физико-химических превращений в ударных

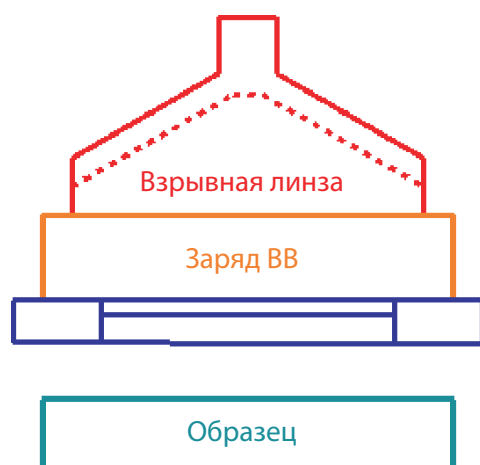


Рис. 1. Взрывное устройство для экспериментов с ударными волнами

волнах в большой мере связан с разработкой современных методов измерений волновых профилей с высоким пространственным и временным разрешением.

В данном обзоре представлены новые и, в некоторых случаях, неожиданные результаты исследований поведения различных твердых тел при ударно-волновом нагружении, выполненных в течение последних 20 лет в ОИВТ РАН и в кооперации ОИВТ РАН с Институтом проблем химической физики РАН, РФЯЦ-ВНИИЭФ и другими российскими и зарубежными организациями.

МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Импульсы ударной нагрузки создаются в плоских образцах исследуемых материалов плоскими металлическими ударниками, разогнанными с помощью взрывных устройств [5], пневматических ствольных установок – «газовых пушек», либо воздействием высокоинтенсивного импульсного лазерного или корпускулярного излучения [9, 10]. Соотношение толщин и диаметров ударника и мишени-образца выбирается таким, чтобы обеспечить строгую одномерность ударно-волнового процесса в течение всего времени измерений. Изменением скорости удара (от сотен м/с до

нескольких км/с) варьируется величина максимального давления ударного сжатия, в то время как толщина ударника, варьировавшаяся от 50 мкм до 5–10 мм, определяет длительность генерируемого импульса сжатия. Таким образом, обсуждаемые измерения проведены в диапазоне давлений ударного сжатия до нескольких десятков ГПа при длительностях воздействия 10^{-8} – 10^{-6} с. На рис. 1 показаны схема и фотография типичных взрывных устройств. Подобные эксперименты проводятся в металлической или железобетонной взрывной камере (рис. 2).

Объектом измерений и анализа являются ударная волна сжатия, следующая за ней волна разрежения, а также волновые взаимодействия при отражении импульса сжатия от свободной тыльной поверхности испытуемого образца. Процессы структурных превращений, пластического течения и разрушения сопряжены с изменениями сжимаемости вещества и, вследствие этого, проявляются в структуре волн сжатия и разрежения. В экспериментах осуществляется непрерывная регистрация профилей скорости свободной поверхности образцов $u_{fs}(t)$, для чего применяются лазерные Доплеровские измерители скорости VISAR [11] с субнаносекундным временным разрешением. На рис. 2 показаны фотография установки VISAR и подготовка опыта во



Рис. 2. Металлическая взрывная камера ОИВТ РАН и лазерный Доплеровский измеритель скорости VISAR

взрывной камере ОИВТ РАН с использованием этой установки.

В последнее десятилетие стало возможным проведение подобных измерений в диапазоне температур испытаний до 700°C [12], а в некоторых случаях и выше. Помимо этого, методом манганиновых датчиков [5, 13] в обсуждаемых экспериментах регистрировались профили давления ударного сжатия во внутренних сечениях образцов. Типичные примеры результатов измерений приведены на рис. 3, где представлены профили скорости свободной поверхности образцов армко-железа, нагружаемых ударом алюминиевой пластины при температурах от 20°C до 600°C [14] и профили давления, измеренные во внутренних сечениях образцов [15].

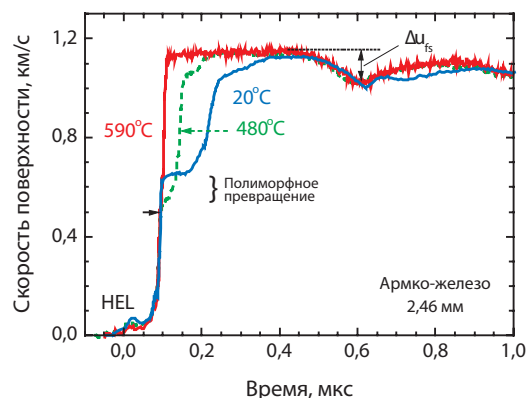
На профилях скорости фиксируется выход на поверхность образца последовательно трех волн сжатия. Вследствие увеличения продольной сжимаемости с переходом от упругого к пластическому деформированию ударная волна теряет устойчивость и расщепляется на упругий предвестник и следующую за ним пластическую волну сжатия. При давлении ~13 Гпа железо претерпевает полиморфное превра-

щение $\alpha \rightarrow \epsilon$ (о.ц.к. \rightarrow г.п.у.) с уменьшением удельного объема, вследствие чего пластическая волна сжатия в этой области давлений расщепляется на две. Давление за фронтом первой пластической ударной волны соответствует началу превращения, а ее затухание и скорость сжатия во второй пластической волне определяются кинетикой структурного превращения. На рис. 3б показаны полные профили давления в железе, полученные с помощью манганиновых датчиков. В этих опытах удалось впервые непосредственно наблюдать ударную волну разрежения, формирующуюся вследствие обратного структурного превращения железа в фазу низкого давления.

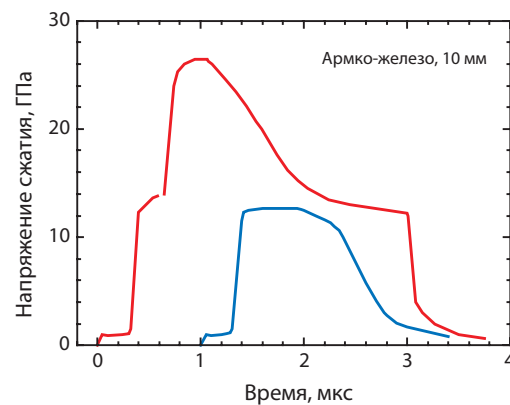
В результате отражения импульса сжатия от свободной поверхности внутри образца генерируются растягивающие напряжения. Измерения сопротивлению откольному разрушению дают сведения о прочностных свойствах материалах при субмикросекундных длительностях действия нагрузки.

Продольное напряжение на фронте упругого предвестника или Гюгониевского предел упругости:

$$\sigma_{\text{хе}} = 0,5 \cdot u_{\text{fse}} \cdot \rho_0 \cdot c_1 \quad (1);$$



а)



б)

Рис. 3. Примеры результатов измерений волновых профилей давления и скорости.
 а: Профили скорости свободной поверхности плоских образцов армко-железа при нормальной и повышенных температурах (указаны вблизи соответствующих кривых).
 б: Профили давления в импульсах ударного сжатия, генерируемых в образцах армко-железа

где u_{fse} – скачек скорости свободной поверхности в предвестнике, ρ_0 – начальная плотность материала и c_l – продольная скорость звука в нем, напряжения сжатия приняты положительными. Предел упругости при одномерной деформации связан с пределом текучести в обычном понимании σ_T соотношением [1, 5]:

$$\sigma_T = \frac{3}{2} \sigma_{xe} \left(1 - \frac{c_b^2}{c_l^2} \right) \quad (2)$$

где $c_b = \sqrt{K/\rho}$ объемная скорость звука, K – модуль объемной упругости. Дополнительную информацию о поведении материала при высокоскоростном деформированию дают анализ затухания упругого предвестника по мере его распространения и анализ структуры пластической ударной волны.

Анализ откольных явлений при отражении импульса сжатия от свободной поверхности тела дает возможность определения величины разрушающего напряжения при субмикросекундных длительностях нагрузки (откольной прочности материала) по измеренному профилю скорости свободной поверхности $u_{fs}(t)$. Величина откольной прочности σ_{sp} определяется по величине спада скорости Δu_{fs} от ее максимального значения до величины перед фронтом откольного импульса [5, 6]. В линейном (акустическом) приближении упрощенная формула для определения величины разрушающего напряжения при отколе имеет вид

$$\sigma_{sp} = \frac{1}{2} \rho_0 c_b (\Delta u_{fs} + \delta) \quad (3)$$

где δ – поправка на искажение профиля скорости вследствие различия скоростей фронта откольного импульса (c_l), распространяющегося по растянутому материалу, и скорости пластической части падающей волны разгрузки перед ним (c_b) [6, 16]. Для того, чтобы учесть нелинейность сжимаемости материала расчет величины σ_{sp} реально проводится с использованием экстраполяции

уравнения состояния в область отрицательных давлений.

Таким образом, развитая сегодня экспериментальная техника физики ударных волн в конденсированных средах дает возможность получать разнообразную информацию о структурных превращениях и прочностных свойствах материалов при длительностях нагрузки 10^{-8} – 10^{-6} с, скоростях деформирования 10^4 – 10^8 с⁻¹ и в широком диапазоне температур.

ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ ДЕФОРМИРОВАНИЯ И ТЕМПЕРАТУРЫ НА ПРЕДЕЛ ТЕКУЧЕСТИ МЕТАЛЛОВ ПРИ УДАРНОМ СЖАТИИ

Значимость исследований процессов неупругого деформирования твердых тел при ударно-волновом нагружении определяется как уникальной возможностью исследований в области физики прочности и пластичности при наиболее высоких и надежно измеримых скоростях деформирования, так и разнообразными практическими потребностями, не ограниченные только ударными воздействиями. Известно, что сопротивление деформированию кристаллических твердых тел возрастает с увеличением скорости нагружения, что объясняется ограниченностью количества «носителей пластической деформации» – дислокаций и их скорости. Для многих металлов зависимость напряжения течения от скорости деформирования резко усиливается с превышением скорости деформирования $\sim 10^3$ – 10^4 с⁻¹, что интерпретируется как следствие изменения механизма движения дислокаций [17]. 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 скорости деформирования больше некоторой пороговой ($\sim 10^4 \text{ с}^{-1}$ для чистых металлов) действующие напряжения оказываются достаточно высокими, чтобы преодолеть препятствия без дополнительного вклада тепловых флуктуаций. При этом доминирующим механизмом торможения дислокаций становится фононная вязкость. Поскольку фононная вязкость пропорциональна температуре, при очень высоких скоростях деформирования можно ожидать возрастание напряжения течения с увеличением температуры [17], как это показано на рис. 4. В экспериментах с ударными волнами зависимость величины предела текучести от скорости деформирования определяется путем измерений затухания упругого предвестника по мере его распространения. На рис. 5 показан пример таких измерений для алюминия, из которых следует, что смена основного механизма торможения дислокаций происходит при скорости деформирования $5 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$.

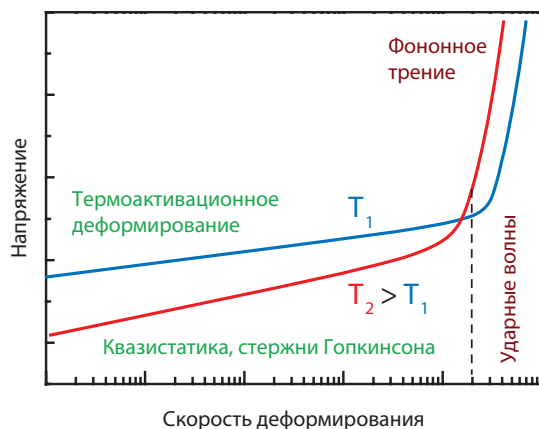


Рис. 4. К пояснению механизмов температурно-временных зависимостей предела текучести

На рис. 6 представлены профили скорости свободной поверхности образцов монокристаллического алюминия, измеренные в условиях ударно-волнового нагружения при различных температурах [18, 19]. Непосредственно из приведенных профилей видно, что с увеличением температуры многократно возрастает амплитуда упругого предвестника, то есть возрастает величина динамического предела текучести материала.

Не анализируя детально возможные механизмы высокоскоростной деформации, сопоставим наблюдаемое влияние температуры на динамический предел текучести с вкладами различных факторов в торможение дислокаций. Движение дислокаций тормозится различного рода препятствиями, а также силами трения, обусловленными электронами и фононами [20, 21]. Взаимодействие движущейся дислокации с электронами невелико и играет заметную роль только при низких температурах. Коэффициент фононного трения ν_r в высокотемпературном диапазоне линейно возрастает с температурой [17, 21]. Сопротивление, оказываемое препятствиями, очевидно, пропорционально concentra-

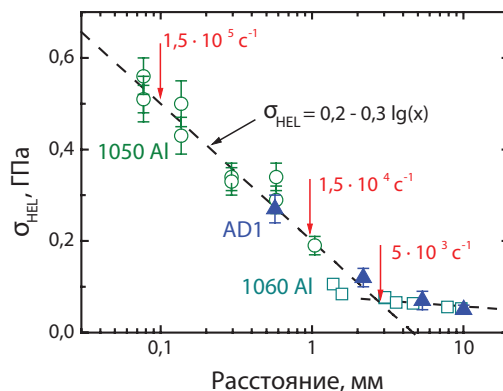


Рис. 5. Затухание упругого предвестника по мере распространения в алюминии. Показано изменение скорости пластической деформации за фронтом упругого предвестника по мере его распространения

ции этих препятствий в структуре кристалла и, соответственно, изменяется с последним. В частности, термодинамически равновесная концентрация точечных дефектов в кристалле экспоненциально возрастает с температурой. Данные на рис. 7 показывают, что динамический предел текучести алюминия практически линейно изменяется с температурой, что разумно согласуется с зависимостью коэффициента фононного трения от температуры. Таким образом, представляется вероятным, что торможение дислокаций в условиях высокоскоростного деформирования в ударных волнах связано главным образом с тепловыми колебаниями атомов.

