

УДК 53.09

О НАНОСЕКУНДНОЙ ТЕПЛОФИЗИКЕ (обзор)

© 2020 г. Г. И. Канель*

*Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия***E-mail: kanel@ficp.ac.ru*

Поступил в редакцию 10.03.2020 г.

После доработки 19.03.2020 г.

Принят к публикации 30.03.2020 г.

Представлен обзор состояний с сильной неравновесностью, генерируемых в твердых телах и жидкостях ударно-волновым воздействием малой длительности. Рассмотрены состояния с большими девиаторными компонентами напряжений, большими отрицательными давлениями, перегревом твердой фазы и переохлаждением жидкой, вопросы вязкости жидкостей (в том числе металлических расплавов) и твердых тел при скоростях деформации до 10^8 с^{-1} и высоких давлениях. Обсуждаются динамическая прочность на разрыв (кавитационная прочность) металлических расплавов, быстрые полиморфные превращения, а также новое правило отбора скорости детонации взрывчатых веществ.

DOI: 10.31857/S0040364420040055

ОГЛАВЛЕНИЕ

- Введение
- Методы и направления экспериментальных исследований
- Предельные состояния при кратковременных воздействиях
- Ширина ударной волны и вязкость твердых тел и жидкостей
- Динамическая прочность жидкостей
- Аномальная сжимаемость, ударные волны разрежения, полиморфные превращения
- Новое правило отбора скорости детонации
- Заключение
- Список литературы

ВВЕДЕНИЕ

Прежде всего, нужно сделать два пояснения. “Наносекундная теплофизика” – броское название, но речь в данной работе идет о явлениях и процессах в диапазоне длительностей от пикосекунд до микросекунд. Сочетание понятий “время” и “теплофизика” в этом обзоре означает возможность реализации сильнонеравновесных состояний и исследований кинетических закономерностей процессов уравнивания. Сильные воздействия в указанном диапазоне длительностей и, соответственно, сильнонеравновесные состояния вещества реализуются при высокоскоростном ударе или взрыве, при воздействии мощных кратковременных импульсов лазерного или корпускулярного излучения, но это отнюдь не означает, что свойства вещества в этих условиях пред-

ставляют интерес только для оборонной и аэрокосмической техники; в ряде технологических процессов, в том числе даже при обработке материалов резанием, реализуются, например, скорости деформации, которые входят в диапазон обсуждаемых в данном обзоре параметров.

Исследования свойств вещества в обозначенных условиях ведутся в основном методами физики ударных волн. По крайней мере, в этом обзоре речь пойдет о сведениях, полученных при анализе ударно-волновых явлений в конденсированных средах. Начало ударно-волновых методов было связано с необходимостью получения экспериментальных данных об уравнениях состояния веществ в мегабарном диапазоне давлений для проектирования атомной бомбы [1–3] и до сих пор рекордно высокие давления получают и исследуют динамическими методами. При этом важно заметить, что если сжатия до высоких давлений имеют место в недрах планет и звезд и реализуемы на продолжительное время в лабораторных условиях методами, например, алмазных наковален, то экстремально неравновесные состояния, в том числе большие отрицательные давления, могут исследоваться только динамическими методами. Отметим также, что в отличие от гидростатического сжатия вещества отклонения от равновесности путем проникновения в область отрицательных давлений, больших сдвиговых напряжений, перегрева конденсированных фаз или переохлаждения газа и жидкости так или иначе всегда ограничены и определение соответствующих пределов представляет собой интересную самостоятельную задачу.

В последнее время опубликован ряд исчерпывающих обзоров и монографий по результатам исследований ударно-волновых явлений (см., например, [4–9]) и взаимодействию импульсов лазерного и корпускулярного излучения с веществом [10–12]. В данном кратком обзоре обсуждаются не столько успехи, сколько наиболее экзотические и удивительные данные ударно-волновых измерений и новые возможности исследований свойств вещества, предоставляемые динамическими методами. Также внимание уделяется большим всесторонним растяжениям, их естественным пределам и перспективам физики отрицательных давлений; неравновесному плавлению кристаллических тел и затвердеванию жидкостей и, соответственно, возможным перегревам и переохлаждениям; вязкости и кавитационной прочности, в том числе металлических расплавов, при кратковременных воздействиях, а также экзотическим проявлениям упругопластических свойств твердых тел – приближению предела текучести к предельно возможным значениям при высоких скоростях деформации и его аномальному возрастанию с увеличением температуры в этих условиях. Упругопластические эффекты могут играть значительную, а в некоторых случаях и определяющую роль в быстропротекающих процессах, и их вклад должен учитываться как при построении уравнений состояния по результатам ударно-волновых измерений, так и в расчетах интенсивных импульсных воздействий. Кроме того, обзор касается некоторых аспектов детонационных явлений в твердых взрывчатых веществах: в той мере, в какой это может представлять интерес для теплофизики. Обзор написан экспериментатором, теоретические аспекты в нем присутствуют скорее в качестве пожеланий, чем в виде законченных идей и решений.

МЕТОДЫ И НАПРАВЛЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Основной объем полученных сведений о неравновесных процессах и явлениях, сопровождающих ударное сжатие конденсированных веществ, получен из анализа эволюции импульсов ударного сжатия по мере их распространения в образцах исследуемых материалов. Импульсы одноосного сжатия в лабораторных условиях создаются, как правило, ударом пластины по плоскому образцу либо прямым воздействием детонации взрывчатого вещества или импульсов лазерного или корпускулярного излучения. Для метания плоских ударников используются различного типа гладкоствольные пушки, взрывные устройства, мощные электроимпульсные установки, а также лазеры и иногда импульсные генераторы корпускулярных пучков. Описание способов генерации можно найти в ряде монографий [8, 9, 13].

Здесь отметим лишь достижимые в настоящее время параметры, перекрывающие диапазон давлений ударного сжатия до десятков терапаскалей (в обычных лабораториях, скорее, до сотен ГПа) и диапазон длительностей от пикосекунд до десятков микросекунд. В экспериментах в основном регистрируются механические параметры импульсов ударного сжатия в виде так называемых профилей давления или скорости частиц вещества как функций времени; гораздо реже проводятся оптические и электрофизические измерения и совсем редко – импульсная рентгеноструктурная диагностика [14]. Измерения проводятся обычно с временным разрешением примерно 1 нс, хотя в отдельных случаях оно может доводиться до пикосекундного уровня.

На рис. 1 показаны два примера профилей скорости свободной поверхности алюминиевых образцов, измеренных в процессе выхода на нее импульса ударного сжатия после удара плоским ударником. Эксперименты проведены при нормальной и повышенной температурах. Видно, что волна сжатия имеет нетривиальную структуру. В твердом теле перед волной ударного сжатия выбегает упругий предвестник со скоростью распространения, примерно равной продольной скорости звука $c_l = \sqrt{E'/\rho}$. В определенном диапазоне параметров скорость предвестника больше скорости второй, пластической волны сжатия, которая близка к “объемной” скорости звука $c_b = \sqrt{K/\rho}$. Здесь E' – модуль продольной упругости, K – модуль объемной упругости, ρ – плотность. Амплитуда упругого предвестника σ_{HEL} (HEL – Hugoniot elastic limit) пропорциональна пределу текучести материала в данных условиях, величина которого, как правило, превышает обычные значения пределов текучести материалов в стандартных условиях испытаний.

По мере распространения происходит постепенное затухание упругого предвестника, скорость которого пропорциональна скорости релаксации напряжений или скорости пластической деформации непосредственно за его фронтом. Изучаемый таким образом диапазон начальных скоростей пластической деформации обычно находится в пределах примерно от 10^4 до 10^6 с⁻¹. Появление в последнее время возможности проведения измерений на образцах микронной и субмикронной толщины с пикосекундным временным разрешением расширило диапазон доступных для исследований скоростей деформации до 10^9 с⁻¹ и тем самым приблизило пространственные и временные масштабы экспериментов к тем, что имеют место при атомистическом моделировании движений сплошных веществ.

При столь высоких скоростях деформации поведение кристаллических тел становится необыч-

ным и может отличаться от поведения в нормальных условиях даже по знаку. В частности, из непосредственного сопоставления приведенных на рис. 1 волновых профилей видно, что амплитуда упругого предвестника, а значит и напряжение пластического течения, с увеличением температуры повышается, тогда как в обычных условиях предел текучести всегда понижается с нагревом. Это аномальное термическое упрочнение обнаружено в ударно-волновых экспериментах, оно не было предсказано, хотя его и можно было бы ожидать. Дело в том, что при высоких скоростях деформации основным механизмом торможения движения “носителей пластической деформации” – дислокаций становятся тепловые колебания атомов, создающие силы “фононного трения” или “фононной вязкости” [16], а вклад тепловых флуктуаций в преодоление барьеров и различного рода препятствий, мешающих движению дислокаций под действием небольших напряжений, становится менее существенным. Коэффициент фононной вязкости пропорционален температуре, поэтому для обеспечения высокой скорости движения дислокаций, а значит и высокой скорости пластической деформации при больших температурах, требуются более высокие напряжения.

Из-за эффекта аномального термического упрочнения при температурах вблизи точки плавления даже в наносекундном диапазоне длительностей в образцах алюминия толщиной порядка 100 мкм регистрировались напряжения сжатия более 2 ГПа на фронте упругого предвестника [17, 18], что примерно в 20 раз больше динамического предела упругости миллиметровых образцов при комнатной температуре. В микронных образцах и, соответственно, в пикосекундном временном диапазоне фиксировались упругие ударные волны в алюминии на порядок более сильные, напряжение сжатия в них достигало 20.5 ГПа [19, 20]. Реализация в экспериментах столь высоких параметров делает действительно актуальным вопрос о термодинамическом описании сильных негидростатических сжатий.

Грубая универсальная оценка ударной адиабаты одноосного упругого сжатия твердого тела может быть построена на основании эмпирических данных и простых приближений. Ранее было показано [9, 21], что естественное приближение для оценки продольной скорости звука на основе предположения о постоянстве коэффициента Пуассона хорошо согласуется с имеющимися экспериментальными данными для металлов в широком диапазоне давлений ударного сжатия. Постоянство коэффициента Пуассона означает постоянство отношения продольной и объемной скоростей звука c_l/c_b . С использованием квазикустического приближения для объемной скоро-

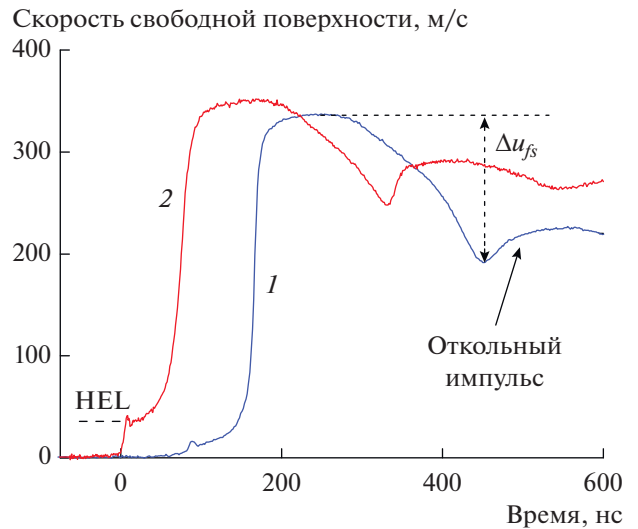


Рис. 1. Результаты измерений [15] профилей скорости свободной поверхности алюминиевых образцов при скорости удара 355 ± 10 м/с и температурах: 1 – 20°C , 2 – 498°C .

сти звука c_b может быть показано, что отношение $c_l(V)/c_b(V)$ оказывается одним и тем же как на адиабате всестороннего сжатия, так и на метастабильной адиабате одноосного сжатия только в том случае, если коэффициент b в линейном соотношении $U_s = c_0 + bu$ между скоростью ударной волны U_s и массовой скоростью за ней u имеет одну и ту же величину для обеих ударных адиабат.

