

## ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

# Необычные пластичность и прочность металлов при ультракоротких длительностях нагрузки

Г.И. Канель, Е.Б. Зарецкий, С.В. Разоренов, С.И. Ашитков, В.Е. Фортон

*Представлен краткий обзор последних результатов экспериментального исследования температурно-скоростных зависимостей напряжений течения и разрушения металлов при высокоскоростной деформации в импульсах ударно-волновой нагрузки длительностью от десятков пикосекунд до микросекунд. Реализовано приближение к предельно возможным ("идеальным") значениям прочности на сдвиг и на растяжение, получило подтверждение аномальное возрастание с температурой напряжения пластического течения при высокоскоростной деформации некоторых металлов. Получены новые свидетельства интенсивного размножения дислокаций, которое начинается уже в упругом предвестнике волны ударного сжатия. Найдено, что в этих условиях включения и другие упрочняющие факторы могут оказывать разупрочняющий эффект. Обнаружены новые неожиданные особенности эволюции упругопластических волн ударного сжатия.*

**Ключевые слова:** ударные волны в твёрдых телах, высокоскоростная деформация, высокоскоростное разрушение, динамика дислокаций, идеальная прочность, аномальное термическое упрочнение, поликристаллические металлы и монокристаллы

PACS number: 62.50. – p

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.12.038004>

## Содержание

1. Введение (525).
  2. Методология ударно-волновых исследований скоростных и температурных зависимостей динамической прочности (528).
    - 2.1. Затухание упругого предвестника и начальная скорость пластической деформации.
    - 2.2. Скорость деформации в пластической ударной волне.
    - 2.3. Температурные эффекты.
    - 2.4. Откольная прочность металлов.
    - 2.5. Приближение к предельной (идеальной) прочности.
  3. Температурно-скоростные зависимости сопротивления деформированию металлов (535).
    - 3.1. Влияние отжига и упрочняющей механической обработки.
    - 3.2. Температурно-скоростные зависимости напряжения течения на разных стадиях ударно-волнового деформирования металлов.
    - 3.3. Поведение монокристаллов при ударно-волновом нагружении.
    - 3.4. Эффекты размножения дислокаций.
  4. Заключение (543).
- Список литературы (544).

Г.И. Канель, С.И. Ашитков, В.Е. Фортон. Объединённый институт высоких температур РАН,  
ул. Ижорская 13, 125412 Москва, Российская Федерация  
E-mail: kanel@fcr.ac.ru, asi@iht.mpei.ac.ru, ashitkov@yandex.ru  
Е.Б. Зарецкий. Ben-Gurion University of the Negev,  
8410501 Beer-Sheva, Israel  
E-mail: zheka@bgu.ac.il  
С.В. Разоренов. Институт проблем химической физики РАН,  
просп. Академика Семёнова 1, 142432 Черноголовка, Московская обл.,  
Российская Федерация  
E-mail: razsv@fcrp.ru

Статья поступила 11 октября 2016 г.,  
после доработки 23 декабря 2016 г.

## 1. Введение

Развитие новых технологий обработки материалов, экспериментальной техники и методов компьютерного моделирования процессов неупругого деформирования и разрушения на атомистическом уровне стимулировали возрастание интереса к исследованиям прочности и пластичности твёрдых тел при чрезвычайно малых длительностях действия нагрузки. В частности, одно из перспективных направлений прецизионной обработки материалов связано с использованием фемтосекундной лазерной техники. Как продемонстрировано в настоящем обзоре, при столь малых длительностях сопротивление деформированию и разрушению твёрдых тел на порядки превосходит соответствующие значения при обычных скоростях деформации и приближается к предельно возможному ("идеальным") величинам прочности. На наш взгляд, для оптимизации технологии совсем не безразлично знать, что при кратковременных воздействиях алюминий может проявлять такую же твёрдость, как сапфир. Необычным оказывается и влияние температуры на напряжение течения кристаллических тел, которое в некоторых случаях оказывается даже обратным по знаку по сравнению с нормальными условиями. Это, в частности, объясняет, почему одни металлические материалы проявляют склонность к развитию неустойчивости деформации с формированием полос адиабатического сдвига, а другие — нет.