Результаты измерений динамических пределов текучести монокристаллов суммированы на рис. 7 в сопоставлении с аналогичными данными для алюминиевого сплава АМг6. Сплав АМг6М был выбран для испытаний по той причине, что его предел текучести в нормальных условиях близок к наблюдаемому для монокристаллического алюминия вблизи температуры плавления. Обработка волновых профилей проведена с учетом зависимостей коэффициентов упругости алюминия от тем-

пературы. Значения динамического предела текучести сплава АМг6М остаются практически неизменными при варьировании температуры и толщины образцов. Более того, данные ударно-волновых измерений весьма близки к результатам испытания сплава на стержнях Гопкинсона при скоростях деформирования 10^2 – 10^3 с⁻¹ [22] и температурах в диапазоне 20–280°С. Иными словами, сплав демонстрирует низкую чувствительность напряжения течения к скорости деформирования, что соответствует левой ветви зависимости, показанной на рис. 4.

На рис. 8 сопоставляются результаты измерений затухания предвестника в техническом алюминии АД1 и в монокристаллах алюминия [19] при температурах 600–620°С. Монокристаллы при повышенных температурах демонстрируют более высокие значения динамического предела упругости, однако его затухание происходит существенно быстрее, вследствие чего можно ожидать, что на расстояниях более 10 мм различие в поведении монокристаллов и поликристаллического алюминия нивелируется. Анализ затухания предвестников при температурах 20°С и 600°С показывает, что смена

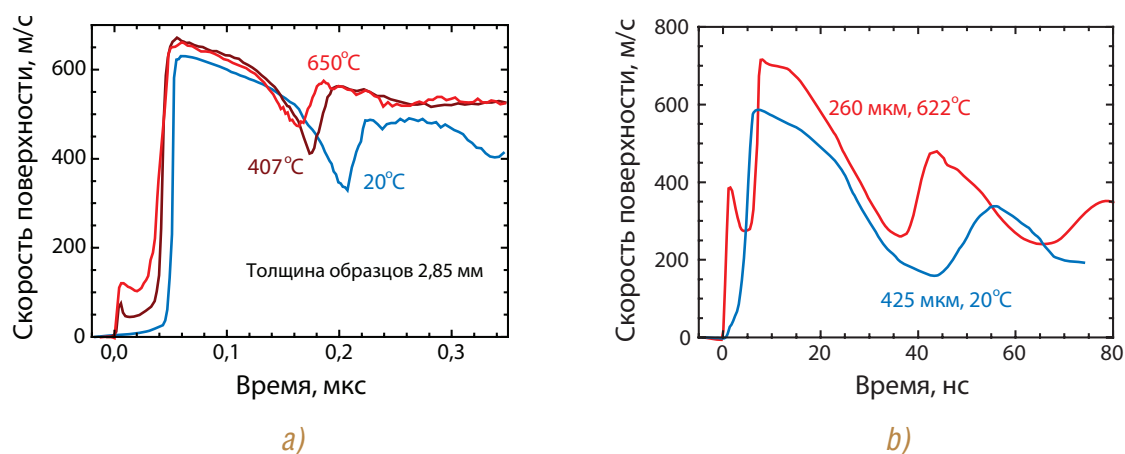


Рис. 6. Профили скорости свободной поверхности образцов монокристаллического алюминия различной толщины.

Температура испытаний показана числами у соответствующих волновых профилей.

a – результаты опытов с плоскими ударниками [18];

b – генерация коротких импульсов сжатия ионным пучком [19]

основного механизма торможения дислокаций происходит при скорости деформирования $(1-5) \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$, что согласуется с результатами измерений методом стержней Гопкинсона.

На рис. 9 сопоставляются зависимости динамических пределов текучести от температуры для титана и двух его сплавов, соответствующие средним скоростям деформирования в упругопластических волнах сжатия порядка $3 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1} - 10^6 \text{ с}^{-1}$ [24]. Результаты измерений демонстрируют аномальное возрастание динамического предела текучести при ударном сжатии мягкого высокочистого титана, в то время как поведение высокопрочных сплавов подобно тому, что имеет место в обычных условиях при малых скоростях деформирования. В целом это не противоречит предположению о смене основного механизма торможения дислокаций при высоких скоростях деформирования.

В чистом металле напряжение течения невелико и сравнимо с силами фононного тре-

ния, поэтому возрастание последних с ростом температуры вносит существенный вклад в торможение носителей пластической деформации – дислокаций. В сплавах для повышения напряжения течения специально созданы многочисленные препятствия в виде включений и межфазных границ. Напряжения, необходимые для преодоления столь крупных препятствий значительно превышают силы фононного трения. Сопоставление результатов ударно-волновых испытаний сплава Ti-6-22-22S и значений предела текучести при меньших скоростях деформирования [25] показывает, что все данные соответствуют единой логарифмической зависимости предела текучести от скорости деформирования в диапазоне $10^{-4} - 10^5 \text{ с}^{-1}$. Сохранение единых зависимостей напряжения течения сплава от температуры и скорости деформирования указывает на эффективность термоактивационного механизма преодоления дислокациями препятствий при

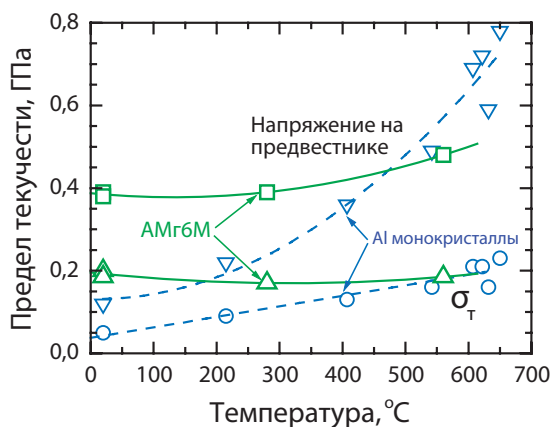


Рис. 7. Напряжения на предвестнике (предел упругости при одноосной деформации) и динамический предел текучести монокристаллического алюминия [19] и алюминиевого сплава AMg6M [23] в зависимости от температуры испытаний

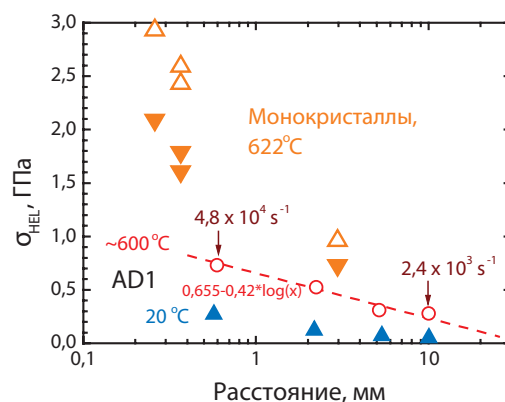


Рис. 8. Затухание упругого предвестника при ударном сжатии монокристаллов алюминия [19] и техническом алюминии АД1 при нормальной и повышенной температурах. Для монокристаллов приведены значения напряжения непосредственно за фронтом упругого предвестника (пустые треугольники) и в минимуме между упругим и пластическим фронтами (заполненные треугольники)

скоростях деформирования по крайней мере до 10^5 с^{-1} . Различие зависимостей напряжения высокоскоростного деформирования от температуры объясняет, почему в условиях высокоскоростного деформирования сплавы более склонны к потере устойчивости и локализации деформации в полосах адиабатического сдвига, чем чистые металлы.

Аномальное возрастание динамического предела текучести при нагреве наблюдалось также в экспериментах с ударно-волновым сжатием ряда металлов и ионных кристаллов. В случае жаропрочных суперсплавов [26] наблюдалось немонотонное изменение динамического предела текучести с нагревом с четко выраженным пиком в области структурных превращений.

ВЫСОКОСКОРОСТНОЕ РАЗРУШЕНИЕ, ПРИБЛИЖЕНИЕ К «ИДЕАЛЬНОЙ» ПРОЧНОСТИ КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА

Современная техника экспериментов с ударными волнами позволяет проводить исследования свойств материалов при отрицательных давлениях до -15 – 20 ГПа и более. Термин «отрицательное давление» звучит аб-

сурдно по отношению к газам, где давление определяется количеством движения молекул. В конденсированных средах давление есть одно из проявлений сил межатомных взаимодействий и может быть ненулевым даже при нулевой абсолютной температуре. Переход в область отрицательных давлений сам по себе не сопровождается какими-либо качественными изменениями состояния и свойств вещества. Однако состояния с отрицательными давлениями всегда метастабильны по отношению к смеси жидкость-газ или твердое тело-газ. Метастабильные состояния термодинамически устойчивы относительно малых возмущений. Переход в стабильное состояние происходит с образованием зародышевых пузырьков или пор, что предполагает преодоление энергетического барьера [27].

Другой важной особенностью отрицательных давлений является наличие естественного предела их величины. Сжатие вещества сопровождается практически неограниченным возрастанием давления. Растяжение же довольно быстро приводит к абсолютной потере механической устойчивости конденсированного состояния в точке, где производная давления по объему обращается в нуль. Линию в координатах давление, температура, удельный объем, на которой производная $dp/dV = 0$, называют спинодалью, а соответствующие значения рас-

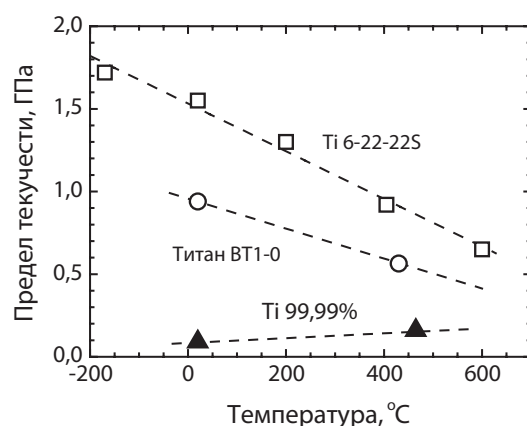


Рис. 9. Зависимость динамического предела текучести титана и сплавов на фронте упругих предвестников от температуры испытаний [24]

тягивающих напряжений (отрицательных давлений) – «идеальной прочностью». Состояния вещества, соответствующие его спинодали недостижимы: вблизи спинодали вещество распадается быстрее, чем может установиться локальное термодинамическое равновесие.

В экспериментах с ударными волнами субмикросекундной длительности достижимы для измерений значительные отрицательные давления, которые генерируются в образцах твердых тел или жидкостей при отражении импульса ударного сжатия от их поверхности. При этом имеется возможность варьирования в широких пределах длительности действия нагрузки и температуры, тем самым получая первичную информацию о кинетических закономерностях явления. В настоящее время удается проводить измерения на уровне растягивающих напряжений, сравнимых с предельной или «идеальной» прочностью конденсированного вещества, определяющей верхнюю границу возможного сопротивления разрушению. В связи с этим становятся актуальными проблемы уравнения состояния, фазовых пере-

ходов и полиморфных превращений в области отрицательных давлений. Важно подчеркнуть, что ударно-волновые измерения не осложнены использованием каких-либо априорных моделей явления и основываются лишь на фундаментальных законах сохранения и уравнении состояния вещества.

Наиболее естественным направлением исследований высокоскоростного растяжения является, очевидно, выяснение зависимостей сопротивления разрушению от времени или скорости растяжения, температуры и структурного состояния для материалов различных классов. На рис. 10 приведены результаты измерений сопротивления откольному разрушению молибдена в разных структурных состояниях в зависимости от скорости деформирования [28]. Под скоростью деформирования здесь понимается скорость расширения вещества в волне разрежения, определяемая как:

$$\frac{\dot{V}}{V_0} = \frac{\dot{u}_{fsr}}{2c_b} \quad (4)$$

где \dot{u}_{fsr} – измеренная скорость спада ско-

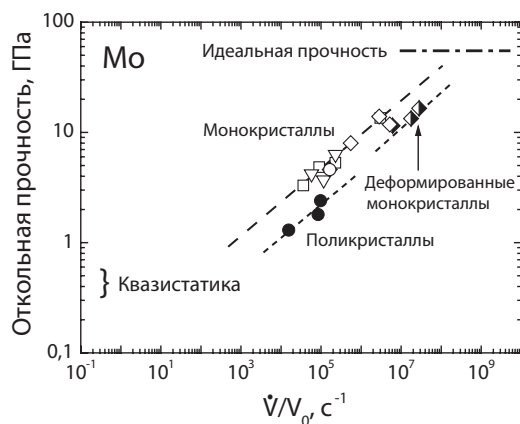


Рис. 10. Результаты измерений сопротивления откольному разрушению – откольной прочности монокристаллов молибдена различных ориентаций, деформированных монокристаллов и поликристаллического молибдена в зависимости от скорости деформирования [28]

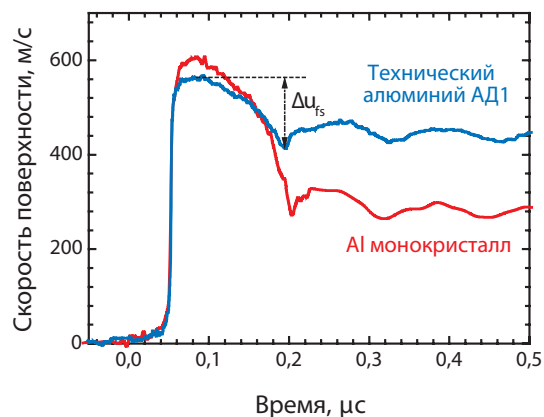


Рис. 11. Результаты опытов с алюминием в различных структурных состояниях

рости свободной поверхности испытуемого образца в разгрузочной части импульса ударного сжатия. Хотя в реальности скорость растяжения при взаимодействии встречных волн разрежения варьируется в широких пределах, данное представление экспериментальных данных имеет то преимущество, что может быть непосредственно использовано для оценки кинетики разрушения. Показано [5, 6], что начальная скорость роста относительного объема несплошностей при отколе с точностью до постоянного множителя $\sim(2-4)$ равна вычисленной таким образом скорости расширения вещества в волне разгрузки.

Поскольку разрушение, представляющее собой кинетический процесс зарождения, роста и слияния несплошностей, не может происходить мгновенно, увеличение скорости приложения нагрузки позволяет создавать все более высокие избыточные напряжения в материале. С сокращением длительности импульса нагрузки откольная прочность возрастает и в наносекундном диапазоне становится сравнимой с идеальной прочностью. В свою очередь, чем больше величина достигнутого перенапряжения в материале, тем более мелкие и более многочисленные центры разрушения активизируются и дают вклад в увеличение скорости процесса. Наиболее вероятными центрами зарождения разрушений являются структурные неоднородности в теле.