Действительно, в квазикустическом приближении [9, 22] (в соответствии с которым скорость ударной волны равна среднему арифметическому между Лагранжевыми скоростями звука перед и за ней) объемная скорость звука в субстанциональных координатах Лагранжа $a = c\rho/\rho_0$ изменяется с давлением вдоль ударной адиабаты как $a^2 = c_0^2 + 4bp/\rho_0$. Здесь ρ , ρ_0 – текущее и начальное значения плотности. Если давление на ударной адиабате выразить через удельный объем, имеем

$$a^2 = c_0^2 \left[\frac{1 + b(1 - V/V_0)^2}{1 - b(1 - V/V_0)^2} \right]^2.$$

Отсюда при постоянном коэффициенте Пуассона продольная скорость звука на ударной адиабате равна

$$a_l^2 = c_{l0}^2 \left[\frac{1 + b(1 - V/V_0)^2}{1 - b(1 - V/V_0)^2} \right]^2.$$

С другой стороны, предполагая линейное выражение $U_e = c_{l0} + b_e u$ для ударной адиабаты одноос-

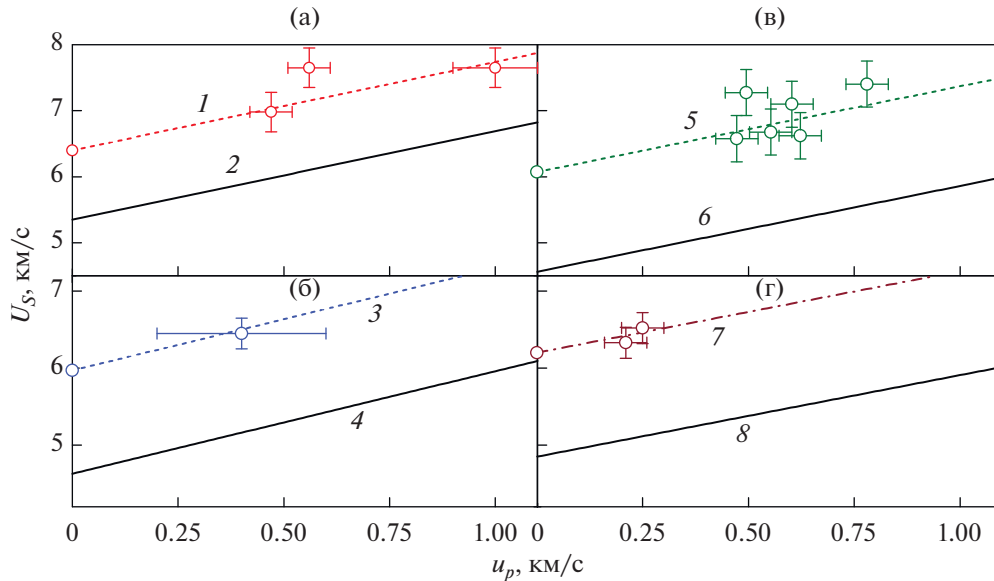


Рис. 2. Результаты измерений (маркеры) скоростей распространения U_S и массовых скоростей u_p за фронтом упругого предвестника в тонких пленках: (а) – алюминия [19], (б) – железа [23], (в) – ванадия [24], (г) – титана в сопоставлении с равновесными адиабатами (прямые) U_{SE} и метастабильными ударными адиабатами упругого сжатия, рассчитанными в предположении постоянства коэффициента Пуассона.

ного упругого сжатия, получим аналогичным образом

$$a_l^2 = c_{l0}^2 \left[\frac{1 + b_e (1 - V/V)^2}{1 - b_e (1 - V/V)^2} \right]^2.$$

Последние два выражения дают тождественные значения продольной скорости звука на ударной адиабате всестороннего сжатия и на метастабильной ударной адиабате, только если $b_e = b$.

Таким образом, получаем способ построения ударных адиабат одноосного упругого сжатия твердых тел, применимость которого иллюстрируется рис. 2 и таблицей. Речь идет, разумеется, о простых оценках. В частности, постоянство ко-

эффициента Пуассона вдоль стандартной ударной адиабаты выполняется в данном приближении при массовой скорости $b_l = bc_{l0}^2/c_0^2$. Задача построения адекватного уравнения в области больших сдвиговых напряжений остается актуальной и достойна отдельного исследования.

Вслед за упругим предвестником на представленных на рис. 1 волновых профилях регистрируется выход на поверхность пластической ударной волны. Видно, что в данном масштабе времени ударная волна отнюдь не является скачком, время нарастания параметров в ней вполне измеримо и может использоваться для оценки вязкости твердых тел и жидкостей при скоростях деформации до 10^7 с^{-1} . При повышенной температуре ширина пластической ударной волны в алюминии больше, чем при комнатной по той же причине, по которой больше динамический предел текучести, т.е. вследствие более сильного торможения дислокаций тепловыми колебаниями атомов.

После реверберации ударной волны между поверхностью соударения и тыльной поверхностью ударника образуется волна разгрузки, распространяющаяся в образец вслед за волной сжатия. Выход ее на поверхность образца проявляется в уменьшении скорости последней. Интерференция падающей и отраженной волн разрежения в образце создает внутри него растягивающие напряжения, которые в свою очередь вызывают зарождение и рост многочисленных трещин или пор внутри образца, слияние которых завершается разрушением с отделением откольной пласти-

Таблица 1. Коэффициенты уравнений $U_S = c_0 + bu_p$ прямых на рис. 2

Прямые	c_0	b
1*	6.4	1.34
2	5.35	
3*	5.97	1.33
4	4.63	
5*	6.07	1.3
6	4.56	
7*	6.2	1.06
8	4.85	

Примечание: * – U_{SE} .

ны. В процессе разрушения растягивающие напряжения релаксируют к нулю, что создает новую волну сжатия, выходящую на поверхность в форме так называемого откольного импульса, и вызывает второй подъем скорости поверхности. В этих условиях величину разрушающего напряжения, которое пропорционально декременту скорости поверхности Δu_{fs} от максимума до значения перед выходом откольного импульса, называют откольной прочностью, а само явление — отколом [25, 26].

Откольная прочность определяет условия инициирования разрушения; для его завершения часть кинетической энергии откалывающегося слоя нужно потратить на работу роста трещин и пор до их слияния в магистральную трещину. Поскольку скорости зарождения и роста несплошностей в материале ограничены, то в нем реализуются тем большие разрушающие напряжения, чем выше скорость растяжения, т.е. выше скорость приложения нагрузки: величина откольной прочности получается тем большей, чем короче импульс ударной нагрузки. В результате создается возможность глубокого проникновения в область отрицательных давлений и даже приближения к их предельно возможным значениям.

В ударно-сжатом твердом теле волна разгрузки, как и волна сжатия, должна иметь упругий предвестник. На приведенных на рис. 1 профилях четкого разделения между упругим предвестником и пластической волной разрежения нет из-за сильного эффекта Баушингера, вместо этого регистрируются “смазанные” фронтальные участки волн разрежения, которые часто называют квазиупругими. Их анализ дает, тем не менее, возможность оценить предел текучести ударно-сжатого материала и расширить диапазон деформаций и давлений, доступных для исследований упруго-пластических свойств. В частности, на рис. 3 приведены результаты [15, 27] оценки начального значения динамического предела текучести алюминия (точки на оси ординат) и его величины после ударного сжатия в зависимости от температуры и напряжения сжатия. В то время как при комнатной температуре имеет место более или менее монотонное возрастание предела текучести с увеличением давления ударного сжатия, при повышенных температурах зависимости немонотонны. Возрастание предела текучести объясняется как непосредственно действием давления, так и деформационным упрочнением, а его падение в экспериментах при высокой температуре, по-видимому, есть результат размножения дислокаций. При этом даже в волне разрежения напряжение пластического течения при высокой температуре существенно превышает значения, полученные в стандартных условиях низкоскоростной деформации. Нужно еще раз подчеркнуть, что речь идет об аномальной температурной зависимости вяз-

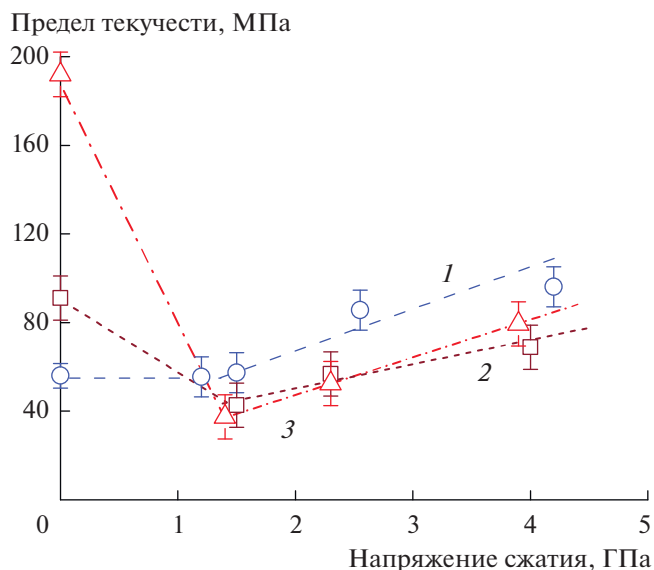


Рис. 3. Результаты оценки [27] начального значения динамического предела текучести алюминия (точки на оси ординат) и его величины после ударного сжатия в зависимости от температуры и напряжения сжатия: 1 — 20°C, 2 — 505–510, 3 — 608–612.

кой компоненты напряжения пластического течения, которая проявляется также в ширине пластических волн сжатия, в том числе ступенчатого сжатия [28].

Экспериментальные данные о зависимости напряжения пластического течения от скорости деформации, температуры, давления и истории нагружения являются основой для построения определяющих соотношений и моделей, которые нужны для расчетов интенсивных импульсных воздействий [29–34]. Однако, судя по интересу к теме, этим их значение не ограничивается, новые экспериментальные данные стимулируют дальнейшие исследования в области физики пластичности, в том числе с привлечением методов молекулярно-динамического моделирования [35–37]. Атомистические расчеты подтвердили, в частности, возрастание сопротивления скольжению дислокаций с увеличением температуры для металлов со структурой ГЦК и не выявили такого эффекта для металлов с ОЦК-структурой, что полностью коррелирует с температурными зависимостями пределов текучести этих металлов в условиях высокоскоростной деформации при ударном сжатии.

ПРЕДЕЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ ПРИ КРАТКОВРЕМЕННЫХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ

Поскольку при кратковременных воздействиях удается реализовать состояния вещества, весьма далекие от равновесных, естественно встает

вопрос о том, насколько далеко можно продвигаться в этом направлении по давлению, температуре или по величине сдвиговых напряжений.

В твердых телах и жидкостях возможно создание отрицательных давлений в отличие от газов, для которых этот термин не имеет смысла. В конденсированных средах давление есть одно из проявлений сил межатомных взаимодействий и может быть ненулевым даже при нулевой абсолютной температуре и отрицательным при растяжении. Переход в область отрицательных давлений сам по себе не сопровождается какими-либо качественными скачками состояния и свойств вещества. Однако состояния с отрицательными давлениями всегда метастабильны по отношению к смеси жидкость–газ или твердое тело–газ. Переход в стабильное состояние происходит с образованием зародышевых пузырьков или пор, что предполагает преодоление энергетического барьера.

Состояния вещества с отрицательными давлениями не столь экзотичны, как это может показаться. Детали мостов, например, в течение долгого времени находятся в состоянии растяжения. Отрицательные давления в жидкости создаются в природе капиллярными силами, благодаря которым вода может подниматься вверх в порах и трещинах горных грунтов или достигать вершин высоких деревьев [38]. В экспериментах в настоящее время удается создавать растяжения конденсированных веществ, при которых величины отрицательных давлений достигают -20 ГПа и более для твердых тел и -100 МПа и более для жидкостей. Становятся актуальными проблемы уравнения состояния, фазовых переходов и полиморфных превращений в области отрицательных давлений. Очевидно, актуальны проблемы нарушения сплошности конденсированного вещества: разрушения под действием растягивающих нагрузок.