Обычно экстремальные состояния вещества связываются с высокими давлениями и температурами [1, 2], которые в экспериментах достигаются в результате сжатия вещества в сильных ударных волнах. Малая длительность ударно-волнового воздействия зачастую рассмат-

ривается как недостаток метода. С другой стороны, малая длительность действия механической нагрузки даёт возможность реализации экзотических состояний вещества, далёких от равновесия, и изучения поведения различных материалов при чрезвычайно больших скоростях деформации. Исследования температурно-скоростных зависимостей сопротивления деформированию и разрушению металлов и сплавов позволяют изучить основные закономерности движения носителей пластической деформации — дислокаций, выявить определяющие факторы и закономерности формирования и развития повреждённости в материале. Эти сведения нужны для оптимизации режимов механической обработки материалов, а также для решения задач высокоскоростного удара и пробивания.

Результаты исследований в этом направлении обобщены в серии обзоров и монографий; среди недавних можно указать работы [3–8]. Опубликованы результаты многочисленных измерений зависимости напряжения течения от давления в условиях ударного сжатия (см. [9] и цитируемые там публикации), а также при безударном (квазиизэнтропическом) сжатии [10, 11]. Новым является определение напряжённого состояния материала на различных стадиях упругопластического ударного сжатия с привлечением импульсной рентгеноструктурной диагностики [6, 12, 13]. Данный обзор посвящён наиболее экзотическим результатам, полученным авторами в последнее десятилетие. Для их обсуждения полезно напомнить некоторые основы современных представлений о механизмах высокоскоростной деформации и разрушения твёрдых тел.

В терминах теории дислокаций скорость пластической деформации  $\dot{\gamma}$  определяется средней скоростью движения подвижных дислокаций  $v_d$  и их плотностью  $N_m$ , связанными между собой соотношением Орована

$$\dot{\gamma} = bN_mv_d, \quad (1)$$

где  $b$  — вектор Бюргерса. Средняя скорость подвижных дислокаций является функцией напряжения, температуры, а также концентрации различного рода дефектов, препятствующих движению дислокаций, в том числе самих дислокаций. **Разумеется, помимо дислокаций** в механизм пластической деформации **значительный вклад может давать двойникование, которое особенно существенно для кристаллов со структурой ГПУ (гексагональная плотноупакованная) и ОЦК (объёмноцентрированная кубическая).** Это, однако, в большинстве случаев не вносит радикальных изменений в интерпретацию скоростных и температурных зависимостей напряжения течения при высокоскоростной деформации металлов. Получаемая в экспериментах ограниченная интегральная информация о закономерностях высокоскоростного деформирования, как правило, не позволяет также выделить вклады различных типов дислокаций. По этим причинам в дальнейшем мы будем использовать дислокационную терминологию в некотором усреднённом и упрощённом смысле, не вдаваясь в недоступные для современных экспериментов детали механизма высокоскоростной деформации. Современные физические теории пластичности рассматривают также так называемые дисклинации и ротационные моды, которые в некоторых случаях привлекаются для описания больших пластических деформаций, однако для обсуж-

даемых в обзоре процессов и явлений это, на наш взгляд, является излишним усложнением.

Известно, что напряжение течения кристаллических твёрдых тел возрастает с увеличением скорости нагружения. Для многих металлов эта зависимость резко усиливается с превышением скорости деформации  $\sim 10^3 - 10^4 \text{ с}^{-1}$ , что интерпретируется как следствие изменения механизма движения дислокаций [4, 14]. **При малых скоростях деформации дислокации преодолевают барьеры Пайерлса и препятствия в результате совместного действия приложенного напряжения и тепловых флуктуаций.** Вследствие этого увеличение температуры сопровождается понижением предела текучести материалов. **Для деформирования с высокой скоростью необходимо приложить более высокие напряжения. При достаточно большой скорости деформации действующие напряжения настолько высоки, что дислокации оказываются способными преодолевать барьеры и препятствия без дополнительного вклада тепловых флуктуаций.** При этом средняя скорость дислокаций  $v$  становится линейной или близкой к линейной функцией приложенного сдвигового напряжения  $\tau$  и контролируется силами торможения различной природы в соответствии с соотношением [15]:

$$Bv = b\tau, \quad (2)$$

где  $B$  — коэффициент динамического торможения, который включает вклады, создаваемые препятствиями, электронами и фононами. Взаимодействие движущихся дислокаций с электронами считается существенным только при низких температурах. При нормальных и повышенных температурах коэффициент торможения газом фононов  $B_p$  (фононное трение или фононная вязкость) может быть представлен [16] как линейная функция температуры:

$$B_p = \frac{k_B T \omega_D^2}{\pi^2 c^3}, \quad (3)$$

где  $k_B$  — константа Больцмана,  $\omega_D$  — дебаевская частота,  $c$  — скорость звука.