Монокристаллы свободны от внутренних дефектов, которые могли бы стать центрами гетерогенного зарождения несплошностей, и по этой причине демонстрируют наиболее высокую прочность. С другой стороны, поликристаллические металлы и сплавы содержат многочисленные границы зерен, частицы примесной фазы, микропоры и другие дефекты материала, которые представляют собой потенциальные очаги зарождения несплошностей при растяжении и по этой причине понижают общее сопротивление разрушению.

На рис. 11 представлены результаты опытов с поликристаллическим алюминием АД1 и монокристаллом алюминия. Приведенные волновые профили демонстрируют явное различие значений откольной прочности (пропорциональных, как обсуждалось выше, величине декремента скорости Δu_{fs}) в зависимости от структурного состояния испытуемых образцов. Монокристалл демонстрирует вдвое более высокую прочность, чем поликристаллический материал. Различие значений откольной прочности монокристаллов и поликристаллов для меди [29] и молибдена [28] также достигает двух-трехкратного. На рис. 12 показана фотография поверхности откола медного образца, состоящего из крупных зерен [30]. Поверхность разрушения состоит из характерных ямок, оставшихся после роста и слияния пор. Меньший размер ямок на

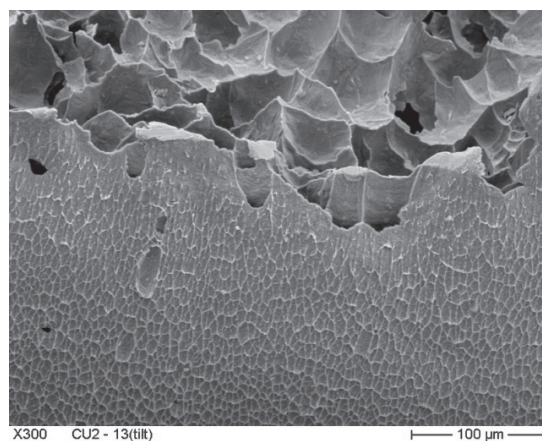
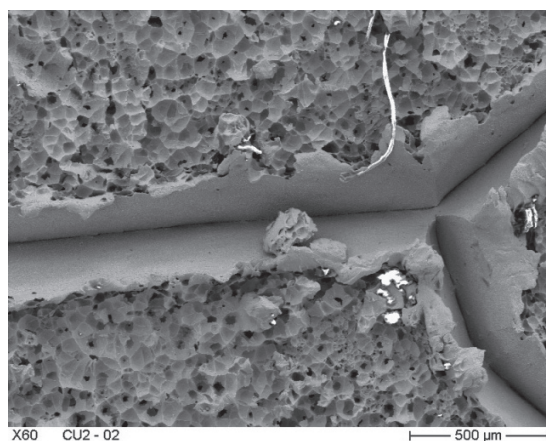


Рис. 12. Поверхность разрушения образца $\text{Cu}+0,1\% \text{Si}$ вблизи границ зерен (сканирующий электронный микроскоп)

межзеренных границах означает более высокую концентрацию центров зарождения разрушения, что объясняет пониженную динамическую прочность поликристаллических материалов.

С другой стороны, уменьшение размера зерна до субмикронного уровня, достигаемое интенсивной пластической деформацией, как правило приводит к увеличению динамической прочности материала несмотря на увеличение общей поверхности межзеренных границ. Это иллюстрируется результатами опытов с железом Армко в исходном и ультрамелкозернистом состояниях [31], представленными на рис. 13. В исходном состоянии средний размер зерен составлял 28 мкм. Ультрамелкозернистое состояние армко-железа получалось в результате интенсивной пластической деформации методом всестороннейковки со сменой оси деформации при суммарной величине деформации более 1 500%. После проведения всестороннейковки зерна измельчились настолько, что определить их средний размер по металлографическим шлифам не удается. Уменьшение размера зерна привело к возрастанию величины откольной прочности железа от 2,1 ГПа до 3,3 ГПа.

Таким образом, экспериментальные данные недвусмысленно демонстрируют влияние

структурных факторов на сопротивление высокоскоростному деформированию и разрушению. Представляется полезным формализовать результаты наблюдений путем введения представления о спектре дефектов материала – потенциальных очагов разрушения, характеризующихся различными уровнями напряжения, необходимыми для их активирования.

Интересно сопоставить измеренные значения откольной прочности гомогенных конденсированных сред с предельно возможными значениями сопротивления растяжению. На рис. 14 представлены зависимости нормализованных величин σ_{sp}/σ_{id} откольной прочности σ_{sp} металлических монокристаллов, аморфных полимеров и жидкостей от скорости деформирования. Значения идеальной прочности σ_{id} оценивались как давление в минимуме ударной адиабаты вещества, экстраполированной в область растяжения [32]. Как показывает сопоставление с результатами первопринципных расчетов, погрешность такой оценки величины σ_{id} составляет примерно 20% с тенденцией к завышению σ_{id} . Хотя измеренные значения откольной прочности этого круга материалов различаются более чем на два порядка, в нормализованных координатах разброс данных

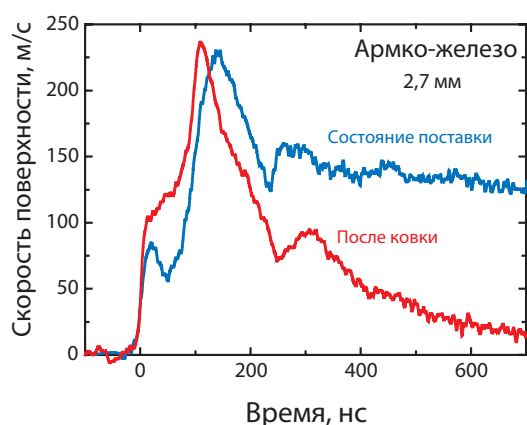


Рис. 13. Профили скорости свободной поверхности образцов Армко-железа в различных структурных состояниях

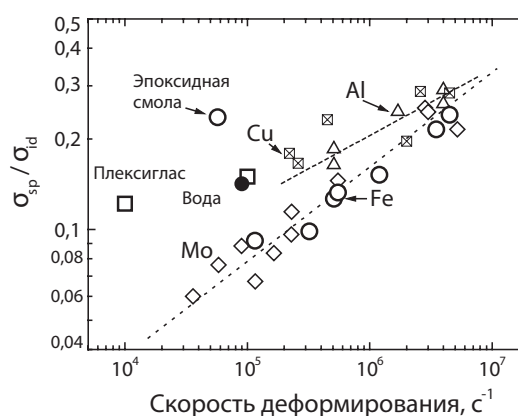


Рис. 14. Степень реализации идеальной прочности σ_{id} гомогенных материалов (монокристаллов, аморфных полимеров и жидкостей) при отколе в зависимости от скорости деформирования

уже не столь велик. Представленные данные показывают, что при наносекундных длительностях нагрузки реализуется до 30% идеальной прочности конденсированного вещества. Монокристаллы пластичных меди и алюминия со структурой г.ц.к. демонстрируют несколько более высокую степень реализации идеальной прочности, чем железо и молибден, имеющие о.ц.к. структуру кристаллической решетки. Вероятно, это связано с возможностью большей концентрации напряжений в окрестности микродефектов у о.ц.к. металлов с более высоким пределом текучести. Степень реализации идеальной прочности при отколе у аморфных полимеров и жидкостей, по крайней мере, не ниже, чем у металлов, что, вероятно, объясняется их большей структурной однородностью. Следует также принять во внимание, что в средах с малым или нулевым пределом текучести невозможна концентрация напряжений в окрестности микроскопических дефектов. Различие в степени реализации идеальной прочности различных веществ уменьшается по мере сокращения длительности нагрузки. Становятся актуальными проблемы уравнивания состояния, фазовых переходов и полиморфных превращений в области отрицательных давлений.

Известно, что ударное сжатие твердого тела может сопровождаться перестройкой его кристаллической структуры. Представляется интересным и интригующим вопрос о том, каким образом достаточно сложная перестройка кристаллической структуры может происходить за времена меньше 10^{-6} с. Малое время экспозиции делает технику ударных волн менее эффективной при исследовании полиморфизма твердых тел, чем, например, техника получения высоких давлений с использованием алмазных наковален [33, 34]. С другой стороны, возможным способом получения информации о механизме и определяющих факторах субмикросекундных превращений является изучение поведения при ударном сжатии материалов в различных исходных структурных состояниях.

Превращение графит - алмаз

Превращение графита в алмаз в условиях ударного сжатия привлекает внимание в связи с известными и потенциальными приложениями. Известно, равновесное давление превращения графита в алмаз возрастает с нагревом от 1,7 ГПа при 0 К до 12 ГПа при температуре 5 000 К в тройной точке графит – алмаз – жидкий углерод [35]. Промышленный синтез алмаза проводится с использованием катализаторов (переходных металлов) в диапазоне давлений от 5 ГПа до 12 ГПа и температур 2 000–300 К, близких к линии равновесия между графитом и алмазом. В то же время давление прямого превращения графит – алмаз при температурах 300–1 000 К составляет примерно 20 ГПа как в условиях статического сжатия, где длительность процесса составляет десятки минут, так и при ударном сжатии в субмикросекундном диапазоне длительностей. Согласно результатам измерений ударной сжимаемости [36] плотность сжатого графита после превращения близка к плотности алмаза при соответствующих давлениях и температурах. Рентгеноструктурные измерения под давлением в условиях статического сжатия [37] показали, что фаза высокого давления представляет собой гексагональную форму алмаза (лондсдейлит) с несколько увеличенным отношением c/a . Корреляция ориентаций кристаллографических плоскостей указывает на мартенситный характер превращения графита в гексагональный алмаз под давлением при комнатной температуре. При этом, однако, фаза высокого давления при разгрузке не сохраняется или почти не сохраняется. Отжиг под давлением при температуре более 1 000° С делает возможным сохранение гексагонального алмаза [38].

Можно ожидать, что более детальные исследования механизма и кинетики высокоскоростного превращения в условиях ударного сжатия помогут оптимизировать технологии синтеза алмаза. Одним из возможных путей по-

иска ответа на этот вопрос является изучение субмикросекундных полиморфных превращений материалов в различных исходных структурных состояниях, при различных ориентациях направления ударного сжатия относительно кристаллографических плоскостей и при варьируемой температуре [39–42].

На рис. 15 представлены результаты опытов с образцами высокоориентированного пиролитического графита (ВОПГ), имеющими разные углы разориентации мозаичной структуры, в сопоставлении с данными для прессованного высокоупорядоченного графита ОСЧТ-1. Во всех случаях четко регистрируется расщепление ударной волны с образованием двухволновой структуры, что является следствием резкого возрастания сжимаемости при полиморфном превращении. Параметры за фронтом первой ударной волны соответствует началу превращения графита в более плотную фазу высокого давления. Видно, что, против ожидания, давление превращения в ВОПГ с большим углом мозаичного рассеяния на 10% ниже, чем в более совершенном графите с малой разориентацией кристаллитов. Значе-

ния температуры за фронтом первой ударной волны в ВОПГ в соответствии с уравнением состояния графита максимальной плотности составляют 290°C при давлении превращения $p_t = 20,2$ ГПа в случае ВОПГ с мозаичным рассеянием $1,7^{\circ}$ и 330°C при $p_t = 22,3$ ГПа в случае ВОПГ с разориентацией $0,3^{\circ}$. Наличие небольшой пористости в прессованном графите приводит к большему энерговкладу при ударном сжатии, в результате чего температура за фронтом первой ударной волны в ОСЧТ-1 составила 410°C при давлении $19,8$ ГПа.

Крутизна второй волны сжатия пропорциональна скорости превращения в фазу высокого давления. Из сопоставления волновых профилей на рис. 15 видно, что скорость превращения двух типов ВОПГ выше, чем в случае прессованного высокоупорядоченного графита. В то время как в экспериментах с ВОПГ скорость превращения растет по мере сжатия и остается высокой до его окончания, в случае прессованного графита процесс превращения на конечной стадии замедляется.

На рис. 16 представлены результаты опытов с прессованными образцами графита с

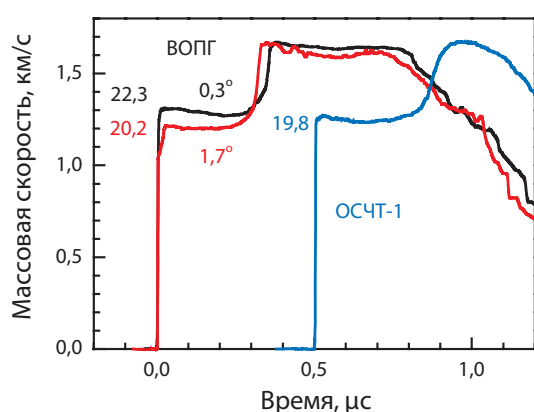


Рис. 15. Волновые профили ударного сжатия высокоориентированного пиролитического графита (ВОПГ) двух типов с различными углами мозаичного рассеяния в сопоставлении с данными для прессованного натурального графита ОСЧТ-1 с плотностью $2,17$ г/см³

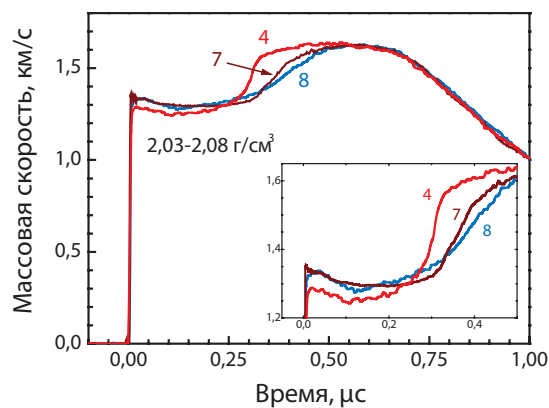


Рис. 16. Влияние размера зерна на превращение графит-алмаз при ударном сжатии. Плотность прессованных образцов – $2,03-2,08$ г/см³. Номера у волновых профилей соответствуют табл. 1

плотностью 2,03–2,08 г/см³, различающихся исходным размером зерна и размерами кристаллитов. Скорость превращения во второй волне уменьшается с уменьшением размера зерен и кристаллитов. Интересно отметить отсутствие корреляции между начальной скоростью превращения и скоростью превращения во второй волне. Измеренные значения давления превращения находятся в диапазоне 18,9–19,6 ГПа, оцененные значения температуры – 500–590⁰ С. Наличие ромбоэдрической фазы практически не оказывает влияния на давление превращения.