В отличие от сопротивления сжатию, сопротивление растяжению ограничено по величине. Модули объемной упругости твердых тел и жидкостей возрастают со сжатием и, соответственно, уменьшаются при растяжении. При некотором растяжении объемный модуль $K = -Vdp/dV$ должен обращаться в нуль, что соответствует абсолютной потере устойчивости конденсированного состояния. Соответствующее значение давления или среднего напряжения обычно и понимается под термином “идеальная прочность на растяжение” или “идеальная объемная прочность”. Существует довольно сильная корреляция между температурой плавления и величиной идеальной прочности [24].

В качестве грубого приближения значение идеальной прочности σ_{id} можно оценить как давление в минимуме ударной адиабаты вещества, экстраполированной в область растяжения:

$$\sigma_{id} = \frac{\rho_0 c_0^2}{4b}, \quad (1)$$

где c_0 , b – коэффициенты линейного выражения для ударной адиабаты в виде $U_s = c_0 + bu_p$. Как показывает сопоставление [9, 26] с результатами первопринципных расчетов, погрешность такой оценки величины σ_{id} находится в пределах примерно 20% с тенденцией к завышению σ_{id} . Характерные значения σ_{id} варьируются от примерно 0.3 ГПа для воды до 55 ГПа для молибдена. Сопоставление с экстраполяцией уравнения состояния вещества в область отрицательных давлений и с результатами молекулярно-динамического моделирования показывает несколько меньшую погрешность. Отметим, что первопринципные расчеты проводятся обычно для температуры абсолютного нуля и вследствие этого дают верхние оценки идеальной прочности. В реальности σ_{id} уменьшается с ростом температуры. Более последовательная оценка границы устойчивости металлических кристаллов при изотермическом растяжении на основе простого уравнения состояния дана в [39]. Анализ выявил также корреляцию между предельными давлениями на линии плавления и на спинодали кристалла при низких температурах. Полученные значения идеальной прочности на разрыв не слишком отличаются от оценок с использованием соотношения (1). В работах [40–43] обсуждаются различные аспекты и результаты первопринципных расчетов идеальной прочности металлов и химических соединений на растяжение.

В экспериментах реализованы растяжения до 30% идеальной прочности в наносекундном временном диапазоне и до 70–80% в пикосекундном диапазоне длительностей действия растягивающих напряжений. В последнем случае погрешность может быть выше из-за недостатка сведений об уравнениях состояния в области отрицательных давлений.

Байдаковым и Типеевым [44] более детально проанализирована устойчивость твердого тела. С помощью молекулярно-динамических расчетов показано, что в области отрицательных давлений не только достижимы спинодальные состояния, но оказывается возможным небольшой переход через спинодаль без нарушения однородности вещества. Граница идеальной прочности твердого тела определяется при этом обращением в нуль модуля одностороннего сжатия для некоторого выделенного направления деформации, а не объемного модуля, как для жидкостей. Возможность потери устойчивости конденсированного состояния зависит также от величины и знака отклонения текущего состояния от конечной точки линии плавления. Эти уточнения, вряд ли реализуемые и проверяемые в физическом эксперименте, тем не менее важны для построе-

ния уравнений состояния в области сильных неравновесностей.

Метастабильное состояние с отрицательным давлением разрушается путем зарождения и роста зародышевых пузырьков или пор, которые появляются благодаря тепловым флуктуациям плотности (гомогенное зарождение) или благодаря примесям и структурным неоднородностям вещества. Последние версии теории зарождения и роста пузырьков и обширную библиографию можно найти в работах [45–47].

Поскольку обсуждаемые быстрые процессы сопряжены, как правило, с однонаправленными движениями вещества, т.е. с одноосным его сжатием, реализуемые напряженные состояния твердых тел могут весьма значительно отличаться от состояний всестороннего сжатия (или растяжения) и характеризоваться наличием больших сдвиговых напряжений. Существуют предельно возможные сдвиговые напряжения — свои для каждого кристаллографического направления и такие, при которых соответствующая константа сдвиговой упругости обращается в нуль, кристалл теряет устойчивость к сдвиговым возмущениям и может деформироваться без участия дислокаций и других деформационных дефектов. Оценка предельной сдвиговой прочности (“идеальной сдвиговой прочности”) кристалла впервые выполнена Я. Френкелем на основе рассмотрения простой модели двух рядов атомов, которые смещаются относительно друг друга под действием касательного напряжения. В этой ситуации напряжение является периодической функцией смещения, которая в наиболее простой форме может быть представлена в виде синусоидальной зависимости. Из анализа этой модели теоретическое критическое напряжение сдвига оценено как $G/(2\pi)$, где G — модуль сдвига. Уточнение оценки путем использования более близкого к действительности закона периодического изменения сдвигового напряжения по мере смещения приводит к значениям критического напряжения $(G/30)–(G/10)$. Естественная корреляция с модулем сдвига означает, помимо прочего, возрастание идеальной прочности на сдвиг с давлением и ее убывание с температурой. Примеры первопринципных и молекулярно-динамических расчетов идеальной сдвиговой прочности твердых тел можно найти в [48, 49]. Распад метастабильных состояний с большими сдвиговыми напряжениями происходит путем зарождения (гетерогенного или гомогенного), движения и размножения различного рода деформационных дефектов: дислокаций, двойников, дефектов упаковки и пр. В экспериментах в пикосекундном временном диапазоне реализованы состояния металлов, весьма близкие к предельным по имеющимся оценкам; разумное согласие экспериментальных и расчетных данных зачастую получается лишь с

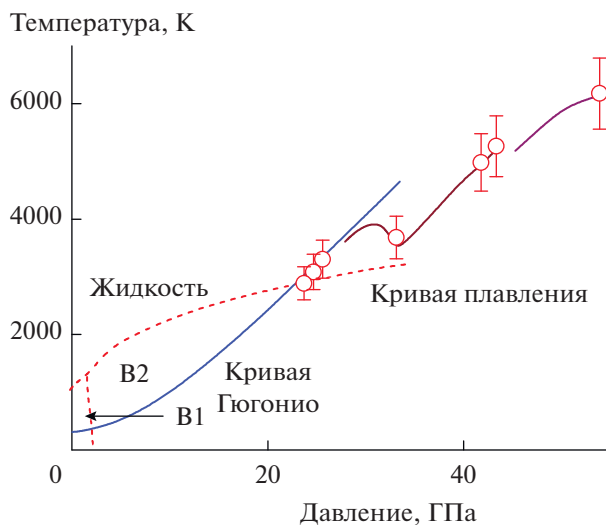


Рис. 4. Результаты измерений температуры свечения ударной волны в монокристалле бромистого калия по мере ее затухания из области параметров выше кривой плавления с пересечением ее и продолжением затухания в твердой фазе.

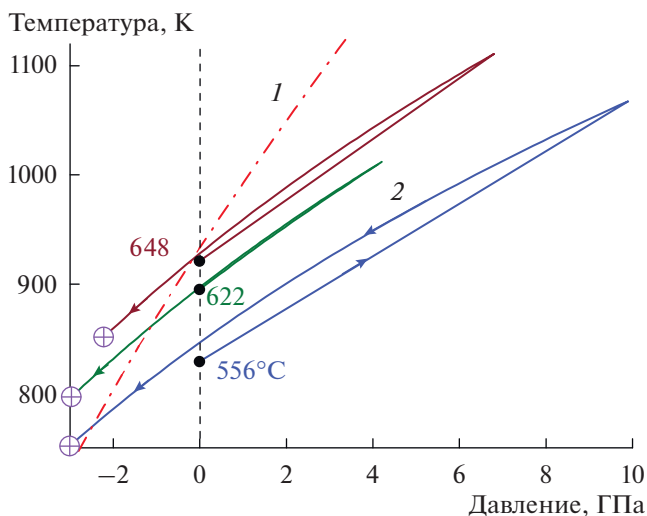


Рис. 5. Изменения состояния алюминия при ударном сжатии и последующем разрежении для условий экспериментов с монокристаллами алюминия вблизи температуры плавления [17]: 1 — плавление, 2 — изэнтропа разрежения.

учетом зависимости идеальной прочности на сдвиг от давления.

На рис. 4, 5 проиллюстрирован перегрев кристаллических фаз в экспериментах с ударными волнами. Данные, подтвержденные измерениями скорости звука, свидетельствуют о реализации перегретого кристаллического состояния в районе 30 ГПа [50]. Регистрируемый перегрев кристалла KBr достигал сотен градусов (на фоне равновесной температуры плавления при этом дав-

лении 3000–4000 К) [50]. Некоторые сомнения по поводу этих измерений связаны с возможной неравновесностью излучения ударно-сжатых ионных кристаллов [51].

На рис. 5 показана часть фазовой диаграммы алюминия, рассчитанной по уравнению состояния [52] для условий экспериментов с монокристаллами [16, 53]. Положение границ области существования твердой и жидкой фаз при отрицательных давлениях определено, как и в области сжатия, равенством химических потенциалов фаз. В этом смысле граница области плавления, в том числе и та ее часть, которая находится в области отрицательных давлений, является равновесной. Поскольку все состояния с отрицательными давлениями метастабильны, плавление при растяжении, если таковое может наблюдаться, есть превращение метастабильной твердой фазы в метастабильную жидкость. Представленные в [16, 53] волновые профили вблизи температуры плавления полностью подобны измеренным при меньших температурах и не содержат особенностей, связанных с ожидаемым плавлением, следовательно, в экспериментах с монокристаллами реализовывались состояния перегретого твердого тела. Величина перегрева достигала 60–65°C при наименьших длительностях ударной нагрузки.

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 обсуждаемых экспериментах. С другой стороны, в поликристаллических материалах возможны эффекты “предплавления” на границах зерен, где имеет место наибольшая концентрация примесей [54]. Молекулярно-динамические расчеты [55] 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. Результаты первых высокотемпературных экспериментов с техническим алюминием [16, 56] указывали на возможность предплавления, однако их повторение с высокочистым поликристаллическим алюминием не подтвердили этого, но продемонстрировали возможность перехода, как и для монокристаллов, через кривую плавления в области отрицательных давлений [17, 57].

Вопросы о предельно возможном перегреве кристаллического состояния и о том, чем заканчивается кривая плавления в области отрицатель-

ных давлений, активно обсуждались в литературе. Известно несколько оценок предельно возможного перегрева кристалла. В работе [58] введено понятие энтропийной катастрофы, определяющей термодинамический предел стабильности кристалла как температуру T_m^s , при которой плавление перегретого кристалла перестает сопровождаться ростом энтропии. Позднее Таллон [59] модифицировал этот критерий, вводя новую точку потери устойчивости T_m^g , в которой энтропия перегретого кристалла становится равной энтропии стеклообразной (бездиффузионная жидкость) фазы. Эта температура несколько ниже, чем T_m^s . Им было показано также, что температура начала сдвиговой неустойчивости кристалла T_m^r ниже температуры T_m^v “изохорической катастрофы”, при которой удельный объем кристалла становится равным объему жидкости, и температуры энтропийной катастрофы T_m^s . Эти пределы перегрева для большинства твердых тел находятся в диапазоне $(1.3T_m) - (2.0T_m)$, где T_m — термодинамическая температура плавления. Наименьший перегрев кристаллической фазы получается из анализа кинетики зарождения ядер расплава [60]. На основе такого анализа Лу и Ли [61] выразили критерий стабильности через критическую температуру $T_m^k \approx 1.2T_m$, при которой происходит массовое образование зародышей расплава в перегретом кристалле. Луо и Аренс [62] систематизировали данные о кинетическом пределе возможного перегрева кристаллов и нашли, что для разных элементов и простых соединений его величина варьируется в пределах $(1.08 - 1.43)T_m$ при довольно слабой зависимости от скорости нагрева. Тем не менее, дискуссии о предельном перегреве продолжаются [63].

Современные достижения техники динамического эксперимента по получению 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 [60]. При этом результаты более детального анализа, основанного на однокомпонентной модели плазмы [64] и молекулярно-динамических расчетах [65], свидетельствуют об обрыве линии равновесного плавления в низкотемпературном пределе вследствие достижения границы устойчивости жидкости.