Исчерпывающее обсуждение проявлений фононной вязкости можно найти в обзоре [17]. Поскольку фононная вязкость пропорциональна температуре, при очень высоких скоростях деформации можно ожидать линейного возрастания напряжения течения с увеличением температуры [17]. При достаточно большом напряжении, называемом идеальной или предельной сдвиговой прочностью, материал должен терять устойчивость по отношению к сдвиговым напряжениям и может деформироваться без какого-либо вклада дислокаций. Величина  $\tau_{id}$  идеальной сдвиговой прочности пропорциональна модулю сдвига  $G$  и по разным оценкам составляет  $\tau_{id} \approx G/10 - G/2\pi$ . Поскольку модуль сдвига уменьшается с температурой, идеальная прочность на сдвиг также должна уменьшаться при нагреве. Соотношение вкладов термофлуктуационного и надбарьерного механизмов движения дислокаций в зависимости от температуры и скорости деформирования иллюстрируется на рис. 1.

Вторым, не менее важным параметром, определяющим сопротивление пластическому деформированию, является полная плотность дислокаций. Рисунок 2 пояс-



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



Рис. 2. Схематическое представление зависимости напряжения пластического течения кристаллического тела от плотности дислокаций [18].

няет зависимость предела текучести от плотности дислокаций. Бездефектные кристаллы характеризуются наименьшими значениями предела текучести. Подобные или близкие к ним высокопрочные структурные состояния реализуются в металлических «усах» микрометровой толщины [18]. С появлением дислокаций напряжение течения быстро уменьшается до минимума при критической плотности  $N_c$ , а с дальнейшим увеличением плотности дислокации начинают блокировать друг друга, вследствие чего напряжение течения возрастает. Увеличение плотности подвижных дислокаций происходит в процессе пластической деформации.

В отличие от разрушения при нормальных условиях, которое происходит путём распространения одной или нескольких трещин, высокоскоростное разрушение при ультракоротких длительностях нагрузки в силу недостатка времени для обмена информацией происходит путём одновременного зарождения, роста и слияния множества трещин или пор. Поскольку зарождение и рост имеют определённую скорость, величина разрушающего напряжения возрастает по мере увеличения скорости растяжения. Реализуемые при этом значения сопротивления разрушению представляют собой результат конкуренции роста прилагаемых растягивающих напряжений и их релаксации в результате появления и роста несплошностей в материале. Существует предельно возможное значение разрушающего напряжения —

идеальная прочность на разрыв, которая определяется обращением в нуль производной от давления по удельному объёму на изотерме вещества. Величина идеальной прочности находится либо путём экстраполяции уравнения состояния в область отрицательных давлений, либо первопринципными расчётами сжимаемости. Остаётся практически открытым вопрос о возможных полиморфных превращениях в области отрицательных давлений и их влиянии на сопротивление разрушению.

Исследования механических свойств материалов в субмикросекундном диапазоне длительностей воздействия при скоростях деформирования  $> 10^3 \text{ с}^{-1}$  проводятся в условиях ударно-волнового нагружения испытуемых образцов. Измерения основываются на том факте, что структура волн и динамика волновых взаимодействий определяются, помимо термодинамического уравнения состояния вещества, процессами упруго-пластического деформирования и разрушения в материале [5, 7, 19, 20]. С применением этой техники в мире выполняется огромное количество измерений, сопровождаемых компьютерным моделированием ударно-волновых явлений методами механики сплошных сред и методами молекулярной динамики [8]. Каждые два года Американское физическое общество проводит крупные международные конференции, по результатам которых публикуется 400 и более докладов; новые результаты исследований еженедельно появляются в ведущих международных изданиях. Все эти работы практически невозможно обсудить или даже упомянуть в журнальной статье. В настоящем обзоре мы представляем главным образом результаты собственных экспериментальных исследований последнего десятилетия, которые в той или иной степени являются пионерскими, выпадают из ряда рутинных измерений в данной области, отчасти дискуссионны и привлекают внимание специалистов смежных наук. Мы считаем, что все представленные исследования лежат в русле магистрального направления развития этой области науки, поскольку постановка задач на изучение влияния структурных факторов, температуры и длительности воздействия естественна и неизбежна.