Полученные значения давлений превращения p_t всех исследовавшихся материалов суммированы в табл. 1. В табл. указаны плотность ρ_0 , исходный размер зерна порошковых графитов d_g , процентное содержание ромбоэдрической фазы k_r , размеры областей когерентного рассеяния в направлении осей c и a (L_a и L_c), межплоскостное расстояние d_{002}

и соответствующее значение параметра упорядоченности графита ρ_3 . В опытах с пироуглеродом УПВ–1 образование двухволновой конфигурации не зафиксировано, но волновой профиль содержит признаки начала превращения. В табл. для УПВ–1 дано измеренное значение давления ударного сжатия, которое можно рассматривать как нижнюю оценку давления превращения.

На рис. 17 и 18 представлены результаты опытов с графитом двух марок при различных ориентациях базисных плоскостей относительно направления ударного сжатия. При одноосном ударном сжатии в поперечном направлении (плоскость фронта ударной волны перпендикулярна базисным плоскостям) регистрируемое давление за первой ударной волной на 5–10% больше, а скорость нарастания параметров во второй волне сжатия в несколько раз меньше, чем при сжатии в направлении оси c кристаллитов графита (то есть когда

Табл. 1. Свойства исследованных типов графита и измеренные значения давлений превращения для образцов толщиной 2–3 мм

N п/п	Графит	ρ_0 , г/см ³	d_g , мкм	k_r , %	L_a , нм	L_c , нм	d_{002} , нм	ρ_3	p_3 , ГПа
1.	ВОПГ 0,3 ⁰	2,25			≥ 100	≥ 100	0,3363	0,68	22,3
2.	ВОПГ 1,7 ⁰	2,25		1,5	85	85	0,3360	0,74	20,2
3.	ОСЧ–Т1	2,18	140÷250	2	70	≥ 100	0,3354	1,0	19,8
4.	Природный	2,08	20÷50	5	70	100	0,3356	0,85	18,9
5.	Природный	2,23		–	42	≥ 100	0,3362	0,70	21,1
6.	Природный	2,148	20÷50	25÷28	45	30	0,3357	0,81	21,0
7.	Коллоидный С1	2,03	0,25÷4	32	53	54	0,3357	0,81	19,6
8.	Терморасширенный	2,04			28	30	0,3362	0,70	19,2
9.	Пироуглерод УПВ–1	2,23		0,5			0,3420	0,12	≥ 28

плоскость фронта ударной волны параллельна базисным плоскостям). Различие более выражено в случае более упорядоченного графита. Измерения при ориентации направления ударного сжатия под углом 45° к базисным плоскостям графита показали то же повышенное давление превращения, что и при сжатии в поперечном направлении, но более высокую скорость превращения во второй волне.

В соответствии с результатами кристаллографического анализа [37, 38, 43] и ab initio атомистических расчетов [44–46] механизм структурной перестройки включает сближение базисных плоскостей графита, их сдвиг и гофрировку. С учетом того, что сжимаемость графита в направлении оси с на порядок превышает таковую в поперечном направлении [47], ударное сжатие в направлении оси с кристаллов графита должно лучше обеспечивать необходимое сближение базисных плоскостей, а небольшая разориентировка кристаллитов

вызывает в процессе сжатия сдвиги этих плоскостей относительно друг друга. С учетом большой анизотропии остается неясным, возможны ли пластические деформации в графите до начала превращения при одноосном сжатии строго вдоль оси с. В этой связи заметим, что в опытах с сильно анизотропными г.п.у. кристаллами цинка [48] при сжатии в направлении, перпендикулярном базовой плоскости, пластическая деформация начинается при давлениях ударного сжатия более 15 ГПа и не сопровождается расщеплением ударной волны на упругий предвестник и пластическую волну сжатия.

Для двух типов графита проведены измерения давления превращения при температуре 475°C (рис. 9). Материалы различались параметром трехмерного упорядочения ρ_3 , который составлял 0,8 (1) и 0,85 (2), содержанием ромбоэдрической фазы (5% и 27%), размером кристаллитов (90 нм и 40 нм, соответствен-

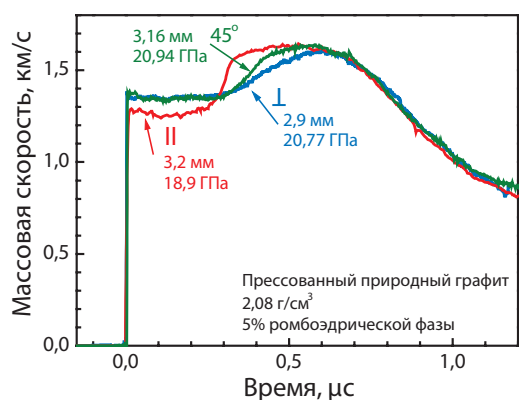


Рис. 17. Профили массовой скорости на границе между графитом и окном из фтористого лития для мелкозернистого природного графита с плотностью $2,08 \text{ г/см}^3$ и содержанием ромбоэдрической фазы 5% при ориентации базисных плоскостей параллельно (II), перпендикулярно (⊥) и наклонно под углом 45° к плоскости фронта ударной волны. Указаны толщины образцов и значения давления за первой ударной волной

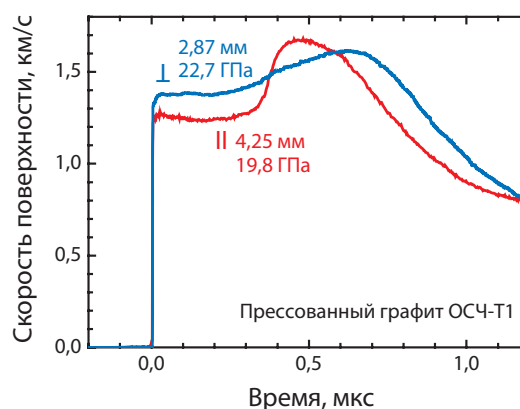


Рис. 18. Профили массовой скорости на контактной границе графит – LiF для графита ОСЧ-Т1 с ориентацией базисных плоскостей параллельно (II) и перпендикулярно (⊥) плоскости фронта ударной волны. Указаны толщины образцов и значения давления за первой ударной волной

но) и плотностью спрессованных образцов – 2,09 г/см³ (1) и 2,15 г/см³ (2). Найдено, что с повышением начальной температуры от 20°С до 475°С давление превращения уменьшается от 18,9 ГПа до 16,9 ГПа для графита с 5% ромбоэдрической фазы (при этом расчетные значения температуры за первой ударной волной составили 523°С и 819°С, соответственно) и от 20,3 ГПа до 18,3 ГПа для графита с 27% ромбоэдрической фазы (температуры 472°С и 783°С, соответственно).

На рис. 12 результаты ударно-волновых измерений сопоставляются со статическими данными [49] по прямому превращению графит-алмаз. Хотя значения давлений превращения для двух исследованных типов графита различны, оба материала демонстрируют одинаковый наклон зависимостей $\rho_f(T)$. Температура ударно-сжатого графита во всех случаях остается значительно меньше температуры отжига под давлением, необходимой для полного превращения графита в кубический алмаз. Заметим, что полученная зависимость $\rho_f(T)$ экстраполируется в район минимальных давлений и температур вблизи линии равновесия, которые необходимы для получения алмаза. По-видимому, для обеспечения необратимого превращения в кубический алмаз требуется достижение «надбарьерного» состояния.

Ударное сжатие фуллеренов

Молекулы фуллеренов состоят из атомов углерода, каждый из которых связан с тремя другими атомами углерода и расположен в вершине замкнутого выпуклого многогранника. Из условия кинетической стабильности следует, что число атомов углерода в молекуле должно быть не меньше 60. Внутри молекулы атомы углерода связаны ковалентными sp^2 связями. Межатомные расстояния и величины энергии связи атомов внутри молекулы близки к значениям для базовой плоскости графита. В некотором приближении фуллерен можно представить как плоскую сетку шестиугольников (графитовая сетка) свернутых и сшитых в замкнутый эллипсоид вращения. Предполагается [50], что при давлении 50 ГПа молекулы C₆₀ должны сблизиться до касания и в этих условиях фуллерен будет иметь модуль объемного сжатия в ~620–720 ГПа, что в полтора раза выше модуля объемного сжатия алмаза. В то же время, с термодинамической точки зрения фуллерены являются наименее стабильными аллотропными модификациями углерода. В нормальных условиях фуллерен существует в виде молекулярных кристаллов с гранецентрированной кубической (C₆₀ и C₇₀) ромбоэдрической или гексагональной плотноупакованной

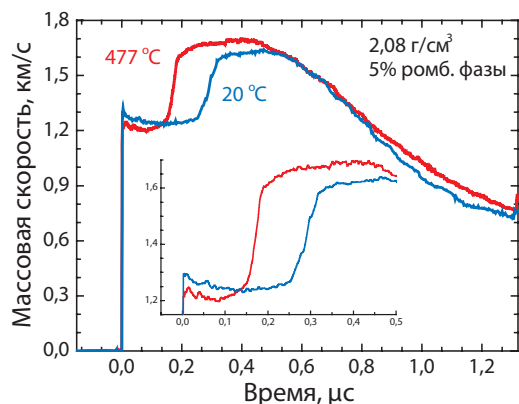


Рис. 19. Влияние температуры на превращение графита с 5% ромбоэдрической фазы при ударном сжатии. Указана начальная температура

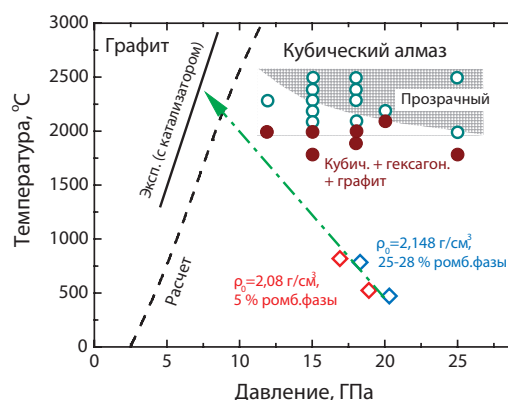


Рис. 20. Сопоставление данных ударно-волновых измерений с литературными [49] данными по прямому превращению графит-алмаз

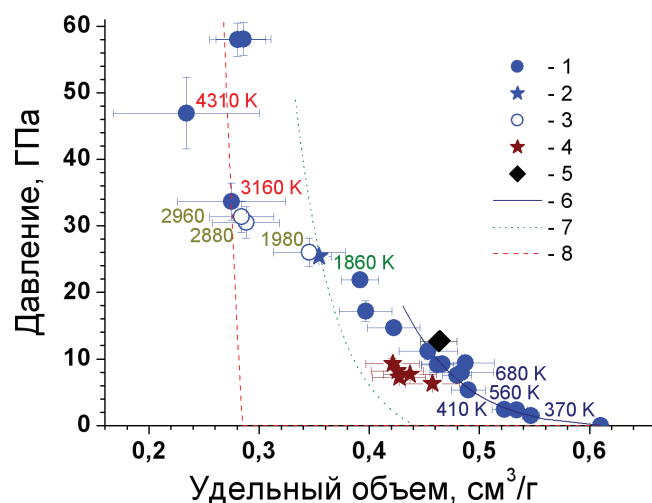


Рис. 21. Ударная сжимаемость фуллеренов C_{60} (1-3), C_{70} (4) и двумерно-полимеризованной ромбоэдрической фазы на основе фуллерена C_{60} (5). 2, 3 - параметры первой и второй ударной волны в фуллерене C_{60} в области существования «двухволновой» конфигурации. 6, 7, 8 - ударные адиабаты простой кубической фазы фуллерена C_{60} , пористого графита и алмаза, рассчитанные с использованием полуэмпирических уравнений состояния [59, 60] Возле некоторых экспериментальных точек указаны соответствующие им расчетные значения температур

(C_{70}) структурой. Молекулы в кристаллах связаны слабым Ван-дер-Ваальсовым взаимодействием, вследствие чего при малых давлениях фуллерен имеет высокую сжимаемость и низкую твердость.

При статическом сжатии фуллерена до давлений в несколько ГПа в условиях повышенной температуры наблюдалась серия структурных превращений, связанных со сближением молекул фуллеренов и образованием между ними ковалентных связей – полимеризацией [51, 52]. Фуллерен C_{60} легче полимеризуется и способен к образованию значительно большего числа полимеризованных структур, чем фуллерен C_{70} . Важным является наблюдение [53], что между исходной гцк-структурой фуллерена C_{60} и структурами некоторых из полимеризованных фаз на основе фуллерена C_{60} наблюдается кристаллогеометрическое соответствие. Такое соответствие является необходимым условием для реализации быстрых (мартенситных) превращений, которые могут происходить в том числе и при ударно-волновом нагружении фуллеренов. По мере дальнейшего увеличения давления и

температуры молекулы фуллеренов начинают деформироваться и разрушаться с образованием sp^3 связей между атомами углерода. В некоторых случаях упругие модули материалов на основе C_{60} , получаемых после воздействия экстремально высоких давлений и температур, оказывались близкими (или даже превосходили) упругие модули алмаза.

Результаты наших исследований микроструктуры материала, сохраненного после микросекундного квазизэнтропического сжатия, позволяют сделать заключение, что фуллерены в данных условиях стабильны вплоть до давления 20–25 ГПа [54–56]. Этот вывод подтверждают измерения электропроводности ударно-сжатых фуллеренов C_{60} и C_{70} в режиме реального времени [57]. Образцы, сохраненные после динамического сжатия фуллеренов до давлений свыше 20–25 ГПа, в зависимости от условий проведения эксперимента содержали графит, алмаз и аморфный углерод (в ряде случаев обладающий каким-либо ближним порядком). В некоторых случаях в материале, сохраненном после сжатия фуллерена C_{60}

до давлений около 20 ГПа, были обнаружены признаки присутствия полимеризованных фаз на основе C_{60} . В образцах, сохраненных после ударного сжатия фуллерена C_{70} , полимеризации зафиксировано не было, но наблюдались ударно-инициированные фазовые превращения ромбоэдрической (при давлении менее 8 ГПа) и гексагональной плотноупакованной (в области давлений 9–26 ГПа) кристаллических модификаций фуллерена C_{70} в кубическую. Глубина последнего превращения увеличивалась с ростом ударного давления.