Пределы переохлаждения жидкостей обсуждаются в меньшей степени, чем вопросы перегрева, что, вероятно, связано с более сложными процес-

сами перехода от беспорядка к упорядоченным структурам. Кроме того, затвердевание жидкостей в условиях ударного сжатия затруднено термодинамически [66]. Тем не менее, затвердевание также привлекает внимание исследователей. В частности, это относится к воде, которая в твердом состоянии может существовать в нескольких кристаллических модификациях. На рис. 6 показана часть фазовой диаграммы воды, из которой следует, что необратимый нагрев вещества в ударной волне не допускает возможности превращения воды в лед при однократном ударном сжатии. Однако это превращение возможно при безударном изэнтропическом и ступенчатом ударном сжатии.

В эксперименте, где не достигалось давление 2.6 ГПа, соответствующее пересечению изэнтропы с линией равновесия вода–лед VII, волновой профиль особенностей не имел, время нарастания параметров в ударных волнах находилось на пределе разрешения измерений, что говорит о сохранении низкой вязкости воды в процессе ступенчатого сжатия. С повышением конечного давления ступенчатого сжатия в одной из “ступенек” после пересечения линии равновесия проявилась значительная релаксация давления. При этом превращение начинается лишь при давлении до 6.1–6.5 ГПа далеко за линией фазового равновесия. Отклонение по температуре от линии межфазного равновесия, т.е. переохлаждение воды перед началом превращения, составляет примерно 40 К. В эксперименте с давлением в первой ударной волне в воде 3.9 ГПа межфазная граница вода–лед VII переходит уже на второй ступеньке. Новым явилось большое размытие в этом эксперименте третьей “ступеньки”, вероятно, вследствие превращения воды в лед VII за время примерно 40–50 нс. Более обстоятельное обсуждение процесса затвердевания воды при ступенчатом сжатии можно найти в последней работе на эту тему [68].

ШИРИНА УДАРНОЙ ВОЛНЫ И ВЯЗКОСТЬ ТВЕРДЫХ ТЕЛ И ЖИДКОСТЕЙ

В диапазоне умеренных давлений ударного сжатия ширина ударной волны вполне измерима и результаты этих измерений могут использоваться для оценки вязкости твердых тел и жидкостей. В этой связи уместно обсудить эмпирическое соотношение Swegle–Grady [69], которое до сих пор является интригующим для многих исследователей. Проанализировав результаты первых измерений времени нарастания параметров в пластической ударной волне для разных материалов, включая керамики, минералы и композитные материалы, Swegle и Grady нашли, что все они с приемлемой точностью могут быть описаны степенными функциями конечного давления ударного

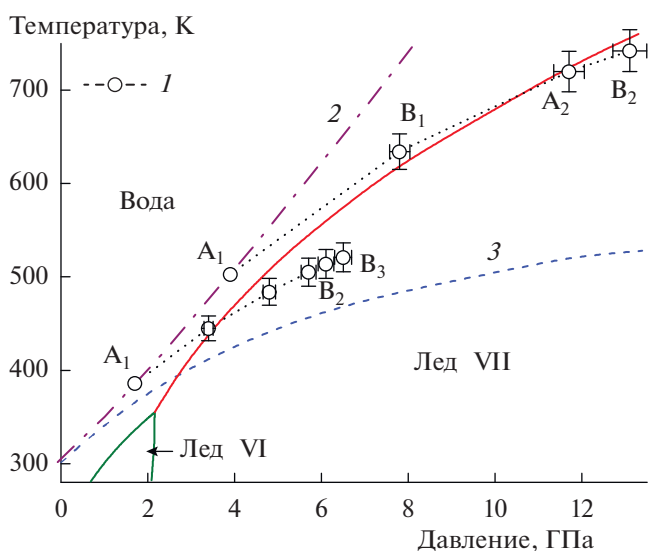


Рис. 6. Фазовая диаграмма воды в области температур выше 0°C: 1 – изменение состояния воды при ступенчатом сжатии в двух отдельных опытах [67], 2 – кривая Гюгонии, 3 – изэнтропическое сжатие.

сжатия с одним и тем же показателем, равным 4. Этот универсальный закон кажется удивительным, если учесть различную природу вязкости в разных средах. Тем не менее, он вызвал к жизни многочисленные попытки теоретического осмысления и описания в терминах инвариантности и т.п.

На рис. 7 сопоставлены результаты недавних измерений скорости сжатия в ударной волне для глицерина и трех металлов с гранцентрированной кубической (алюминий, свинец) и гексагональной плотноупакованной (титан) структурами, которые не подтверждают такого рода универсальность. Для жидкости зависимость от давления ударного сжатия гораздо слабее, чем для твердого тела, но и для металлов близость показателей степенных зависимостей к “магическому” значению 4 весьма относительна. Причина различия между жидкостью и кристаллическими материалами, очевидно, связана с разной физической природой вязкости: вязкость жидкостей определяется переносом импульса в процессе хаотического движения молекул и не зависит от истории, вязкость же кристаллических твердых тел определяется динамикой дислокаций, плотность и скорость которых изменяются в процессе движения. В частности, сильная зависимость скорости сжатия в ударной волне от ее интенсивности есть, по-видимому, результат быстрого размножения дислокаций в процессе высокоскоростной пластической деформации.

Соотношение между скоростью сжатия в ударной волне и коэффициентом сдвиговой вязкости приведено в известной монографии Я.Б. Зельдо-

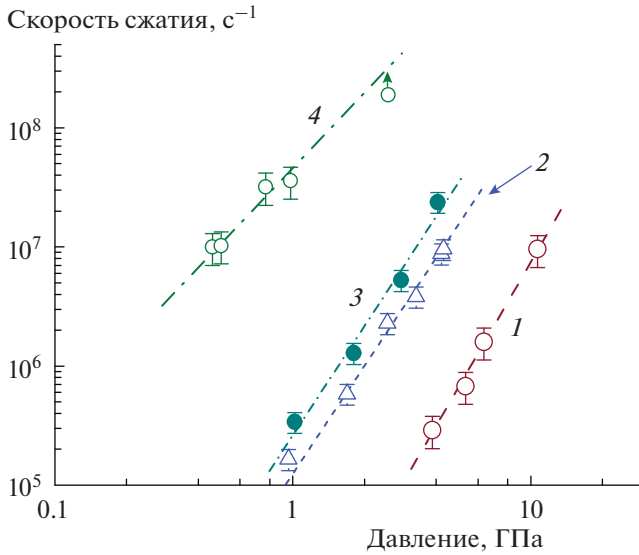


Рис. 7. Скорость сжатия в ударной волне как функция давления ударного сжатия для: 1 – титана [70] ($f(p) = 2700p^{3.43}$), 2 – алюминия [27] ($1.25 \times 10^5 p^3$), 3, 4 – свинца ($2.7 \times 10^5 p^{3.03}$) и глицерина ($4.6 \times 10^7 p^{2.1}$) [71].

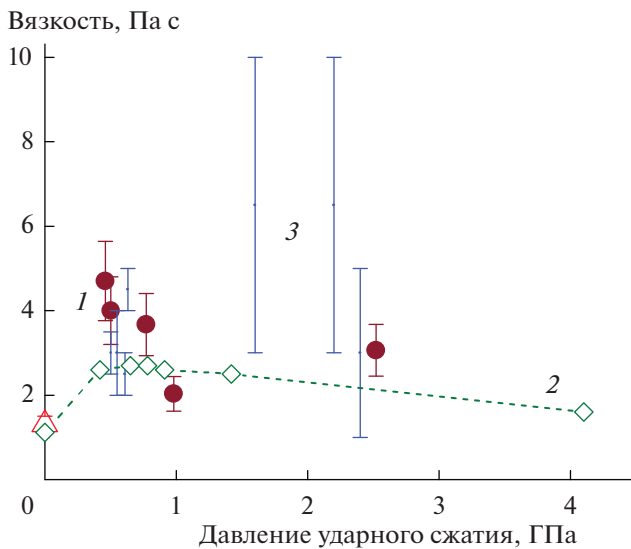


Рис. 8. Зависимость вязкости глицерина от давления ударного сжатия: 1 – результаты анализа ширины ударной волны [71]; 2 – данные [72], полученные на основании измерений примесной электропроводности; 3 – данные [73] из анализа ускорения металлических цилиндров ударно-сжатой жидкостью.

вича и Ю.П. Райзера [2]. Результаты оценки вязкости по ширине ударной волны в экспериментах с глицерином представлены на рис. 8, где для сравнения приведены также данные работ [72, 73], полученные путем анализа ускорения проволочного датчика потоком жидкости за ударной волной и путем измерений примесной электропроводности ударно-сжатой жидкости. Видно, что

различие между всеми этими данными невелико, что говорит, в том числе, о незначительном влиянии скорости деформации до 10^8 с^{-1} на коэффициент вязкости этой простой жидкости. Повышение температуры при ударном сжатии вещества ограничивает рост вязкости с увеличением давления. В итоге вязкость глицерина варьируется незначительно. Квадратичная зависимость скорости сжатия в ударной волне от давления ударного сжатия определяется соответствующей зависимостью величины сдвиговых напряжений в волне.

С повышением давления ударного сжатия ширина ударной волны уменьшается до предела разрешающей способности измерений, что делает невозможным определение вязкости этим способом при более высоких давлениях. Задача решается путем модификации метода с использованием ступенчатого ударного сжатия [71, 74]. Можно организовать эксперимент таким образом, чтобы в ударно-сжатом веществе генерировалась слабая ударная волна, ширина которой уже будет достаточно большой для ее измерения и для определения вязкости. Важно, что методика применима также для металлических расплавов. На рис. 9 показан результат эксперимента [74] с расплавленной эвтектической смесью Bi–Pb при давлении ударного сжатия 8.8 ГПа. В этом эксперименте регистрировался профиль скорости контактной поверхности между расплавом Bi–Pb и окном из монокристалла LiF при температуре 212°C. Полученное значение вязкости составило $\eta = 33.2 \text{ Па с}$. Измеренное время нарастания параметров в первой ударной волне на рис. 9 составило $\sim 0.8 \text{ нс}$, что является пределом разрешающей способности измерений, во второй волне – 60 нс.

На рис. 10 представлены полученные значения вязкости η расплава Bi–Pb во второй волне сжатия разной интенсивности. В этих условиях коэффициент вязкости расплава Bi–Pb примерно на три–четыре порядка превосходит значения, полученные при атмосферном давлении с использованием стандартного вискозиметра. В обсуждаемых условиях ударного сжатия скорость деформации составляла 10^5 – 10^7 с^{-1} . Возможно, некоторый вклад в рост вязкости внесло затвердевание расплава под действием высокого давления, как это наблюдалось для воды.

В последнее время много внимания уделяется не-newтоновским жидкостям, вязкость которых зависит от скорости сдвига. При высоких скоростях деформации такие жидкости могут вести себя подобно твердому телу с конечным пределом текучести; это их свойство даже предлагалось использовать для изготовления мягких бронжилетов. Обычно такие жидкости состоят из крупных молекул, образующих сложные пространственные структуры. С целью поиска признаков не-newтоновского поведения в работе [75] проведены



Рис. 9. Профиль скорости контактной поверхности образца расплавленной эвтектической смеси Bi–Pb и окном из монокристалла LiF при 212°C [74].

эксперименты с полиметилметакрилатом (ПММА) в диапазоне температур, включающем стеклование полимера. Как известно, при комнатной температуре этот материал демонстрирует все признаки упругопластического поведения. Начальный участок его ударной адиабаты заканчивается при напряжении сжатия 0.75 ГПа, которое принято идентифицировать как динамический предел упругости. Температура стеклования ПММА составляет примерно 110°C. В обычных условиях предел текучести ПММА линейно уменьшается с ростом температуры, приближаясь к нулю при 100–110°C, и возрастает с увеличением скорости деформации [76]. Температурные эффекты могут иметь весьма существенное значение для описания поведения этого практически важного материала при ударных воздействиях, так как ударное сжатие сопровождается необратимым нагревом.