В обсуждаемых экспериментах в пластине исследуемого материала тем или иным способом создаётся плоская ударная волна и измеряется её структура на выходе из образца — как правило, путём регистрации скорости свободной поверхности как функции времени. Толщина плоского образца, определяющая время распространения ударной волны, может варьироваться от примерно 50–100 мкм до 10 мм и более, а профиль скорости свободной поверхности при использовании современной экспериментальной техники измеряется с разрешением 1 нс ( $10^{-9}$  с). В самое последнее время стало возможным экспериментировать с образцами микрометровой и субмикрометровой толщины, при этом временное разрешение измерений достигает пикосекундного ( $10^{-12}$  с) уровня.

На рисунке 3 приведены для примера профили скорости свободной поверхности  $u_{fs}(t)$  плоских образцов магниевых сплавов Ма2-1 разной толщины, измеренные [21] в экспериментах при комнатной температуре. Импульс ударного сжатия генерировался в образцах ударом пластины, толщина которой была в несколько раз меньше толщины образца. Из-за резкого увеличения сжимаемости при переходе от упругого одноосного сжатия

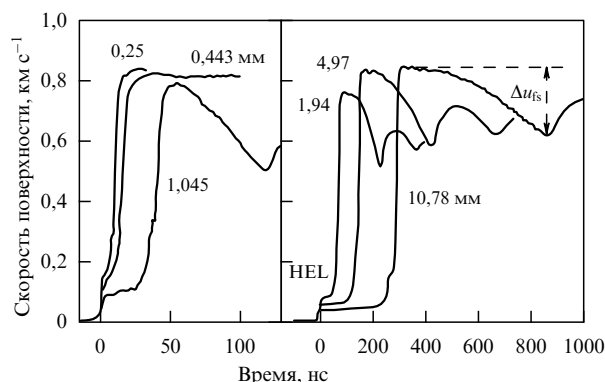


Рис. 3. Результаты измерений профилей скорости свободной поверхности образцов магниевого сплава Ма2-1 [21]. Числами у волновых профилей указаны значения толщины образца.

к пластическому ударная волна теряет устойчивость и расщепляется на упругий предвестник, который распространяется со скоростью, близкой к продольной скорости звука  $c_1$ , и следующую за ним пластическую ударную волну, скорость которой определяется объёмной сжимаемостью материала. Напряжение сжатия в упругом предвестнике равно динамическому пределу упругости (в англоязычной литературе — Hugoniot Elastic Limit, HEL). По измеренному профилю скорости свободной поверхности величина динамического предела упругости определяется как

$$\sigma_{HEL} = \frac{\rho c_1 u_{HEL}}{2}, \quad (4)$$

где  $u_{HEL}$  — скорость свободной поверхности за фронтом упругого предвестника,  $\rho$  — плотность материала. Хотя термин "динамический предел упругости" считается общепринятым, он, строго говоря, не является вполне корректным, так как величина  $\sigma_{HEL}$  не является константой. Из сопоставления волновых профилей на рис. 3 видно, что, несмотря на возрастание параметров за фронтом упругого предвестника на каждом волновом профиле, напряжение на фронте упругого предвестника уменьшается по мере распространения волны. Это затухание упругого предвестника является следствием релаксации напряжений в процессе пластического деформирования непосредственно за упругой ударной волной.

При использовавшемся в опытах соотношении толщин ударника и образца условия нагружения вблизи свободной тыльной поверхности образца на рис. 3 соответствуют началу затухания ударной волны под действием нагоняющей её волны разрежения, выход которой на поверхность вызывает уменьшение скорости. На профиле скорости свободной поверхности регистрируется только часть волны разрежения, ограниченная величиной динамической прочности материала на растяжение. Дело в том, что после отражения импульса сжатия от свободной поверхности внутри образца генерируются растягивающие напряжения, в результате чего инициируется его разрушение — откол. При этом происходит релаксация растягивающих напряжений и формируется волна сжатия (откольный импульс), выход которой на поверхность образца вызывает второй подъём её скорости. Декремент скорости поверхности  $\Delta u_{fs}$  при её спаде от максимума до значения перед фронтом откольного

импульса пропорционален величине разрушающего напряжения — откольной прочности материала в данных условиях нагружения. Соотношение для определения откольной прочности по измеренной величине  $\Delta u_{fs}$  получается из анализа волновых взаимодействий методом характеристик; для упругопластических тел соотношение несколько усложнено необходимостью учёта разных волновых скоростей. Последующие колебания скорости поверхности есть результат многократных отражений волн внутри откалывающегося слоя образца между его тыльной поверхностью и поверхностью разрушения. Период осцилляций скорости определяется толщиной откола и скоростью звука.