На рис. 21 и 22 представлены результаты измерений ударной сжимаемости фуллерена C_{60} и скорости звука в ударно-сжатом веществе [58]. Ударная адиабата и зависимость скорости звука от давления имеют несколько аномальных участков. При давлении ~9 ГПа наблюдается фазовое превращение, сопровождающееся резким увеличением скорости звука в ударно-сжатом веществе. Конечным продуктом данного превращения является аллотропная модификация углерода с достаточно высоким модулем объемного сжатия, вероятно, двумерно-полимеризованная ром-

боэдрическая фаза фуллерена C_{60} (плотность $\rho_0 = 1,9 \text{ г/см}^3$, продольная скорость звука при нормальных условиях $C_L = 6,8\text{--}7,4 \text{ км/с}$). Необходимо отметить, что при исследовании ударно-сжатого фуллерена C_{70} в этой области давлений каких-либо особенностей, связанных с полимеризацией, не обнаружено.

В области давлений 11 – 22 ГПа, как следует из падения скорости звука в ударно-сжатом материале, зафиксированного в окрестности давления $P \sim 22 \text{ ГПа}$, происходит разрушение полимеризованной фазы фуллерена C_{60} с образованием, вероятней всего, графитоподобного углерода. Скачок скорости звука в области давлений 25–33 ГПа связан с началом еще одного фазового превращения, завершающегося формированием фазы высокого давления – плотной аллотропной модификации углерода. Ударная волна в этой области давлений теряет устойчивость и расщепляется на две независимые волны, которые следуют одна за другой. Хорошее соответствие между скоростью звука в ударно-сжатом фуллерене при давлениях свыше 33 ГПа и скоростью звука в ударно-сжатом графите при давлениях

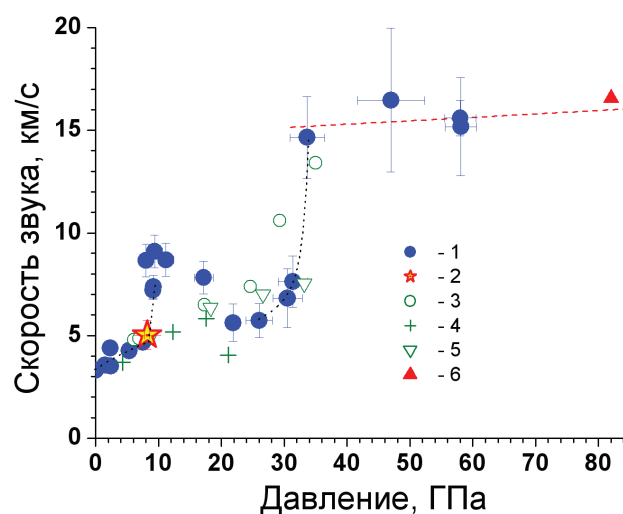


Рис. 22. Экспериментальная зависимость скорости звука в ударно-сжатом материале в зависимости от давления:

1- фуллерен C_{60} ; 2- фуллерен C_{70} ; 3- синтетический графит ($\rho_0=1,9 \text{ г/см}^3$) [61];

4 - синтетический графит ATJ ($\rho_0=1,7 \text{ г/см}^3$) [62];

5 - пиролитический графит ($\rho_0=2,2 \text{ г/см}^3$) [36]; 6 - алмаз [63]

выше области фазового превращения графита в алмаз свидетельствует в пользу того, что конечным продуктом данного превращения является алмаз.

При давлении за фронтом ударной волны свыше 33 GPa ход ударной адиабаты фуллерена C_{60} определяется термодинамическими свойствами алмазоподобной фазы высокого давления.

Мартенситные превращения при ударном сжатии сплавов с эффектом памяти формы

В настоящее время интенсивно исследуется и в ряде случаев успешно применяется в технике эффект памяти формы (ЭПФ) в некоторых сплавах, в основе которого лежат термоупругие мартенситные превращения. В частности, обсуждается перспективность применения ЭПФ при разработке новых трибоматериалов с повышенным сопротивлением износу и абсорберах энергии удара и вибрации. Эти потенциальные приложения стимулируют исследования поведения материалов с ЭПФ в условиях высокоскоростного деформирования. Типичными представителями материалов с ЭПФ являются никель–титановые сплавы (нитинолы). В таких сплавах с составом, близким к эвтектическому, имеет место переход из кубической (аустенитная фаза B2) в моноклинную (мартенсит B19) фазу при

охлаждении или под действием приложенных напряжений [64]. Характерные температуры начала и окончания прямых M_s и M_f и обратных A_s и A_f мартенситных превращений зависят от состава сплавов.

Мартенситный переход в материалах с памятью формы в определенном температурном диапазоне несколько выше температуры окончания аустенитного перехода A_f может быть вызван приложенными механическими напряжениями. Когда напряжение превышает некий порог аустенитная кристаллическая структура трансформируется в мартенситную фазу. При этом элементарный акт пластичности осуществляется за счет обратимого мартенситного превращения, неупругая деформация частично обратима, а температурная зависимость предела упругости немонотонна и имеет минимум при температуре M_s и максимум при некоторой температуре $M_d > A_f$. Регистрация этих проявлений ЭПФ может рассматриваться как средство его идентификации.

На рис. 23 сопоставлены результаты экспериментов с образцами сплава $Ti_{51,1}Ni_{48,9}$, имеющими различный размер зерна. Все волновые профили, полученные в экспериментах с субмикроструктурными образцами, демонстрируют большую крутизну волны сжатия и более высокие амплитудные значения напряжения сжатия, что может означать меньшую диссипацию энергии удара. Против ожиданий, в этих образцах реализуется меньшая откольная прочность.

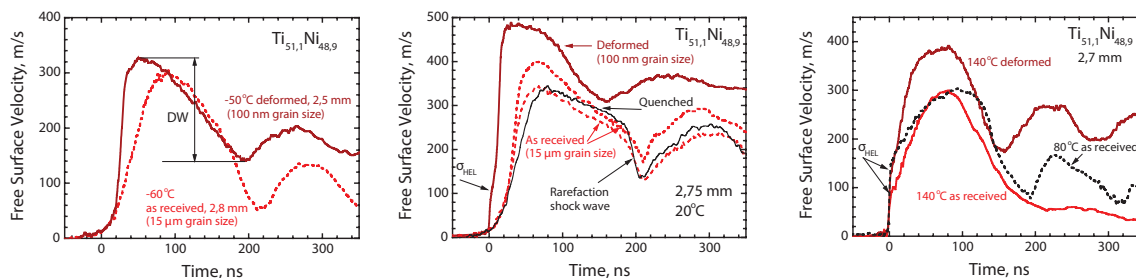


Рис.23. Результаты экспериментов во всем температурном диапазоне с образцами сплава $Ti_{51,1}Ni_{48,9}$, имеющими различный размер зерн

Низкий предел текучести и сильное деформационное упрочнение, регистрируемые при комнатной и пониженных температурах, типичны для мартенситной фазы сплавов никелида титана [65]. С увеличением начальной температуры образцов величина динамического предела упругости быстро возрастает. Форма волны разгрузки в закаленном материале в опыте при комнатной температуре, позволяет предположить формирование ударной волны разрежения. Причиной ее образования является эффект псевдоупругости при обратимом полиморфном превращении, который приводит к немонотонному изменению скорости звука по мере уменьшения напряжения сжатия. Субмикроструктурный сплав демонстрирует более высокий, чем в исходном сплаве, динамический предел упругости при 140°C.

На рис. 24 суммированы результаты измерений динамического предела упругости двух исследованных никель–титановых сплавов в сравнении данными для аналогичных сплавов при квазистатическом нагружении [64]. Видно, что эти зависимости подобны, т.е. данные, полученные из ударных экспериментов, воспроизводят влияние концентрации элементов на температуры переходов, а уменьшение размеров зерна сдвигает область мартенситных переходов

в сторону низких температур.

Таким образом, проведенные измерения структуры интенсивных волн сжатия и разрежения в двух сплавах никелида титана с эффектом памяти формы выявили признаки обратимого мартенситного превращения в субмикросекундном диапазоне длительностей механической нагрузки. Зависимости динамического предела упругости от температуры и элементного состава аналогичны подобным зависимостям пределов текучести этих сплавов при низкоскоростном деформировании. Обнаружено формирование ударной волны разрежения как следствие псевдоупругого поведения сплава при обратимом мартенситном превращении. Уменьшение размера зерна до субмикронного уровня приводит к росту динамического предела упругости и снижает температуры мартенситных превращений.

ОТКОЛЬНАЯ ПРОЧНОСТЬ МОНОКРИСТАЛЛОВ И ПОЛИКРИСТАЛЛОВ ВБЛИЗИ ПЛАВЛЕНИЯ

На рис. 25 показана часть фазовой диаграммы алюминия, рассчитанной для условий опытов [18, 19], показанных на рис. 6. Поло-

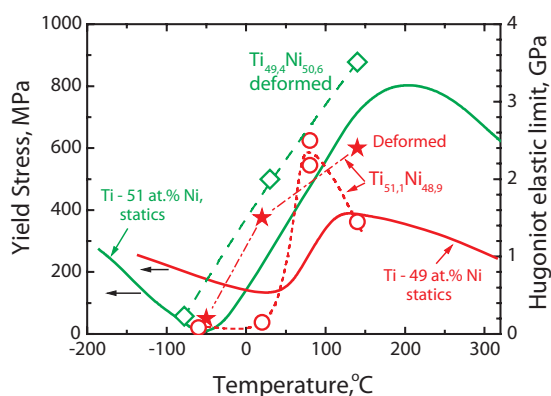


Рис. 24. Зависимости предела текучести сплавов никелида титана от температуры для статических (сплошные линии) [64] и динамических (точки) условий нагружения

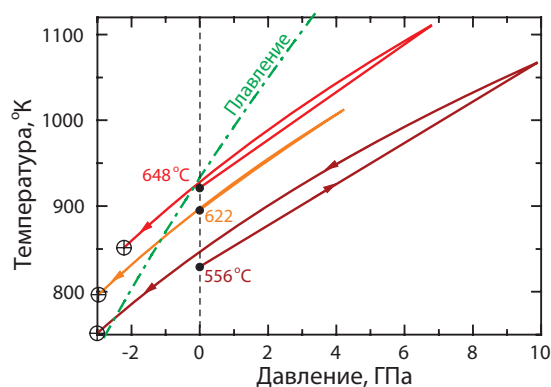


Рис. 25. Изменения состояния алюминия при ударном сжатии и последующем разрежении для условий опытов, показанных на рис. 6

жение границ области сосуществования твердой и жидкой фаз при отрицательных давлениях определено, как и в области сжатия, равенством химических потенциалов фаз.

Начало плавления должно сопровождаться увеличением сжимаемости и уменьшением напряжения течения, что должно вызывать появление аномалий на профиле волны разрежения с входом в двухфазную область. Однако волновые профили вблизи температуры плавления полностью подобны тем измеренным при меньших температурах. Пересечение расчетной границы области плавления при растяжении не сопровождается резким падением прочности монокристаллов на разрыв.

На рис. 26 суммированы результаты измерений откольной прочности металлов в поликристаллическом и монокристаллическом состояниях при температурах вплоть до точки плавления. Там же приведены термодинамические оценки порогов разрушения [66], связанных с началом плавления при растяжении. Из приведенных данных видно, что поликристаллические алюминий и магний теряют прочность с приближением к температуре плавления, в то время как монокристаллы сохраняют высокую прочность на разрыв даже после пересечения

фазовой границы плавления в области отрицательных давлений.

Можно предположить, что измеренные значения динамической прочности монокристаллов при высоких температурах характеризуют свойства частично расплавленного алюминия. Однако это предположение не объясняет различие в поведении монокристаллов и поликристаллического алюминия. Если внутри кристалла появляются очаги расплава, то кристалл перестает быть однородным и его прочностные свойства должны стать теми же, что и у поликристаллического материала. Тем не менее, даже при наибольших температурах монокристаллы алюминия демонстрируют более высокую прочность, чем поликристаллический алюминий при комнатной температуре и той же скорости деформирования. Представляется более вероятным, что в проведенных экспериментах материал не плавился и измеренная прочность во всех случаях соответствует прочности твердого тела.

Если ожидавшееся плавление в процессе высокоскоростного растяжения при высоких температурах не происходило, то, следовательно, в экспериментах с монокристаллами реализовывались состояния перегретого

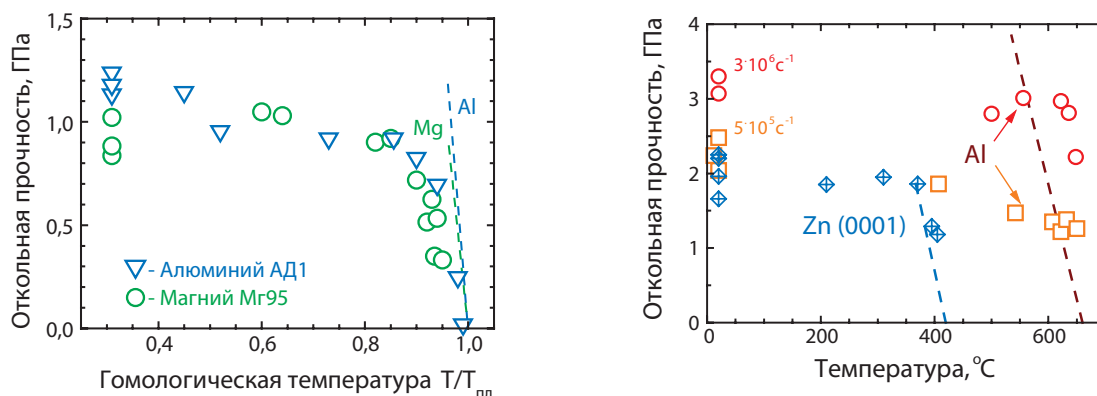


Рис. 26. Зависимость откольной прочности металлов от температуры.