На рис. 11 сопоставлены результаты экспериментов [75] с ПММА при различных температурах, где короткие импульсы ударного сжатия возбуждались тонкими ударниками. При комнатной температуре и при 58°C параметры ударного сжатия практически не выходят за пределы области упругих деформаций; материал ведет себя как упругое твердое тело, соответственно, имеет место слабое затухание и относительно малая дисперсия импульса. С увеличением температуры происходит переход в режим вязкоупругого деформирования; при этом ускоряются затухание и дисперсия импульса ударного сжатия, а динамическая прочность на разрыв (откольная прочность) падает вдвое. Интересно отметить следующее.

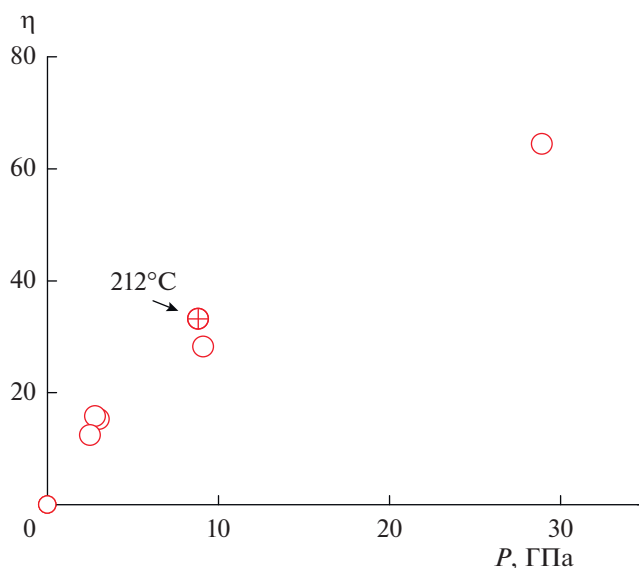


Рис. 10. Измеренные значения вязкости расплава Bi–Pb во второй волне сжатия.

В работе [77] получено, что наблюдаемая температура стеклования сильно зависит от скорости деформации и для ПММА может достигать 215°C при скорости деформации 10^6 с^{-1} . Однако измерения, на которых основаны эти оценки, проведены при весьма малых деформациях. Результаты измерений скорости распространения волн ударного сжатия в ПММА при повышенных температурах не подтверждают увеличения температуры

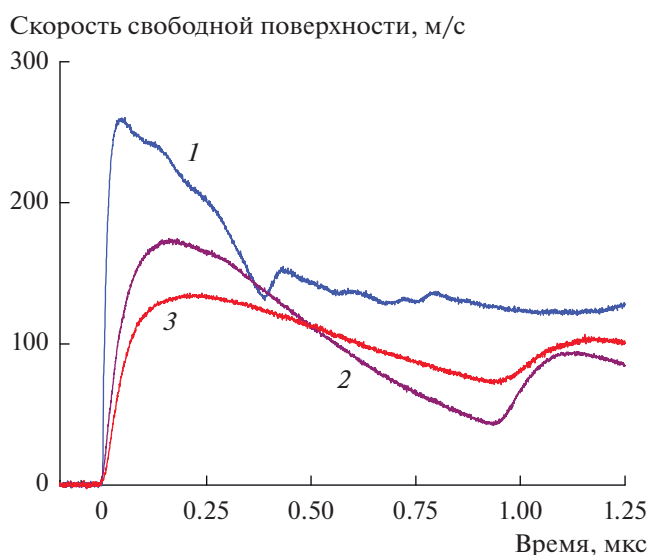


Рис. 11. Результаты экспериментов [75] с ПММА при различных температурах: 1 – 25°C, 2 – 107, 3 – 142; номинальная толщина образцов – 3.3 мм, толщина алюминиевого ударника – 1 мм, скорость удара – 260–290 м/с.

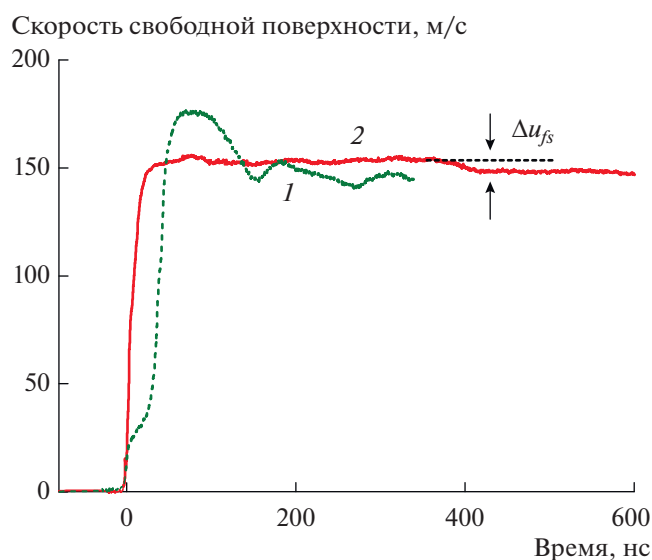


Рис. 12. Экспериментальные профили скорости свободной поверхности образцов сплава С13 (Bi–Pb) в твердом состоянии при 20°C (1) и в виде расплава при 150°C [81] (2).

стеклования в субмикросекундном диапазоне длительностей импульсов сжатия при сжатиях в несколько процентов и скоростях сжатия до 10^6 с^{-1} . Измерения показали уменьшение скорости распространения волн до объемной скорости звука при 140°C, что означает падение модуля сдвига до нуля и соответствует переходу в состояние вязкой жидкости. При этом не исключается сохранение нерегистрируемого малого предела текучести: образец при этой температуре сохранял свою форму в течение нескольких минут.

Исследования в этом направлении начаты лишь в самое последнее время. Анализ экспериментальных данных осложнен как ни странно недостатком информации об объемной сжимаемости ПММА и других полимеров в диапазоне низких и умеренных давлений. Дополнительным фактором неопределенности является наличие у аморфных полимеров некоего свободного объема, который образуется при застывании расплава с резким уменьшением подвижности молекул.

ДИНАМИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ ЖИДКОСТЕЙ

Жидкости, как и твердые тела, обладают сопротивлением всестороннему растяжению, что может быть интерпретировано как объемная прочность. Некоторое время считалось, что, поскольку чистые жидкости гомогенны и не содержат таких потенциальных очагов, как включения, границы зерен и микротрещины, их прочность на разрыв может даже превышать прочность вещества в твердофазном состоянии. В самое послед-

нее время удалось провести такое сопоставление для расплавленных металлов как в субмикросекундном диапазоне длительностей ударной нагрузки [78, 79], так и в пикосекундном [80]. На рис. 12 показаны профили скорости свободной поверхности образцов висмутово-свинцового эвтектического сплава в твердом и расплавленном состояниях, которые демонстрируют пятикратное или даже более падение динамической прочности сплава при плавлении [81].

При относительно больших временах откольная прочность жидких олова, свинца и цинка также в пять–десять раз меньше прочности этих металлов в твердом состоянии и составляет значительно меньшую долю предельно возможной (“идеальной”) прочности, чем это имеет место для воды [82] и других жидкостей при комнатной температуре. В пикосекундном диапазоне откольная прочность расплавленного олова составила $1.9 \pm 0.3 \text{ ГПа}$, т.е. менее 30% от идеальной прочности. Для металлов в твердом состоянии откольная прочность, измеренная в этом диапазоне длительностей, обычно превышает 70% от идеальной.

АНОМАЛЬНАЯ СЖИМАЕМОСТЬ, УДАРНЫЕ ВОЛНЫ РАЗРЕЖЕНИЯ, ПОЛИМОРФНЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ

Как известно, сжимаемость сплошных сред с ростом давления уменьшается, благодаря чему возможно формирование ударных волн. Соответственно, в процессе разгрузки из ударно-сжатого состояния скорость звука уменьшается, вследствие чего волны разрежения расширяются по мере распространения. Существуют, однако, материалы, которые ведут себя в этом отношении anomalно. Anomalная сжимаемость может быть вызвана, например, превращением вещества в более плотную фазу высокого давления, но вообще-то какое-либо превращение не является обязательным. Примером материалов с anomalной сжимаемостью являются кварцевые стекла. Природа anomalий изучается с привлечением молекулярно-динамического моделирования [83, 84] и связывается с искажениями сетки тетраэдров SiO_4 .

На рис. 13 показан пример эксперимента с плавным кварцем, в котором проводилась регистрация профиля массовой скорости. Напряжение сжатия плавного кварца (4.5 ГПа) не превышало его предела упругости (8.8 ГПа). Сложный профиль волны сжатия есть следствие anomalной продольной сжимаемости материала: в диапазоне напряжений сжатия до примерно 2.5–3 ГПа скорость распространения возмущений в материале падает по мере сжатия. При разгрузке регистрируется формирование ударной волны разрежения. По результатам этих измере-

ний, а также экспериментов с окнами различной динамической жесткости показано, что аномальная сжимаемость плавленого кварца имеет место не только при сжатии, но и при растяжении.

Более интересным кажется изучение аномальной сжимаемости твердых тел в области параметров полиморфного превращения с изменением плотности. Малое время экспозиции делает технику ударных волн менее эффективной для исследований полиморфизма твердых тел, чем, например, техника получения высоких давлений с использованием алмазных наковален [85, 86]. С другой стороны, интересен и даже интригует вопрос о том, каким образом достаточно сложная перестройка кристаллической структуры может происходить за времена, меньшие 10^{-6} с и даже 10^{-9} с. Выяснение механизмов и кинетических закономерностей высокоскоростных превращений является, пожалуй, наиболее важным и интересным аспектом этой области исследований.

В этом отношении наиболее привлекательным для исследований по понятным причинам является превращение графита в алмаз. Известно, что равновесное давление превращения графита в алмаз возрастает с нагревом от 1.7 ГПа при 0 К до 12 ГПа при температуре 5000 К в тройной точке графит–алмаз–жидкий углерод [87]. Промышленный синтез алмаза проводится с использованием катализаторов (переходных металлов) в диапазоне давлений от 5 до 12 ГПа и температур 2000–3000 К [87, 88], близких к линии равновесия между графитом и алмазом. В то же время давление прямого превращения графит–алмаз при температурах 300–1000 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 [87, 89, 90]. Рентгеноструктурные измерения под давлением [91] показали, что фаза высокого давления представляет собой гексагональную форму алмаза (лондсдейлит).

На рис. 14 представлены результаты экспериментов [92] с графитом 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 примерно на 10% больше, а скорость нарастания параметров во второй волне сжатия в несколько раз меньше, чем при сжатии в направлении оси c кристаллитов графита (когда плоскость фронта ударной волны параллельна базисным плоскостям). Влияние ориентаций кристаллографических плоскостей есть следствие мартенситного характера превращения графита в гексагональный алмаз под давлением при комнатной температуре. В соответствии с резуль-

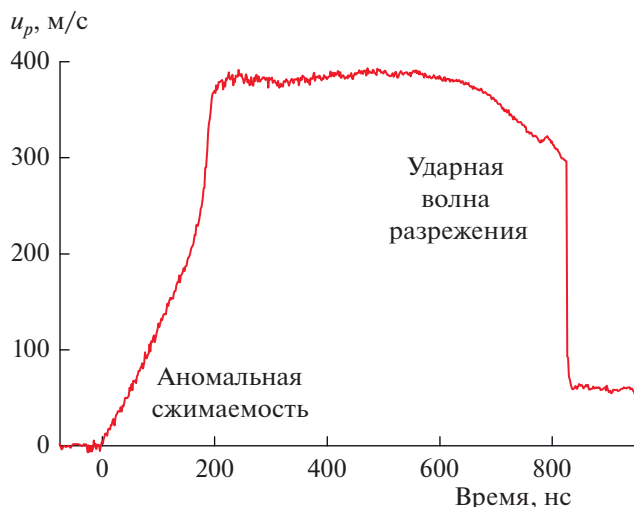


Рис. 13. Профиль массовой скорости в кварцевом стекле на расстоянии 6.05 ± 0.02 мм от поверхности удара алюминиевой пластиной толщиной 2 мм со скоростью 0.67 ± 0.03 км/с.

татами кристаллографического анализа [89, 91] и первопринципных *ab initio* атомистических расчетов [93–95] механизм структурной перестройки включает сближение базисных плоскостей графита, их сдвиг и гофрировку. Принимая во внимание то, что сжимаемость графита в направлении оси c на порядок превышает таковую в поперечном направлении [91, 96], ударное сжатие в направлении оси c кристаллов графита должно лучше обеспечивать необходимое сближение базисных плоскостей, а небольшая разориентировка кристаллитов вызывает в процессе сжатия сдвиги этих плоскостей друг относительно друга. С учетом большой анизотропии остается неясным при одноосном сжатии строго вдоль оси c , возможны ли пластические деформации в графите до начала превращения.

Ряд интересных вопросов связан с механизмом и кинетикой полиморфных превращений при кратчайших длительностях ударного воздействия, которые в настоящее время достижимы для исследований с применением фемтосекундной лазерной техники и, с другой стороны, близки к тем, с которыми исследователи имеют дело при атомистическом моделировании движений сплошных сред. На рис. 15 показана фазовая диаграмма железа, иллюстрирующая процесс его сжатия длительностью примерно 10^{-11} с [97, 98]. На графике представлены равновесная ударная адиабата железа с переходом в ϵ -фазу высокого давления, метастабильная адиабата $p(V)$ α -фазы низкого давления и метастабильная адиабата одноосного упругого сжатия. По отклонению состояния за фронтом предвестника от равновесной адиабаты фазы низкого давления определена

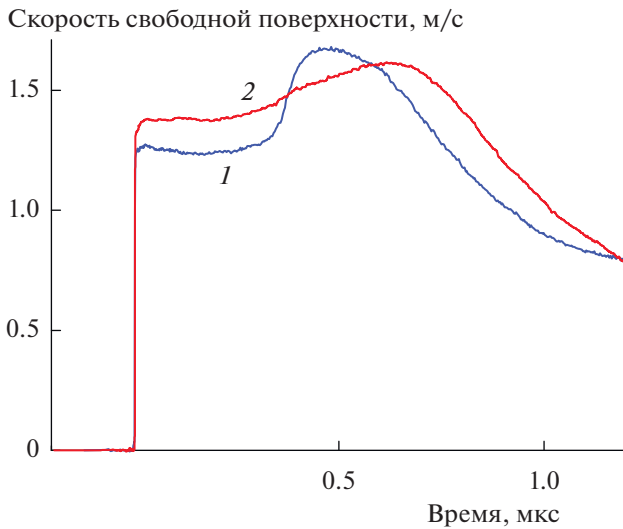


Рис. 14. Профили массовой скорости на контактной границе графит–LiF для графита ОСЧ-Т1 с ориентацией базисных плоскостей параллельно (1) и перпендикулярно (2) плоскости фронта ударной волны [92]: 1 – толщина образца – 2.87 мм, давление за первой ударной волной – 22.7 ГПа; 2 – 4.25 мм и 19.8 ГПа.

нальная ему величина идеальной сдвиговой прочности. Соответственно, перед теплофизикой встают задачи корректного описания метастабильной продольной и объемной сжимаемости.

К сожалению, значительная нестационарность волн и высокая скорость релаксационных процессов не дают возможности оценить ход изменения состояния материала после преодоления динамического предела упругости. В экспериментах [97, 98] не получено убедительного свидетельства полиморфного превращения $\alpha \rightarrow \epsilon$ в пикосекундном временном диапазоне. В работе [100] результаты измерений профилей скорости свободной поверхности более толстых образцов железа (1.2–1.6 мкм) указывают на возможность полиморфного превращения за время порядка 100 пс. Дополнительная информация о деталях механизма быстрого превращения получена [101–103] из молекулярно-динамического моделирования и рентгеноструктурного анализа непосредственно в процессе ударного сжатия железа. Основная проблема в анализе и моделировании полиморфных превращений упруго-пластических материалов связана с определением порядка следования пластической деформации и собственно превращения.

НОВОЕ ПРАВИЛО ОТБОРА СКОРОСТИ ДЕТОНАЦИИ

Этот раздел не связан с большими неравновесностями и выпадает из основной тематики обзора. Тем не менее, автор нашел полезным его включение в ожидания, что решение поставленной задачи скорректирует устоявшуюся версию широко известной теории детонации. Согласно теории детонации Я.Б. Зельдовича [104] детонационная волна состоит из ударной волны, в которой происходят быстрое сжатие и разогрев исходного вещества и следующей за ней зоной реакции, где исходное взрывчатое вещество с некоторой кинетикой превращается в продукты реакции. Зона реакции гораздо шире фронта ударной волны, поджигающей взрывчатое вещество, и можно четко разграничить области, где оно уже сжато, но еще не начало реагировать, и где реакция в основном уже протекла. В результате состояние вещества в детонационной волне попадает сначала на ударную адиабату исходного, непрореагировавшего взрывчатого вещества (ВВ), а по мере реакции смещается вдоль линии Рэля к детонационной адиабате, соответствующей полному энерговыделению. Для уравнений состояния, рассмотренных в [104], детонационная адиабата целиком располагается справа от ударной адиабаты ВВ, хотя в принципе пересечение этих кривых не исключается. В этом случае зона реакции имеет форму пика давления – так называемого химпика, а скорость детонации определяется условием

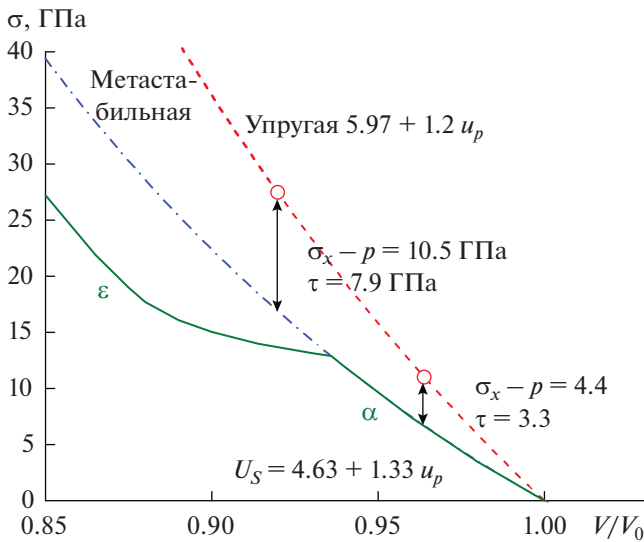


Рис. 15. Параметры состояния железа за фронтом упругого предвестника на расстояниях 250 и 540 нм.

величина максимального напряжения сдвига τ , которая для двух экспериментов с различными толщинами пленочных образцов железа составила 7.9 и 3.3 ГПа. Предельные значения сопротивления сдвигу – идеальной сдвиговой прочности, полученные из первопринципных расчетов, составляют для железа 7.2–7.5 ГПа [48, 99], т.е. экспериментальная оценка даже несколько выше расчетной величины идеальной сдвиговой прочности. Следует, однако, учесть, что при сжатии возрастают как модуль сдвига, так и пропорцио-

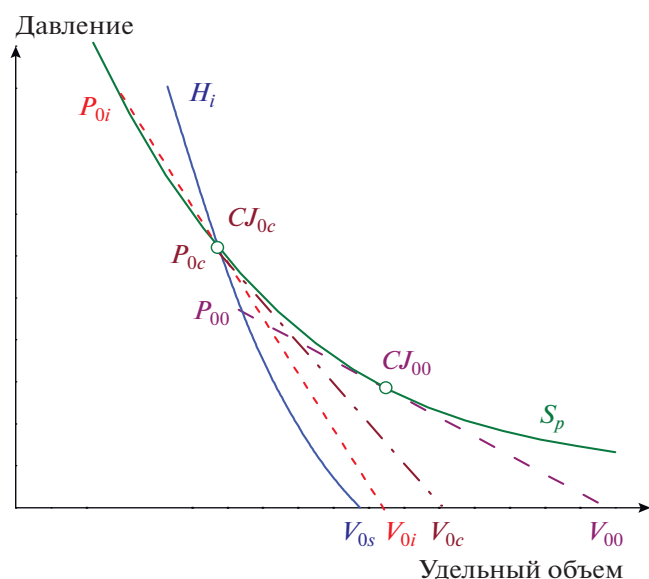


Рис. 16. Диаграммы состояний в детонационных волнах в случае пересекающихся адиабат исходного ВВ и продуктов взрыва; все состояния продуктов взрыва взрывчатых веществ разной плотности – единая $p(V)$ кривая S_p , состояния исходного ВВ – кривая H_i .

касания линии Рэлея детонационной адиабаты (условие Чепмена–Жуге), т.е. скорость детонации относительно продуктов реакции равна местной скорости звука в продуктах реакции.

Химпик детонационной волны многократно регистрировался экспериментально при детонации самых разных взрывчатых веществ. Позднее, однако, появились [105, 106] данные о том, что для некоторых взрывчатых веществ детонационная волна не содержит химпика или даже вместо химпика демонстрирует небольшое возрастание давления. При этом формирование детонационной волны без химпика имеет место при большой плотности ВВ, а при меньших плотностях детонационная волна содержит химпик, амплитуда которого постепенно уменьшается с увеличением плотности ВВ.

Для объяснения структуры детонационной волны без химпика и нового правила отбора скорости детонации допустим возможность пересечения адиабат исходного ВВ и продуктов взрыва. Это предположение на самом деле ничему не противоречит, так как исходное ВВ и продукты взрыва – разные вещества с различной сжимаемостью. Ситуация с пересечением адиабат для ВВ разной плотности иллюстрируется схематически на рис. 16, где для наглядности все состояния продуктов взрыва представлены единой $p(V)$ кривой S_p , а состояния исходного ВВ – кривой H_i (хотя на самом деле, разумеется, положение ударных и детонационных адиабат зависит от плотности ВВ). При малой плотности ВВ, соответствующей удельно-

му объему V_{00} , реализуется детонация с химпиком, поскольку пересечение адиабат происходит при давлениях более высоких, чем давления на фронте волны и давление в плоскости Чепмена–Жуге (в точке касания CJ_{00}) для этой плотности. С увеличением плотности относительная амплитуда химпика (разность давлений между состоянием за ударным скачком в точке P_{00} и состоянием в плоскости Чепмена–Жуге, описываемым точкой CJ_{00}) должна уменьшаться, как это и наблюдалось в экспериментах. При некотором пороговом значении начального удельного объема V_{0c} точка касания попадает в точку пересечения адиабат. В этой точке химпик детонационной волны трансформируется в плато, процесс детонационного превращения ВВ при $V_p = V_i$ полностью протекает в условиях постоянного давления, точки P_{0c} и CJ_{0c} совпадают.

Рассмотрим, что происходит при дальнейшем увеличении плотности ВВ. С переходом через точку пересечения выполнение условия Чепмена–Жуге становится невозможным, так как линия Рэлея, описывающая состояния в ударной волне в непрореагировавшем ВВ, не может проходить ниже ударной адиабаты. Детонация с давлением на фронте выше точки P_{0c} не может быть самоподдерживающейся, поскольку все изэнтропы смесей пересекают волновой луч, течение дозвуковое. В результате волна разрежения из продуктов взрыва может проникать к ударной волне и вызывать ее затухание вплоть до точки пересечения адиабат. Таким образом, пересечение адиабат определяет в этом случае параметры детонации вместо правила отбора Чепмена–Жуге. К сожалению, эти построения не подкреплены конкретными примерами уравнений состояния, приводящих к пересечению адиабат, но в части эволюции волновых профилей и скорости детонации с изменением плотности качественно полностью согласуются с экспериментальными данными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленный краткий обзор последних результатов ударно-волновых экспериментов выявляет в некоторых случаях необычное и экзотическое поведение твердых тел и жидкостей в условиях ударного сжатия, связанное с кратковременностью воздействия и реализацией в результате этого состояний вещества, далеких от равновесия. Неравновесные состояния могут играть весьма существенную роль в быстропотекающих процессах и так или иначе требуют привлечения новых методов анализа и новых типов уравнений состояния. Глубокое проникновение в область отрицательных давлений открывает возможность исследований фазовых переходов и полиморфных превращений при растяжении и, по

всей видимости, позволяет говорить о физике отрицательных давлений.