Линиями показаны оценки, сделанные в предположении разрушения в момент начала плавления при растяжении [66]. а: результаты измерений для поликристаллических алюминия и магния [12] (T_m – температура плавления). б: результаты опытов с монокристаллами цинка [67] и алюминия [18, 19]. Данные для алюминия соответствуют двум различным скоростям деформирования: $5 \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$ и $3 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$

твердого тела. Величина перегрева достигала 60–65°С при наименьших длительностях ударной нагрузки. Считается, что критическую роль в плавлении играет поверхность кристалла, где энергия активации близка к нулю. плавление однородно нагретого твердого тела всегда начинается с его поверхности. Перегретые твердотельные состояния могут быть созданы лишь внутри тела при условии, что его поверхность имеет температуру ниже точки плавления. Это условие было реализовано в проведенных экспериментах. После того, как в перегретом твердом теле зародились очаги расплава, они должны быстро расти, вызывая пластическую деформацию окружающего кристаллического материала и провоцируя его разрушение.

С другой стороны, в поликристаллических материалах возможны эффекты «предплавления» на границах зерен, где имеет место наибольшая концентрация примесей [68]. Молекулярно-динамические расчеты [69] показывают, что плавление в объеме поликристаллов начинается на межзеренных границах при температурах заметно ниже температуры плавления. В терминах термодинамики это означает избыточную внутреннюю энергию приповерхностных слоев зерен, где кристаллическая структура искажена вследствие нарушения симметрии действующих сил. Можно надеяться, что измерения динамической прочности материалов вблизи температуры плавления дадут возможность оценить количественно энергию искажения приповерхностных слоев зерен.

Современные достижения техники динамического эксперимента по достижению глубоких отрицательных давлений делают содержательным обсуждение вопроса о том, чем завершается кривая метастабильного плавления реального вещества в пределе $T \rightarrow 0$. Предполагается, например, что с понижением температуры плавления в области отрицательных давлений кривая плавления может доходить вплоть до нулевой изотермы вещества

[70]. С другой стороны, результаты более детального анализа, основанного на однокомпонентной модели плазмы [71] и молекулярно-динамических расчетах [72], свидетельствуют об обрыве линии равновесного плавления в низкотемпературном пределе вследствие достижения границы устойчивости жидкости.

УДАРНОЕ СЖАТИЕ ХРУПКИХ МАТЕРИАЛОВ. ВОЛНЫ РАЗРУШЕНИЯ

В то время как механизмы и определяющие факторы разрушения хрупких материалов при растяжении достаточно хорошо изучены, процессы квазистатического и, особенно, динамического неупругого сжатия представляются в значительной мере неясными. В отличие от пластичных металлов, для высокотвердых окислов и интерметаллидов с ковалентно-ионными межатомными связями и низкой симметрией кристаллов характерны высокая энергия образования дислокаций и малое количество плоскостей, где возможно скольжение дислокаций. По этой причине пластическая деформация сильно затруднена, в результате чего возможна высокая концентрация напряжений на микротрещинах и других неоднородностях. Блокирование скольжения внутри тела на границе зерна или на пересечении с другой действующей системой сдвига может привести к появлению трещины.

По определению, разрушение означает нарушение сплошности материала. Трещины, как и другие несплошности, могут образовываться в беспористой среде только под действием растягивающих напряжений. Известно, однако, что даже при общем сжатии локальные напряжения вблизи неоднородностей могут стать растягивающими. Согласно критерию Гриффитса [73], разрушение при сжатии инициируется, когда наибольшее локальное растягивающее напряжение достигает порогового

значения. для двухосного напряженного состояния критерий Гриффитса имеет вид

$$(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + 8K(\sigma_1 + \sigma_2) = 0,$$

где σ_1, σ_2 – главные напряжения, K – константа материала, которая предполагается равной стандартному пределу прочности при растяжении.

Исследования поведения хрупких материалов при ударно-волновом нагружении включают измерения ударной сжимаемости, регистрацию и анализ волновых профилей сжимающего напряжения или скорости вещества, измерения напряженного состояния в ударно-сжатом материале и откольной прочности после нагружения импульсами ударной нагрузки различной интенсивности. Результаты исследований ударного сжатия высокопрочных керамик, минералов и стекол отчасти суммированы в обзорных статьях [74, 75] и монографии [7]. Наиболее дискуссионным оказался вопрос о характере неупругой деформации в ударной волне, а именно: имеет ли место хрупкое растрескивание или пластическое течение в процессе сжатия хрупкого материала в плоской ударной волне. Дело в том, что при одноосном ударном сжатии возрастают как продольная, так и поперечная компоненты напряжений. В упругой области изменение продольного σ_x и поперечного σ_y

напряжений происходит согласованным образом:

$$\sigma_x = \sigma_y(1-\nu)/\nu,$$

где ν – коэффициент Пуассона. Порог разрушения быстро возрастает с увеличением поперечного напряжения сжатия и при некотором значении σ_y имеет место, так называемый, хрупко-пластический переход: сдвиговые напряжения становятся достаточными для активации механизмов пластического деформирования, а раскрытие трещин подавляется поперечными напряжениями. Сопротивление неупругому деформированию при разрушении с одной стороны и пластическом течении с другой имеет различную физическую природу и описывается различными способами. По этой причине для калибровки реологических моделей чрезвычайно важно знать характер наблюдаемого неупругого деформирования.

На рис. 27 приведены примеры регистрации волновых профилей при ударном сжатии двух высокотвердых материалов из окиси алюминия – керамики и монокристалла. Результаты опытов с керамикой, вообще говоря, не содержат каких-либо особенностей, которые можно было бы идентифицировать как признаки разрушения. Керамики окиси алюминия имеют высокий предел упругости (5–10 ГПа) и низкую (менее 1 ГПа) откольную

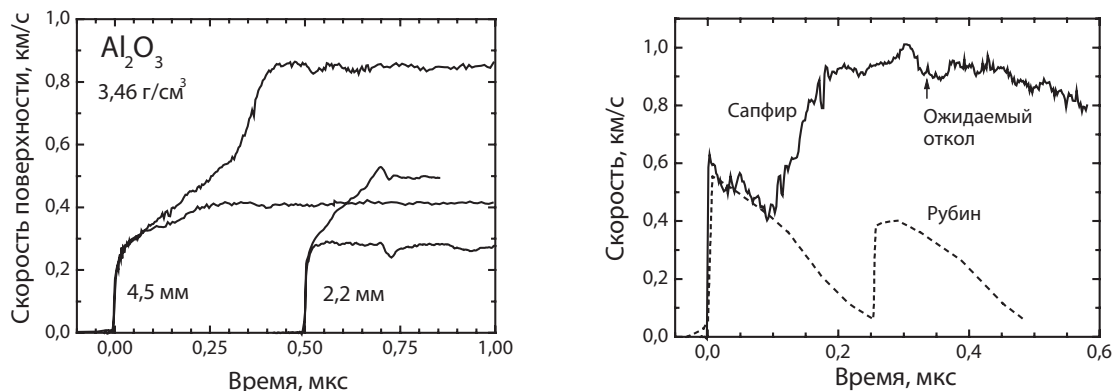


Рис. 27. Профили ударного сжатия образцов окиси алюминия при различных давлениях ударного сжатия.

a: результаты опытов с керамическими образцами плотностью 3,46 г/см³.

b: опыты с рубином [76] и сапфиром, находящимся в контакте с водой

прочность. Имеются противоречивые данные о том, сохраняется ли сопротивление откольному разрушению керамики в условиях, когда в волне сжатия превышен динамический предел упругости. Исчезновение прочности на разрыв можно было бы рассматривать, как свидетельство разрушения при предшествующем ударном сжатии, но даже в этом случае остается неясным, происходит ли разрушение непосредственно в процессе сжатия или в процессе последующей разгрузки.

Монокристаллическая окись алюминия ниже предела упругости имеет чрезвычайно высокую (до 20 Гпа [76, 77]) откольную прочность. В этой области напряжений регистрируются гладкие, без особенностей волновые профили. Если максимальное напряжение в импульсе сжатия превышает предел упругости откольная прочность падает практически до нуля; при этом на волновых профилях появляются нерегулярные осцилляции, что очевидно является следствием значительной гетерогенности процесса неупругого деформирования. Анализ образцов керамической окиси алюминия и сапфира, сохраненных после ударно-волнового воздействия [78], показал, что, наряду с растрескиванием, в ударных волнах имеет место значительная пластическая деформация, о чем свидетельствуют много-

численные дислокации, полосы сдвига и двойники внутри фрагментов.

Одним из возможных способов идентификации разрушения при ударном сжатии могла бы быть регистрация волн разрушения [79], формирование которых было обнаружено в стекле, сжатом ударной волной [80–82]. Волна разрушения представляет собой пример самоподдерживающегося разрушения при сжатии, что важно для понимания механизмов землетрясений, горного удара и других катастрофических явлений. На рис. 28 приведены профили скорости свободной поверхности образцов стекла К8, измеренные [83] в условиях ударного сжатия выше и ниже динамического предела упругости. В обоих случаях измеренные волновые профили повторяют форму импульса сжатия в образце. Неполная разгрузка в опыте с большей интенсивностью ударной волне объясняется тем, что в этом опыте к тыльной поверхности ударника примыкал толстый слой парафина. Ступенчатый характер спада скорости в волне разрежения при меньшей скорости удара объясняется различием динамических импедансов стекла и стального ударника.

Из того факта, что откольные явления не проявляются на профилях скорости свободной поверхности, следует, что динамиче-

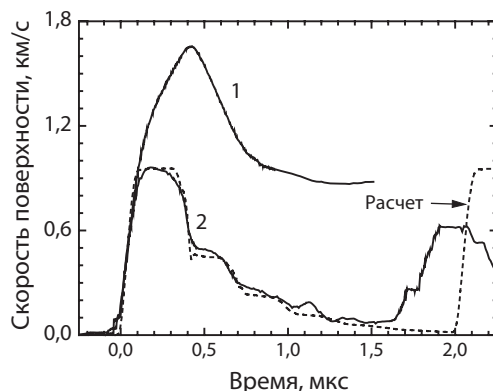


Рис. 28. Профили скорости свободной поверхности образцов стекла К8 толщиной 6,1 мм [83]. Условия нагружения: 1 – удар алюминиевой пластиной толщиной 2 мм со скоростью $1\,900 \pm 50$ м/с; 2 – удар стальной пластиной толщиной 0,9 мм со скоростью 670 ± 30 м/с. Пунктирной линией показан результат численного моделирования опыта 2

ская прочность стекла на разрыв превышает 6,8 ГПа при ударном сжатии ниже предела упругости и остается чрезвычайно большой с превышением последнего. Для сравнения: квазистатическая прочность стекла на разрыв составляет примерно 0,1 ГПа. Причина столь большого расхождения заключается в том, что в обычных условиях разрушение стекла инициируется на его поверхности, где всегда имеются зародышевые микротрещины. В то же время в экспериментах с ударными волнами откольное разрушение может инициироваться только в объеме материала без какого-либо участия поверхностных дефектов. Сохранение высокой откольной прочности стекла при превышении динамического предела упругости означает, что пластичность материала сохраняется в процессе разгрузки из ударно-сжатого состояния и последующего растяжения.

Сопоставление с результатами численного моделирования на рис. 28 показывает, что время реверберации импульса сжатия/растяжения в стеклянной пластине меньше ожидаемого для продольной упругой волны. Это объясняется тем, что у поверхности соударения образовался слой разрушенного материала толщиной ~1,5 мм. Подобное растрескивание не происходит при ударном сжатии выше предела упругости: переотраженный импульс сжатия выходит на поверхность в этом случае даже несколько позже, чем ожидаемая упругая волна. Эксперименты с образцами стекла разной толщины, нагружаемыми импульсами ударного сжатия большой длительности [80–82], показали, что разрушенный слой расширяется со временем. Этот процесс можно представить как распространение волны разрушения. Волна разрушения представляет собой сетку трещин, инициируемых под действием приложенного напряжения на поверхности стекла, где всегда имеются многочисленные зародышевые микротрещины, и распространяющихся в объеме материала. Скорость распространения волны разрушения меньше продольной и сдвиговой

скоростей звука, близка к предельной скорости роста трещин (~1,5 км/с для стекла) и зависит от напряжения. Волны разрушения формируются при напряжениях сжатия выше некоторого порога, который можно идентифицировать как порог разрушения, и ниже предела упругости стекла. При уменьшении действующего напряжения волна разрушения останавливается. В волне разрушения имеет место согласованное возрастание напряжения и плотности материала в соответствии с законами сохранения массы и импульса и происходит релаксация сдвиговых напряжений. Скорость волны разрушения несколько возрастает с увеличением напряжения сжатия. После прохождения волны разрушения материал полностью или почти полностью теряет сопротивление растяжению. Пластические деформации подавляют растрескивание материала.

Хотя показано, что волна разрушения действительно является волной как это понимается в механике сплошной среды, ее кинематика отличается от кинематики упруго-пластических волн. Ударная волна в упруго-пластическом теле теряет устойчивость из-за резкого возрастания сжимаемости по достижении предела текучести. В результате ударная волна расщепляется на упругую и пластическую волны сжатия. Напряжение за фронтом упругой волны при этом определяется величиной предела текучести материала. Подобная волновая структура должна формироваться в поликристаллическом хрупком материале, где разрушение инициируется в каждом зерне как только напряжение достигает порога разрушения. И в том и в другом случае скорость распространения второй волны определяется объемной сжимаемостью материала. Скорость же распространения волны разрушения определяется скоростью роста трещин, которая не связана с объемной сжимаемостью. С другой стороны, конечное напряжение сжатия за волной разрушения определяется условиями на поверхности соударения (или контактной по-

верхности между экраном и пластиной стекла). В результате, поскольку скорость распространения волны разрушения и конечное состояние материала за ней фиксированы, напряжение перед ее фронтом (то есть – напряжение в лидирующей упругой волне) определяется этими условиями и необязательно равно порогу разрушения.

Поверхность стекла является источником трещин и играет важную роль в волновом процессе разрушения. В этом смысле процесс подобен диффузии. Однако скорость диффузии не сохраняется неизменной в отличие от наблюдаемой скорости волн разрушения. По этой причине самоподдерживающееся распространение дозвуковых волн разрушения скорее подобно горению. Вероятно, наиболее наглядно роль поверхностей и специфическая кинематика волн разрушения проявляются при распространении волн сжатия через стопку стеклянных пластин. При переходе через каждую поверхность волна сжатия расщепляется на лидирующую упругую волну и следующую за ней низкоскоростную волну разрушения. В результате напряжение на фронте лидирующей упругой волны ступенчатым образом уменьшается на каждой поверхности в стопке. Это должно происходить до тех пор, пока на-

пряжение в упругой волне не уменьшится до порога разрушения.