Передний край исследований ударно-волновых явлений в конденсированных средах обычно связывают с уникальными лазерными, электроимпульсными и другими дорогостоящими установками. Автор надеется, что результаты исследований, собранные в этом обзоре, наглядно демонстрируют, как много интересных и разнообразных задач в этой области могут решаться обычными лабораторными средствами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Алтишулер Л.В.* Применение ударных волн в физике высоких давлений // УФН. 1965. Т. 85. № 2. С. 197.
2. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
3. *Алтишулер Л.В., Трунин Р.Ф., Урлин В.Д., Фортвов В.Е., Фунтиков А.И.* Развитие в России динамических методов исследований высоких давлений // УФН. 1999. Т. 169. № 3. С. 323.
4. *Nellis W.J.* Ultracondensed Matter by Dynamic Compression. Cambridge—N.Y.—Melbourne—Delhi—Singapore: Cambridge University Press, 2017.
5. *Remington B.A., Allen P., Branga E.M., Hawreliak J., Ho D., Lorenz K.T., Lorenzana H., McNaney J.M., Meyers M.A., Pollaine S.W., Rosolankova K., Sadik B., Schneider M.S., Swift D., Wark J., Yaakobi B.* Material Dynamics under Extreme Conditions of Pressure and Strain Rate // Mater. Sci. Technol. 2006. V. 22. № 4. P. 474.
6. *Канель Г.И., Фортвов В.Е., Разоренов С.В.* Ударные волны в физике конденсированного состояния // УФН. 2007. Т. 177. № 8. С. 809.
7. *Канель Г.И., Зарецкий Е.Б., Разоренов С.В., Ашитков С.И., Фортвов В.Е.* Необычные пластичность и прочность металлов при ультракоротких длительностях нагрузки // УФН. 2017. Т. 187. № 5. С. 525.
8. *Фортвов В.Е.* Мощные ударные волны на Земле и в космосе. М.: Физматлит, 2018. 412 с.
9. *Канель Г.И.* Ударные волны в физике твердого тела. М.: Физматлит, 2018. 208 с.
10. *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., Vorobjev O.Yu.* Shock-wave Physics Experiments with High-power Proton Beams // Laser Part. Beams. 1996. V. 14. № 2. P. 181.
11. *Анисимов С.И., Жаховский В.В., Иногамов Н.А., Мигдал К.П., Петров Ю.В., Хохлов В.А.* Физика высоких плотностей энергии и лазерные технологии // ЖЭТФ. 2019. Т. 156. Вып. 4(10). С. 806.
12. *Inogamov N.A., Khokhlov V.F., Petrov Yu.V., Zharovskiy V.V.* Hydrodynamic and Molecular-dynamics Modeling of Laser Ablation in Liquid: from Surface Melting Till Bubble Formation // Opt. Quantum Electron. 2020. V. 52. P. 63.
13. *Fortov V.E.* Lectures on the Physics of Extreme States of Matter. Bristol, UK: IOP Publ., 2019.
14. *Moore D.S.* Shock Physics at the Nanoscale // J. Opt. Soc. Am. B. 2018. V. 35. № 10. B1.
15. *Канель Г.И., Савиных А.С.* Оценка напряжения пластического течения твердых тел при разгрузке из ударно-сжатого состояния // Докл. РАН. Физика, технические науки. 2020. Т. 490. № 1. С. 1.
16. *Альшиц В.И., Инденбом В.Л.* Динамическое торможение дислокаций // УФН. 1975. Т. 115. № 1. С. 3.
17. *Kanel G.I., Baumung K., Singer J., Razorenov S.V.* Dynamic Strength of Aluminum Single Crystals at Melting // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 76. № 22. P. 3230.
18. *Zaretsky E.B., Kanel G.I.* Effect of Temperature, Strain, and Strain Rate on the Flow Stress of Aluminum under Shock-wave Compression // J. Appl. Phys. 2012. V. 112. P. 073504.
19. *Ашитков С.И., Агранат М.Б., Канель Г.И., Комаров П.С., Фортвов В.Е.* Поведение алюминия вблизи предельной теоретической прочности в экспериментах с фемтосекундным лазерным воздействием // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 92. № 8. С. 568.
20. *Kanel G.I.* Rate and Temperature Effects on the Flow Stress and Tensile Strength of Metals // AIP Conf. Proc. 2012. V. 1426. P. 939.
21. *Воробьев А.А., Дремин А.Н., Канель Г.И.* Зависимость коэффициентов упругости алюминия от степени сжатия в ударной волне // ПМТФ. 1974. № 5. С. 94.
22. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
23. *Ашитков С.И., Комаров П.С., Агранат М.Б., Канель Г.И., Фортвов В.Е.* Реализация предельных значений объемной и сдвиговой прочности железа при воздействии фемтосекундными лазерными импульсами // Письма в ЖЭТФ. 2013. Т. 98. № 7. С. 439.
24. *Ашитков С.И., Комаров П.С., Струлева Е.В., Агранат М.Б., Канель Г.И.* Механические и оптические свойства ванадия под действием ударных нагрузок пикосекундного диапазона // Письма в ЖЭТФ. 2015. Т. 101. № 4. С. 294.
25. *Antoun T., Seaman L., Curran D.R., Kanel G.I., Razorenov S.V., Utkin A.V.* Spall Fracture. N.Y.: Springer, 2003. 404 p.
26. *Kanel G.I.* Spall Fracture: Methodological Aspects, Mechanisms and Governing Factors // Int. J. Fract. 2010. V. 163. № 1–2. P. 173.
27. *Kanel G.I., Savinykh A.S., Garkushin G.V., Razorenov S.V.* Effects of Temperature on the Flow Stress of Aluminum in Shock Waves and Rarefaction Waves // J. Appl. Phys. 2020. V. 127. P. 035901.
28. *Kanel G.I., Savinykh A.S., Garkushin G.V., Razorenov S.V.* Stepwise Shock Compression of Aluminum at Room and Elevated Temperatures // J. Appl. Phys. 2019. V. 126. P. 075901.
29. *Meyers M.A., Benson D.J., Vohringer O., Kad B.K., Xue Q., Fu H.-H.* Constitutive Description of Dynamic Deformation: Physically-based Mechanisms // Mater. Sci. Eng. A. 2002. V. 322. P. 194.

30. Мерзиевский Л.А. Модели деформирования при интенсивных динамических нагрузках (Обзор) // ФГВ. 2015. Т. 51. № 2. С. 144.
31. Armstrong R.W., Arnold W., Zerilli F.J. Dislocation Mechanics of Shock-induced Plasticity // Metall. Mater. Trans. A. 2007. V. 38A. P. 2605.
32. Austin R.A., McDowell D.L. A Dislocation-based Constitutive Model for Viscoplastic Deformation of fcc Metals at Very High Strain Rates // Int. J. Plasticity. 2011. V. 27. P. 1.
33. Barton N.R., Bernier J.V., Becker R., Arsenlis A., Cavallo R., Marian J., Rhee M., Park H.-S., Remington B.A., Olson R.T. A Multiscale Strength Model for Extreme Loading Conditions // J. Appl. Phys. 2011. V. 109. P. 073501.
34. Mayer A.E., Khishchenko K.V., Levashov P.R., Mayer P.N. Modeling of Plasticity and Fracture of Metals at Shock Loading // J. Appl. Phys. 2013. V. 113. P. 193508.
35. Meyers M.A., Jarmakani H., Bringa E.M., Remington B.A. Dislocations in Shock Compression and Release. In: Dislocations in Solids. V. 15 / Eds. Hirth J.P., Kubin L. Amsterdam: Elsevier, 2009.
36. Olmsted D.L., Hecto G., Curtin W.A., Clifton R.J. Atomistic Simulations of Dislocation Mobility in Al, Ni and Al/Mg Alloys // Modell. Simul. Mater. Sci. Eng. 2005. V. 13. P. 371.
37. Куксин А.Ю., Янилкин А.В. Зарождение и движение дислокаций в металлах и сплавах при высокоскоростной деформации: молекулярно-динамическое моделирование // Механика твердого тела. 2015. № 1. С. 54.
38. Pickard W.F. The Ascent of Sap in Plants // Prog. Biophys. Mol. Biol. 1981. V. 37. P. 181.
39. Файзуллин М.З., Скрипов В.П. Оценка границы устойчивости металлических кристаллов при изотермическом растяжении // ТВТ. 2007. Т. 45. № 6. С. 881.
40. Синько Г.В., Смирнов Н.А. Расчет из первых принципов уравнения состояния и упругих констант алюминия в области отрицательных давлений // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 75. № 4. С. 217.
41. Pokluda J., Šandera P. Evolution of Ideal Strength Calculations. In: Metal 2000. Ostrava: Tanger Ostrava, 2000. CD-ROM.
42. Joshi K.D., Gupta S.C. On Mechanical Stability of Molybdenum // High Press. Res. 2007. V. 27. № 2. P. 259.
43. Černý M., Pokluda J. Ideal Tensile Strength of Cubic Crystals under Superimposed Transverse Biaxial Stresses from First Principles // Phys. Rev. B. 2010. V. 82. P. 174106.
44. Байдаков В.Г., Тунеев А.О. Идеальная и предельная прочность твердого тела при растяжении // ТВТ. 2018. Т. 56. № 2. С. 193.
45. Balibar S. Nucleation in Quantum Liquids // J. Low Temp. Phys. 2002. V. 129. № 5/6. P. 363.
46. Kiselev S.B. Kinetic Boundary of Metastable States in Superheated and Stretched Liquids // Physica A. 1999. V. 269. P. 252.
47. Balibar S., Caupin F. Metastable Liquids // J. Phys.: Condens. Matter. 2003. V. 15. P. 75.
48. Ogata S., Li Ju, Hirotsuki N., Shibutani Y., Yip S. Ideal Shear Strain of Metals and Ceramics // Phys. Rev. B. 2004. V. 70. P. 104104.
49. Букреева К.А., Искандаров А.М., Дмитриев С.В., Утепов У., Мулюков Р.Р. Теоретическая прочность на сдвиг ОЦК- и ГПУ-металлов // Физика твердого тела. 2014. Т. 56. № 3. С. 417.
50. Boness D.A., Brown J.M. Bulk Superheating of Solid KBr and CsBr with Shock Waves // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 71. № 18. P. 2931.
51. Корнер С.Б. Оптические исследования свойств ударно-сжатых конденсированных диэлектриков // УФН. 1968. Т. 94. Вып. 4. С. 641.
52. Asay J.R., Hayes D.B. Shock Compression and Release Behavior near Melt States in Aluminum // J. Appl. Phys. 1975. V. 46. № 11. P. 4789.
53. Канель Г.И., Разоренов С.В. Аномалии температурных зависимостей объемной и сдвиговой прочности монокристаллов алюминия в субмикросекундном диапазоне // Физика твердого тела. 2001. Т. 43. № 5. С. 839.
54. Dash J.D. History of the Search of Continuous Melting // Rev. Modern Phys. 1999. V. 71. № 5. P. 737.
55. Besold G., Mouritsen O.G. Grain-boundary Melting: a Monte-Carlo Study // Phys. Rev. B. 1994. V. 50. № 10. P. 6573.
56. Kanel G.I., Razorenov S.V., Bogatch A.A., Utkin A.V., Fortov V.E., Grady D.E. Spall Fracture Properties of Aluminum and Magnesium at High Temperatures // J. Appl. Phys. 1996. V. 79. № 11. P. 8310.
57. Garkushin G.V., Kanel G.I., Savinykh A.S., Razorenov S.V. Influence of Impurities on the Resistance to Spall Fracture of Aluminum Near the Melting Temperature // Int. J. Fracture. 2016. V. 197. № 2. P. 185.
58. Fecht H.J., Johnson W.L. Entropy and Enthalpy Catastrophe as a Stability Limit for Crystalline Material // Nature. 1988. V. 334. № 6177. P. 50.
59. Tallon J.L. A Hierarchy of Catastrophes as a Succession of Stability Limits for the Crystalline State // Nature. 1989. V. 342. № 6250. P. 658.
60. Скрипов В.П., Файзуллин М.З. Фазовые переходы кристалл–жидкость–пар и термодинамическое подобие. М.: Физматлит, 2003. 160 с.
61. Lu K., Li Y. Homogeneous Nucleation Catastrophe as a Kinetic Stability Limit for Superheated Crystal // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80. № 20. P. 4474.
62. Luo S.-N., Ahrens T.J., Cagin T., Strachan A., Goddard III W.A., Swift D. Maximum Superheating and Undercooling: Systematics, Molecular Dynamics Simulations and Dynamic Experiments // Phys. Rev. B. 2003. V. 68. P. 134206.
63. Belonoshko A.B., Skorodumova N.V., Rosengren A., Johansson B. Melting and Critical Superheating // Phys. Rev. B. 2006. V. 73. P. 012201.
64. Иосилевский И.Л., Чигвинцев А.Ю. Спинодальный распад зоны метастабильного плавления в пределе нулевой температуры // Электр. журн. “Исследовано в России”. 2003. № 3. С. 20.
65. Куксин А.Ю., Норман Г.Э., Стегайлов В.В. Фазовая диаграмма и спинодальный распад метастабиль-