На рис. 29 сопоставляются результаты измерений [84] волновых профилей, генерируемых ударом в толстой стеклянной пластине и в стопке тонких пластин. Суперпозиция волн разрушения в пакете стеклянных пластин формирует двухволновую конфигурацию сжатия: упругая волна трансформируется в упругопластическую. При этом время сжатия во второй волне примерно соответствует времени распространения встречных трещин через пластину в стопке. Напряжение за фронтом лидирующей упругой волны в стопке составляет 4 ГПа. По-видимому это напряжение близко к порогу разрушения стекла в данных условиях. Конечные значения скорости свободной поверхности практически одни и те же для толстой стеклянной пластины и стопки тонких пластин. Таким образом, эксперименты с ударным сжатием стопки пластин представляют собой простой и наглядный способ обнаружения волн разрушения.

К сожалению, эксперименты со стопками керамических пластин не обнаружили влияния дополнительных поверхностей на эволюцию волны сжатия, подобного наблюдавшемуся для стекол [85]. В работе [86] нами было пред-

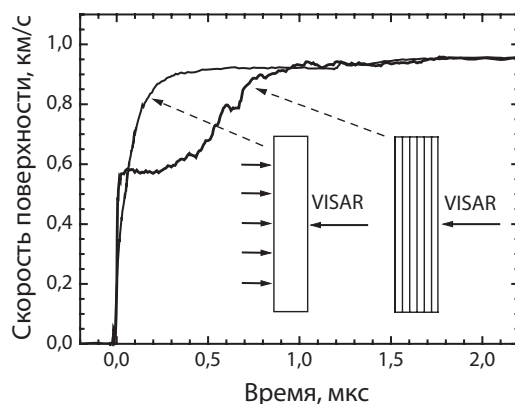


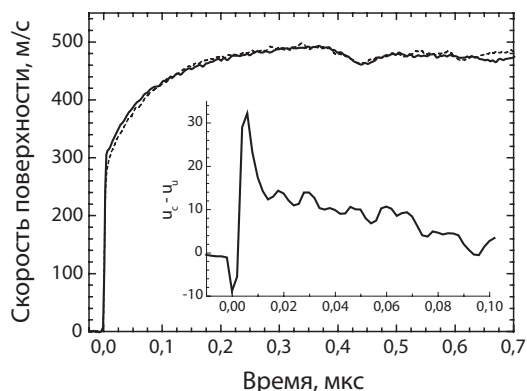
Рис. 29. Трансформация импульса ударного сжатия в стекле вследствие образования волн разрушения. Представлены профили скорости свободной поверхности пластины натриево-известкового стекла толщиной 5,9 мм и стопки из 8 стеклянных пластин толщиной по ~1,21 мм при одинаковых условиях нагружения [84]

ложено диагностировать характер неупругого деформирования при ударном сжатии хрупких материалов путем варьирования величины поперечного напряжения сжатия и измерения его влияния на динамический предел упругости. Известно [87], что в области хрупкого разрушения предел упругости сильно зависит от давления, в то время как с началом пластичности эта зависимость практически исчезает. Дело в том, что механизмы неупругого деформирования при разрушении и пластическом течении имеют различную физическую природу и описывается различными способами. При пластическом деформировании амплитуда упругого предвестника должна соответствовать критерию текучести, например, критерию Мизеса или Треска, в соответствии с которыми напряжение на динамическом пределе упругости связано с пределом текучести σ_T соотношением $\sigma_{HEL} = \sigma_T (1 - \nu) / (1 - 2\nu)$, где ν — коэффициент Пуассона. Наличие относительно малого бокового давления вызывает небольшое возрастание амплитуды предвестника: $\sigma_{HEL}^{duct} = (\sigma_T + p)(1 - \nu) / (1 - 2\nu)$. В случае хрупкого поведения можно воспользоваться критерием разрушения Грифф-

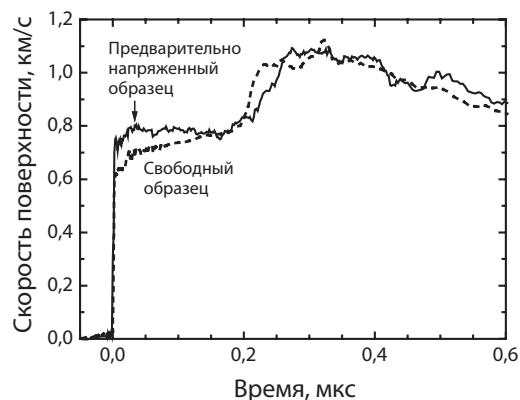
фитса, что дает $\sigma_{HEL} = \sigma_T (1 - \nu) / (1 - 2\nu)^2$. В этом случае наложение бокового давления приводит к гораздо большему увеличению амплитуды упругого предвестника: $\sigma_{HEL}^{brit} = [\sigma_T + (1 - 2\nu)(3 - 2\nu)p](1 - \nu) / (1 - 2\nu)^2$, что примерно в два с половиной раза превышает эффект бокового давления при пластическом поведении.

На рис. 30 представлены измеренные профили скорости поверхности свободных и предварительно напряженных образцов окиси алюминия и карбида бора при ударно-волновом нагружении. Контролируемое боковое давление $p \gg 0,3$ ГПа в образцах создавалось методом горячей посадки в стальные кольца, которые изначально имели меньший (на 0,1 мм) внутренний диаметр, чем образцы.

Результаты опытов, показанные на рис. 30, недвусмысленно демонстрируют различие в реакции окиси алюминия и карбида бора на боковое давление. Таким образом, измерения показывают, что окись алюминия ведет себя как пластичный материал при одномерном сжатии в ударной волне, в то время как в карбиде бора имеет место хрупкое разрушение сжатием.



a)



b)

Рис. 30. Сопоставление профилей скорости поверхности свободной (пунктирные кривые) и предварительно напряженной (сплошные кривые) пластин керамической окиси алюминия (графики a) и карбида бора (b) [86].

На врезке показано изменение разности скоростей со временем

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Значимость исследований процессов неупругого деформирования и разрушения твердых тел при ударно-волновом нагружении определяется как уникальной возможностью исследований в области физики прочности и пластичности при наиболее высоких и надежно измеримых скоростях деформирования, так и разнообразными практическими потребностями, не ограниченные только ударными воздействиями. Эксперименты с ударными волнами позволяют получить сведения о наиболее фундаментальных прочностных свойствах материалов в условиях, исключающих влияние поверхности на процессы деформирования и разрушения. Этим способом удается реализовать состояния твердых тел и жидкостей, близкие к предельно возможной прочности, и тем самым оценить экспериментально их прочностной ресурс.

Первые исследования упругопластических и прочностных свойств металлов и сплавов при повышенных температурах и чрезвычайно высоких скоростях ударно-волнового нагружения обнаружили интересные эффекты, которые могли ожидать, но, тем не менее, не были предсказаны теорией. Результаты измерений показывают, что в этих условиях влияние температуры на предел текучести может быть противоположен тому, что имеет место при низких и умеренных скоростях деформирования. Температурные зависимости прочности монокристаллических и поликристаллических металлов вблизи точки плавления имеют существенно различный характер, что объясняется явлениями перегрева кристаллического состояния и предплавления. Открываются новые возможности изучения перегретых твердотельных состояний и плавления в области отрицательных давлений. Есть основание надеяться, что наблюдавшийся эффект предплавления может быть использован для количественного

описания состояния вещества на границах зерен.

Последние исследования подтверждают информативность и плодотворность ударно-волновых исследований материалов и получения сведений о быстропротекающих физико-химических превращениях, закономерностях деформирования и разрушения при экстремально высоких скоростях нагружения. Показано, что при ударном сжатии полиморфные превращения твердых тел могут происходить за времена 10^{-9} – 10^{-7} с и менее. Современная техника ударных волн предоставляет уникальные возможности для определения предельных скоростей и высокоскоростных механизмов перестройки кристаллической структуры. С другой стороны, исследования некоторых полиморфных превращений, таких как превращение графита в алмаз, очевидно являются практически важными в связи с реализованными и многочисленными потенциальными технологическими применениями ударно-волновых воздействий. С этой точки зрения важно выяснить влияние структурных и иных факторов на кинетику и полноту превращения. Так как полиморфизм при сжатии присущ многим конструкционным и другим практически важным материалам, его исследования важны с точки зрения расчетного прогнозирования интенсивных импульсных воздействий.

Большое внимание в нашей работе уделено поведению хрупких материалов. В частности, активно изучаются волны разрушения, обнаруженные российскими исследователями. Формирование волн разрушения является одним из механизмов катастрофической потери прочности высокотвердых хрупких материалов и представляет собой пример нелокальной реакции материала на нагрузку. Набор методов диагностирования состояний ударно-сжатых хрупких материалов существенно расширен разработкой методологии испытаний предварительно напряженных образцов, испытаний расходящимися ударными волнами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. (М.: Наука, 1966, 686 с.)
2. Альтшулер Л.В., Трунин Р.Ф., Урлин В.Д., Фортов В.Е., Фунтиков А.И. Развитие в России динамических методов исследований высоких давлений. УФН 169(3) 323–342 (1999)
3. А.В. Бушман, Г.И. Канель, А.Л. Ни, В.Е. Фортов. Теплофизика и динамика интенсивных импульсных воздействий. Изд-во Института химической физики АН СССР, Черноголовка, 1988, 200 стр.
4. V.E. Fortov and I.V. Lomonosov. Thermodynamics of extreme states of matter. Pure & Appl. Chem. 1997, 69(4), pp. 893–904.
5. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортов В.Е. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. (М.: Янус-К, 1996, 407 с.)
6. Antoun T., Seaman L., Curran D.R., Kanel G.I., Razorenov S.V., Utkin A.V. Spall Fracture. (New York: Springer, 2003, 404 p.)
7. Kanel G.I., Razorenov S.V., Fortov V.E. Shock-Wave Phenomena and the Properties of Condensed Matter. (New York: Springer, 2004, 320 p.)
8. Г.И. Канель, В.Е. Фортов, С.В. Разоренов. Ударные волны в физике конденсированного состояния. Успехи физических наук, 2007, том 177, N8, 809–830.
9. Baumung K., Bluhm H.J., Goel B., Hoppe P., Karow H.U., Rush D., Fortov V.E., Kanel G.I., Razorenov S.V., Utkin A.V., and Vorobjev O.Yu. Shock-Wave Physics Experiments with High-Power Proton Beams. Laser and Particle Beams 14(2) 181–210 (1996).
10. S. N. Luo, D. C. Swift, T. E. Tierney IV, D. L. Paisley, G. A. Kyrala, R. P. Johnson, A.A. Hauer, O. Tschauner and P. D. Asimov. Laser-Induced Shock Waves in Condensed Matter: Some Techniques and Applications. High Pressure Research, 2004 24(4), pp. 409–422
11. Barker, L.M. and Hollenbach, R.E. Shock wave study of phase transition in iron. J. Appl. Phys. 45(11) 4872–4887 (1974).
12. Kanel G.I., Razorenov S.V., Bogatch A.A., Utkin A.V., Fortov V.E., and Grady D.E. Spall Fracture Properties of Aluminum and Magnesium at High Temperatures. J. Appl. Phys. 79(11) 8310–8317 (1996).
13. А.Н. Дремин, Г.И. Канель. Зависимость электросопротивления манганина МНМц 3–12 и константана МНМц 40–1,5 от давления при ударном сжатии. – Физика горения и взрыва, 1972, т.8, N1, стр.147–149.
14. Razorenov S.V., Savinykh A.S., Kanel G.I., and Skakun S.N. Sub-Microsecond Yield and Tensile Strengths of Metals and Alloys at Elevated Temperatures. In: Shock Compression of Condensed Matter – 2003, Eds. M. D. Furnish et al. (AIP Conference Proceedings 706) (New York: American Institute of Physics, 2004) pp. 491–494
15. Ананьин А.В., Дремин А.Н., Канель Г.И. Полиморфные превращения железа в ударной волне. – Физика горения и взрыва, 17(3) 93–102 (1981).
16. Канель Г.И. Искажение волновых профилей при отколе в упругопластическом теле. ПМТФ 42(2) 194–198 (2001).
17. В.И. Альшиц, В.Л. Инденбом. Динамическое торможение дислокаций. УФН, 1975, т. 115, вып. 1, с. 3–38
18. Канель Г.И., Разоренов С.В. Аномалии температурных зависимостей объемной и сдвиговой прочности монокристаллов алюминия в субмикросекундном диапазоне. Физика твердого тела 43(5) 839–845 (2001).
19. Kanel G.I., Razorenov S.V., Baumung K., and Singer J. Dynamic yield and tensile strength of aluminum single crystals at temperatures up to the melting point. J. Appl. Phys. 90(1) 136–143 (2001).
20. Бернер Р., Кронмюллер Г. Пластическая деформация монокристаллов. (М.: Мир,

1969), 27 с.)

21. Судзуки Т., Есиага Х., Такеути С. Динамика дислокаций и пластичность. (М.: Мир, 1989, 294 с.)

22. Б.Л. Глушак, О.Н. Игнатова, В.А. Пушков, С.А. Новиков, А.С. Грин, В.А. Синицын. Динамическое деформирование алюминиевого сплава АМг-6 при нормальной и повышенной температурах. ПМТФ, 2000, 41, N6, 139–142

23. Разоренов С.В., Канель Г.И., Фортон В.Е. Субмикросекундная прочность алюминия и сплава АМг6М при нормальной и повышенных температурах. Физ. Металлов и металловедение 95(1) 91–96 (2003).

24. Г.И. Канель, С.В. Разоренов, Е.Б. Зарецкий, Б. Херрман, Л. Майер. Термическое «разупрочнение» и «упрочнение» титана и его сплава при высоких скоростях ударно-волнового деформирования. Физ. Твёрдого тела, 45(4), 625–629 (2003).

25. Kruger L., Meyer L., Razorenov S.V., Kanel G. I. Investigation of dynamic flow and strength properties of Ti-6-22-22S at normal and elevated temperatures. Internat. Journal of Impact Engineering, 28(8) 877–890 (2003)

26. Zaretsky E.B., Kanel G.I., Razorenov S.V., and Baumung K. Impact strength properties of nickel-based refractory superalloys at normal and elevated temperatures. International Journal of Impact Engineering 31(1) 41–54 (2005)

27. Скрипов В.П. Метастабильная жидкость. (М.: Наука, 1972, 312 с.)

28. Kanel G.I., Razorenov S.V., Utkin A.V., Fortov V.E., Baumung K., Karow H.U., Rush D., Licht V. Spall Strength of Molybdenum Single Crystals. J. Appl. Phys. 74(12) 7162–7165 (1993).

29. Разоренов С.В., Канель Г.И., Фортон В.Е. Динамическая прочность монокристаллов меди. ДАН СССР 315(3) 609–611 (1990).

30. S.V. Razorenov, G.I. Kanel, B. Herrmann, E.B. Zaretsky, and G.E. Ivanchihina. Influence of nano-size inclusions on spall fracture of copper single crystals. In: Shock Compression

of Condensed Matter – 2007, Eds.: Mark Elert et al., American Institute of Physics, New York, Conference Proceedings 955, 2007, p. 581–584

31. Г.И. Канель, С.В. Разоренов, В.Е. Фортон. Субмикросекундная прочность материалов. Известия РАН. Механика твёрдого тела, 2005, N4, с. 86–111.

32. McQueen R.G., Marsh S.P. Ultimate yield strength of copper. J. Appl. Phys. 33(2) 654–665 (1962).

33. K. Brister. X-ray diffraction and absorption at extreme pressures. Rev. Sci. Instrum., Vol. 68, No. 4, pp. 1629–1647 (1997)

34. McMahan M.I., Nelmes R.J. High-pressure structures and phase transformations in elemental metals. Chem. Soc. Rev. 35 943 (2006)

35. F.P. Bundy, W.A. Basset, M.S. Weathers, R.J. Hemley, H.K. Mao, and A.F. Goncharov. The pressure-temperature phase and transformation diagram for carbon: updated through 1994. Carbon, 34(2), 141–153 (1996).

36. W. H. Gust, Phase transition and shock-compression parameters to 120 GPa for three types of graphite and for amorphous carbon, Phys. Rev. B. 22(6), 4744–4756 (1980)

37. T. Yagi, W. Utsumi, M-a Yamakata, T. Kikegawa, O. Shimomura. High-pressure in situ x-ray diffraction study of the phase transformation from graphite to hexagonal diamond at room temperature. Phys. Rev. B, 46(10), 6031–6039 (1992)

38. F. P. Bundy and J. S. Kasper. Hexagonal Diamond – A New Form of Carbon. J. Chem. Phys. 46(9), 3437–3446 (1967)

39. А.С. Савиных, Г.И. Канель, С.В. Разоренов. Влияние структурного состояния графита на параметры и кинетику превращения в алмаз при ударном сжатии. Физика твёрдого тела, 2007, том 49, вып. 11, стр. 2083–2087

40. Безручко Г.С., Канель Г.И., Разоренов С.В., Савиных А.С., Милявский В.В. Влияние ориентации на параметры полиморфного превращения графита при ударном сжатии.

Письма в ЖЭТФ, 2008, т. 88, вып. 3, стр. 257–260.

41. A.S.Savinykh, G.I.Kanel, S.V.Razorenov, G.S. Bezruchko, and K.V. Khishchenko. Sub-microsecond graphite–diamond transformation at normal and elevated temperatures. In: *Shock Compression of Condensed Matter 2009*, Eds.: M. Elert, M.D. Furnish, W.W. Anderson, W.G. Proud, W.T. Butler, AIP Conference Proceedings 1195, Melville, New York, 2009, pp. 1175–1178

42. G.S., Bezruchko, G.I. Kanel, S.V. Razorenov, A.S. Savinykh, V.V. Milyavskiy and K.V. Khishchenko. Influence of structure and orientation of graphite on its polymorphic transformation under shock compression. In: *Shock Compression of Condensed Matter 2009*, Eds.: M. Elert, M.D. Furnish, W.W. Anderson, W.G. Proud, W.T. Butler, AIP Conference Proceedings 1195, Melville, New York, 2009, pp. 1179–1182

43. А.В. Курдюмов, В.Ф. Бритун, Н.И. Бобримчук, В.В. Ярош. Мартенситные и диффузионные превращения в углероде и нитриде бора при ударном сжатии. Киев, изд. «Куприянова», 2005, 192 с.

44. S. Scandolo, M. Berasconi, G.L. Chiarotti, P.Focher, E. Tosatti. Pressure-induced transformation path of graphite to diamond. *Phys. Rev. Letters*, 1995, 47(20), 4015–4018

45. Y. Tateyama, T. Ogitsu, K. Kusakabe, and S. Tsuneyuki. Constant-pressure first-principles studies on the transition states of the graphite–diamond transformation. *Phys. Rev. B*, 1996, 54(21), 14994–15001

46. C.J. Mundy, A. Curioni, N. Goldman, I.-F.W. Kuo, Reed, J. Evan, L.E. Fried, M. Ianuzzi. Ultrafast transformation of graphite to diamond: An ab initio study of graphite under shock compression. *J. Chem. Phys.* 128(18), 184701 (2008)

47. T. Yagi, W. Utsumi, M-a Yamakata, T. Kikegawa, O. Shimomura. High-pressure in situ x-ray diffraction study of the phase transformation from graphite to hexagonal diamond at room temperature. *Phys. Rev. B*, 46(10), 6031–6039

(1992)

48. Г.С. Безручко, Г.И. Канель, С.В. Разоренов. О пределе текучести монокристаллов цинка при одномерном сжатии в плоской ударной волне. *Журнал технической физики*, 75(5), 92–95 (2005)

49. T. Irifune, A. Kurio, S. Sakamoto, T. Inoue, H. Sumiya, K. Funakoshi. Formation of pure polycrystalline diamond by direct conversion of graphite at high pressure and high temperature // *Physics of the Earth and Planetary Interiors*. 2004. V. 143–144, P. 593–600.

50. Ruoff R.S., Ruoff A.L. Is C60 stiffer than diamond? // *Nature*. 1991. V. 350. P. 663–664.

51. Бражкин В.В., Ляпин А.Г. Превращения фуллерита C60 при высоких давлениях и температурах // *УФН*. 1996. Т. 166. N8. С. 893–897.

52. Blank. V.D., Buga S.G., Dubitsky G.A. et al. High-pressure polymerized phases of C60 // *Carbon*. 1998. V.36. No 4. P. 319–343.

53. Sandquist B. Fullerenes under high pressure // *Advances in Physics* 1999. V. 48. P. 1–134.

54. Milyavskiy V.V., Zhuk A.Z., Khishchenko K.V. Novel carbon materials: possibility of shock-wave synthesis // *Defect and Diffusion Forum*. 2002. V. 208–209. P. 161–174.

55. Milyavskiy V.V., Borodina T.I., Sokolov S.N., Zhuk A.Z. Shock-induced phase transitions of C70 fullerite // *Diamond and Related Materials*. 2005. Vol. 14. Issues 11–12. P. 1924–1927.

56. V.V. Milyavskiy, T.I. Borodina and S.N. Sokolov Phase transitions of C70 fullerite with hexagonal closed-packed structure under shock-wave loading // *Fullerenes, Nanotubes, and Carbon Nanostructures*. 2008. V. 16. P. 494–498.

57. Авдонин В.В. Электрофизические и термодинамические свойства фуллеритов C60 и C70 при высоких давлениях ударного сжатия. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Черноголовка, ИПХФ РАН, 2008. 121 с.

58. V.V. Milyavskiy, A.V. Utkin, A.Z. Zhuk, V.V. Yakushev and V.E. Fortov Shock compressibility and shock-induced phase transitions of C60 fullerite // *Diamond and Related Materials*. 2005. Vol. 14. Issues 11–12. P. 1920–1923.
59. K.V. Khishchenko, V.V. Milyavskiy, A.V. Utkin, V.V. Yakushev, A.Z. Zhuk, V.E. Fortov. Equation of state and physical-chemical transformations of C60 fullerite at high pressures and temperatures // *Diamond and Related Materials*. 2007. Vol. 16. P. 1204–1207.
60. K.V. Khishchenko, V.E. Fortov, I.V. Lomonosov, *Int. J. of Thermophysics* 26 (2005) 479.
61. Жук А.З. Иванов А.В., Канель Г.И. Исследование кинетики фазового перехода графит–алмаз // *ТВТ*. 1991. Т. 29. №3. С. 486–493.
62. Gust W.H. Phase transition and shock compression parameters at 120 GPa for three types of graphite and amorphous carbon // *J. Phys Rev. B*. 1980. V. 22. N10. P. 4744–4756.
63. Shaner J.W., Brown J. M., Swenson C.A., McQueen R.G. Sound velocity of carbon at high pressures // *J. Physique*. 1984. V. C8. N11. P. C8–235 – C8–237.
64. В.Н. Хачин, В.Г. Пушин, В.В. Кондра-тьев. Никелид титана: структура и свойства. Наука, М. (1992). 160 с.
65. Е.Ф. Дударев, Р.З. Валиев, Ю.Р. Колобов, А.И. Лотков, В.Г. Пушин, Г.П. Бакач, Д.В. Гундеров, А.П. Дюпин, Н.Н. Куранова. *ФММ* 107(3), 298 (2009)
66. Канель Г.И. О температурном пределе динамической прочности металлов. *Теплофизика высоких температур* 38(3) 512–515 (2000).
67. Богач А.А., Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Протасова С.Г., Сурсаева В.Г. Сопrotивление ударно-волновому деформированию и разрушению монокристаллов цинка при повышенных температурах. *Физ. твердого тела* 40(10) 1849–1854 (1998).
68. Dash J.D. History of the search of continuous melting. *Review of Modern Physics* 71(5) 1737–1743 (1999).
69. Besold G. and Mouritsen O.G. Grain-boundary melting: a Monte-Carlo study. *Phys. Rev. B*. 50(10) 6573–6576 1994).
70. Скрипов В.П., Файзуллин М.З. Фазовые переходы кристалл–жидкость–пар и термодинамическое подобие. М.: Физматлит, 2003. 160 с.
71. Иосилевский И.Л., Чигвинцев А.Ю. Спинодальный распад зоны метастабильного плавления в пределе нулевой температуры // *Электронный журнал Исследовано в России* 2003. 3. С. 20
72. А. Ю. Куксин, Г. Э. Норман, В. В. Стегайлов. Фазовая диаграмма и спинодальный распад метастабильных состояний Леннард-Джонсовской системы. *Теплофизика высоких температур*, 2007, N1
73. A.A. Griffith. The theory of rupture. *Proc. 1st Int. Con. Appl. Mech. (Delft)*, 1924, 55–63
74. D.E. Grady. Shock wave compression of brittle solids. *Mechanics of Materials*, 29, 181–203 (1998).
75. G. I. Kanel, S. J. Bless. Compressive fracture of brittle solids under shock-wave loading. In: *Ceramic Armor Materials by Design* (eds. J.W. McCauley et al.), *Ceramics Transaction*, 134, 197–216 (2002)
76. С.В. Разоренов, Г.И. Канель, Т.Н. Яловец. Динамическая прочность рубина. – *Химическая физика*, 12(2), 175–177 (1993).
77. G.I. Kanel, S.V. Razorenov, A.V. Utkin, K. Baumung, H.U. Karov, and V. Licht. Spallations Near the Ultimate Strength of Solids. In: *High-Pressure Science and Technology – 1993*. Ed.: S.C.Schmidt, J.W.Shaner, G.A.Samara, M.Ross. *AIP Conference Proceedings* 309, 1043–1046.
78. Y. Wang and D.E. Mikkola. Response of alpha-aluminum oxide to shock impact. In: *Shock-Wave and High-Strain-Rate Phenomena in Materials*, edited by M.A. Meyers, L.E. Murr, and K.P. Staudhammer. Marcel Dekker, Inc., New

York, 1031–1040 (1992).

79. Г.И. Канель, С.В. Разоренов, В.Е. Фортов. Волны разрушения в ударно-сжатом стекле. Успехи механики, 2005, т. 3, №3, с. 3–51.

80. Г.И. Канель, С.В. Разоренов, В.Е. Фортов, М.М. Абазехов. Влияние волны разрушения на динамику импульса сжатия в стекле. – В сб.: IV Всесоюзное совещание по деформации», изд. ИХФ АН СССР, Черноголовка, 1988, т.2, стр. 104–110

81. Razorenov S.V., Kanel G.I., Fortov V.E. and Abasehov M.M. The fracture of glass under high-pressure impulsive loading. High Pressure Research 6 225–232 (1991)

82. Kanel G.I., Rasorenov S.V., Fortov V.E. The failure waves and spallations in homogeneous brittle materials. – in: Shock Compression of Condensed matter 1991, ed.: S.C.Schmidt, R.D.Dick, J.W.Forbes, D.G.Tasker, Els. Sc. Publ. B.V., 1992, pp. 451–454.

83. G.I. Kanel, S.V. Razorenov, A.V. Utkin, Hongliang He, Fuqian Jing, and Xiaogang Jin. Influence of the load conditions on the failure

wave in glasses. High Pressure Research, 1998, vol.16, pp. 27–44.

84. Kanel G.I., Bogatch A.A., Razorenov S.V., Zhen Chen. Transformation of shock compression pulses in glass due to the failure wave phenomena. J. Appl. Phys., 92(9), 5045–5052 (2002).

85. G. I. Kanel, A. A. Bogach, S. V. Razorenov, A. S. Savinykh, Z. Chen, and A. Rajendran. A Study of the Failure Wave Phenomenon in Brittle Materials. In: Shock Compression of Condensed Matter – 2003, Eds. M. D. Furnish et al., AIP CP 706, pp. 739–742 (2004).

86. V. E. Paris, E. B. Zaretsky, G. I. Kanel, and A. S. Savinykh. Diagnostics of Ductility, Failure, and Compaction of Ceramics under Shock Compression. In: Shock Compression of Condensed Matter – 2003, Eds. M. D. Furnish et al., AIP CP 706, pp. 747–750 (2004)

87. Heard H.C. and Cline C.F. Mechanical behavior of polycrystalline BeO, Al₂O₃, and AlN at high pressure. // J. Mat. Sci., 1980, V. 15, P. 1889–1897.