- ных состояний леннард-джонсовской системы // ТВТ. 2007. Т. 45. № 1. С. 43.
66. *Фунтиков А.И.* Затвердевание расплавов металлов и жидкостей в волнах ударного, квазиизотропического и изэнтропического сжатия // ТВТ. 2011. Т. 49. № 3. С. 454.
 67. *Савиных А.С., Гаркушин Г.В., Канель Г.И., Разоренов С.В.* Затвердевание воды при динамическом сжатии и его влияние на эволюцию ударных волн // Чебышевский сборник. 2017. Т. XVIII. Вып. 3 (63). С. 461.
 68. *Myint P.C., Chernov A.A., Sadigh B., Benedict L.X., Hall B.M., Hamel S., Belof J.L.* Nanosecond Freezing of Water at High Pressures: Nucleation and Growth near the Metastability Limit // *Phys. Rev. Lett.* 2018. V. 121. P. 155701.
 69. *Swegle J.W., Grady D.E.* Shock Viscosity and the Prediction of Shock Wave Rise Times // *J. Appl. Phys.* 1985. V. 58. P. 692.
 70. *Канель Г.И., Разоренов С.В., Гаркушин Г.В., Павленко А.В., Малюгина С.Н.* Изменение кинетики ударно-волнового деформирования и разрушения титана ВТ1-0 в результате отжига // *Физика твердого тела.* 2016. Т. 58. Вып. 6. С. 1153.
 71. *Канель Г.И., Савиных А.С., Гаркушин Г.В., Разоренов С.В.* Оценка вязкости глицерина по ширине слабой ударной волны // ТВТ. 2017. Т. 55. № 3. С. 380.
 72. *Дремин А.Н., Кузнецов Д.И., Шунин В.М., Якушев В.В.* Вязкость и электропроводность глицерина при высоких динамических и статических давлениях // *ЖФХ.* 1980. Т. 54. Вып. 1. С. 135.
 73. *Альтшулер Л.В., Доронин Г.С., Ким Г.Х.* Вязкость ударно-сжатых жидкостей // *ПМТФ.* 1986. № 6. С. 110.
 74. *Савиных А.С., Гаркушин Г.В., Канель Г.И., Разоренов С.В.* Оценка вязкости расплава Bi – 56.5%, Pb – 43.5% по ширине слабой ударной волны // ТВТ. 2018. Т. 56. № 5. С. 711.
 75. *Zaretsky E.B., Kanel G.I.* Response of Poly(methyl Methacrylate) to Shock-wave Loading at Elevated Temperatures // *J. Appl. Phys.* 2019. V. 126. P. 085902.
 76. *Richeton J., Ahzi S., Vecchio K.S., Jiang F.C., Adhara-purapu R.R.* Influence of Temperature and Strain Rate on the Mechanical Behavior of Three Amorphous Polymers: Characterization and Modeling of the Compressive Yield Stress // *Int. J. Solids Struct.* 2006. V. 43. P. 2318.
 77. *Mulliken A.D., Boyce M.C.* Mechanics of the Rate-dependent Elastic-plastic Deformation of Glassy Polymers from Low to High Strain Rates // *Int. J. Solids Struct.* 2006. V. 43. P. 1331.
 78. *Канель Г.И., Савиных А.С., Гаркушин Г.В., Разоренов С.В.* Динамическая прочность расплавов олова и свинца // *Письма в ЖЭТФ.* 2015. Т. 102. № 8. С. 615.
 79. *Zaretsky E.B.* Experimental Determination of the Dynamic Tensile Strength of Liquid Sn, Pb, and Zn // *J. Appl. Phys.* 2016. V. 120. P. 025902.
 80. *Аштурков С.И., Комаров П.С., Овчинников А.В., Струлева Е.В., Аранат М.Б.* Прочность жидкого олова в условиях предельно высоких скоростей деформации при фемтосекундном лазерном воздействии // *Письма в ЖЭТФ.* 2016. Т. 103. № 8. С. 611.
 81. *Гаркушин Г.В., Савиных А.С., Канель Г.И., Разоренов С.В.* Динамическая прочность эвтектического сплава висмут–свинец в твердом и жидком состояниях // *ЖЭТФ.* 2019. Т. 155. № 2. С. 306.
 82. *Богач А.А., Уткин А.В.* Прочность воды при импульсном растяжении // *ПМТФ.* 2000. Т. 41. № 4. С. 198.
 83. *Walker A.M., Sullivan L.A., Trachenko K., Bruin R.P., White T.O.H., Dove M.T., Tyer R.P., Todorov I.T., Wells S.A.* The Origin of the Compressibility Anomaly in Amorphous Silica: A Molecular Dynamics Study // *J. Phys.: Condens. Matter.* 2007. V. 19. № 27. P. 27510.
 84. *Liu Bin, Wang Jing-Yang, Zhou Yan-Chun, Li Fang-Zhi.* Temperature Dependence of Elastic Properties for Amorphous SiO₂ by Molecular Dynamics Simulation // *Chin. Phys. Lett.* 2008. V. 25. № 8. P. 2747.
 85. *Brister K.* X-Ray Diffraction and Absorption at Extreme Pressures // *Rev. Sci. Instrum.* 1997. V. 68. № 4. P. 1629.
 86. *McMahon M.I., Nelmel R.J.* High-Pressure Structures and Phase Transformations in Elemental Metals // *Chem. Soc. Rev.* 2006. V. 35. P. 943.
 87. *Bundy F.P., Basset W.A., Weathers M.S. et al.* The Pressure-Temperature Phase and Transformation Diagram for Carbon: Updated Through 1994 // *Carbon.* 1996. V. 34. № 2. P. 141.
 88. *Turkevich V.Z.* Phase Diagrams and Synthesis of Diamond // *High Press. Res.* 2002. V. 22. № 3. P. 525.
 89. *Курдюмов А.В., Бритун В.Ф., Боримерчук Н.И., Ярош В.В.* Мартенситные и диффузионные превращения в углероде и нитриде бора при ударном сжатии. Киев: Изд-во Куприянова, 2005. 192 с.
 90. *Бреусов О.Н., Дремин А.Н.* Динамический синтез сверхтвердых материалов // *Хим. физика.* 2008. Т. 27. № 4. С. 21.
 91. *Yagi T., Utsumi W., Yamakata M. et al.* High-Pressure in Situ x-Ray Diffraction Study of the Phase Transformation from Graphite to Hexagonal Diamond at Room Temperature // *Phys. Rev. B.* 1992. V. 46. № 10. P. 6031.
 92. *Канель Г.И., Безручко Г.С., Савиных А.С., Разоренов С.В., Милявский В.В., Хищенко К.В.* Субмикросекундные полиморфные превращения при ударном сжатии графита // ТВТ. 2010. Т. 48. № 6. С. 845.
 93. *Scandolo S., Berasconi M., Chiarotti G.L. et al.* Pressure-induced Transformation Path of Graphite to Diamond // *Phys. Rev. Lett.* 1995. V. 47. № 20. P. 4015.
 94. *Tateyama Y., Ogitsu T., Kusakabe K., Tsuneyuki S.* Constant-Pressure First-Principles Studies on the Transition States of the Graphite-Diamond Transformation // *Phys. Rev. B.* 1996. V. 54(21). P. 14994.
 95. *Mundy C.J., Curioni A., Goldman N. et al.* Ultrafast Transformation of Graphite to Diamond: An ab initio Study of Graphite under Shock Compression // *J. Chem. Phys.* 2008. V. 128(18). P. 184701.
 96. *Hanfland M., Beister H., Syassen K.* Graphite under Pressure: Equation of State and First-order Raman Modes // *Phys. Rev. B.* 1989. V. 39(17). P. 12598.

97. Ашитков С.И., Комаров П.С., Агранат М.Б., Канель Г.И., Фортвов В.Е. Реализация предельных значений объемной и сдвиговой прочности железа при воздействии фемтосекундными лазерными импульсами // Письма в ЖЭТФ. 2013. Т. 98. № 7. С. 439.
98. Ashitkov S.I., Zhakhovsky V.V., Inogamov N.A., Komarov P.S., Agranat M.B., Kanel G.I. The Behavior of Iron under Ultrafast Shock Loading Driven by a Femtosecond Laser // AIP Conf. Proc. 2017. V. 1793. P. 100035.
99. Clatterbuck D.M., Chrzan D.C., Morris J.W. The Ideal Strength of Iron in Tension and Shear // Acta Mater. 2003. V. 51. P. 2271.
100. Crowhurst J.C., Reed B.W., Armstrong M.R., Radousky H.B., Carter J.A., Swift D.C., Zaug J.M., Minich R.W., Teslich N.E., Kumar M. The $\alpha \rightarrow \epsilon$ Phase Transition in Iron at Strain Rates up to $\sim 10^9 \text{ s}^{-1}$ // J. Appl. Phys. 2014. V. 115. P. 113506.
101. Kadau K., Germann T.C., Lomdahl P.S., Holian B.L. Atomistic Simulations of Shock-induced Transformations and their Orientation Dependence in bcc Fe Single Crystals // Phys. Rev. B. 2005. V. 72. P. 064120.
102. Hawreliak J., Colvin J.D., Eggert J.H., Kalantar D.H., Lorenzana H.E., Stölken J.S., Davies H.M., Germann T.C., Holian B.L., Kadau K., Lomdahl P.S., Higginbotham A., Rosolankova K., Sheppard J., Wark J.S. Analysis of the x-Ray Diffraction Signal for the α - ϵ Transition in Shock-compressed Iron: Simulation and Experiment // Phys. Rev. B. 2006. V. 74. P. 184107.
103. Hawreliak J.A., El-Dasher B., Lorenzana H., Kimminau G., Higginbotham A., Nagler B., Vinko S.M., Murphy W.J., Whitcher T., Wark J.S., Rothman S., Park N. *In situ* x-Ray Diffraction Measurements of the c/a Ratio in the High-pressure ϵ -Phase of Shock-Compressed Polycrystalline Iron // Phys. Rev. B. 2011. V. 83. P. 144114.
104. Зельдович Я.Б., Копанеев А.С. Теория детонации. М.: Гос. изд-во техн.-теор. лит, 1955.
105. Ашаев В.К., Доронин Г.С., Левин А.Д. О структуре детонационного фронта в конденсированных ВВ // ФГВ. 1988. Т. 24. № 1. С. 95.
106. Уткин А.В., Першин С.В., Фортвов В.Е. Изменение структуры детонационной волны в 2',2'-тринитроэтил-4,4,4-тринитробутирате с ростом начальной плотности // Докл. РАН. 2000. Т. 374. № 4. С. 486.