## 2. Методология ударно-волновых исследований скоростных и температурных зависимостей динамической прочности

Существуют два способа непосредственного получения информации о соотношении между скоростью пластической деформации и напряжением течения, основанные на измерениях затухания упругого предвестника [22, 23] и измерениях ширины пластической ударной волны [24, 25]. Высокоскоростное разрушение изучается путём анализа откольных явлений [26, 27]. Ниже будут кратко охарактеризованы эти методы исследований, после чего будут представлены наиболее интересные результаты. Для получения дополнительной информации о макрокинетических закономерностях высокоскоростного деформирования и разрушения привлекаются методы компьютерного моделирования ударно-волновых экспериментов с использованием тех или иных гипотетических моделей и определяющих соотношений. Это направление требует отдельного обсуждения и в данном обзоре не рассматривается.

### 2.1. Затухание упругого предвестника и начальная скорость пластической деформации

Затухание упругого предвестника волны ударного сжатия вследствие релаксации напряжений связано со скоростью пластической деформации за его фронтом  $\dot{\gamma}_p = (\dot{\epsilon}_x^p - \dot{\epsilon}_y^p)/2$  соотношением [22, 23]

$$\left. \frac{d\sigma_x}{dh} \right|_{HEL} = -\frac{4}{3} \frac{G \dot{\gamma}_p}{c_1}, \quad (5)$$

где  $h$  — пройденное волной расстояние,  $G$  — модуль сдвига,  $c_1$  — скорость распространения фронта предвестника, принятая в этом приближении равной продольной скорости звука. На рисунке 4 суммированы наши и литературные экспериментальные данные [28–34] по затуханию упругого предвестника в алюминии, в том числе данные в пикосекундном диапазоне длительностей, полученные на плёночных образцах толщиной порядка 1 мкм. Эти измерения будут отдельно обсуждаться в разделе 3.2. Напряжение сжатия за фронтом предвестника, равное величине динамического предела упругости (HEL) алюминия, согласно измерениям, варьируется от 50 МПа на расстоянии 10 мм до 20,5 ГПа на расстоянии 1,2 мкм. Заметим, что упругое сжатие до 20,5 ГПа реализуется также в стационарной пластической ударной волне, имеющей ту же скорость распространения  $U_s = 7,8 \text{ км с}^{-1}$  при конечном давлении ударного сжатия 38,7 ГПа. Столь сильное сжатие приводит к значи-

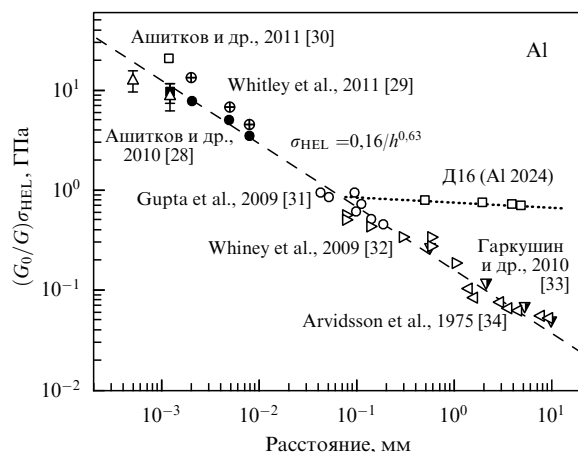


Рис. 4. Зависимость амплитуды упругой ударной волны в алюминии от пройденного расстояния [28–34]. Для сравнения представлены также данные для алюминиевого сплава Д16.

тельному возрастанию модуля сдвига в соотношении (5). Сплошными символами на рис. 4 показаны нормированные величины  $\sigma_{HEL} G_0/G$  [30]. С этой коррекцией весь набор экспериментальных данных на рис. 4 с разумной точностью описывается эмпирическим соотношением

$$\frac{G_0}{G} \sigma_{HEL} = S \left( \frac{h}{h_0} \right)^{-\alpha}, \quad (6)$$

где  $h_0 = 1$  мм,  $S = 0,16$  ГПа, показатель  $\alpha = 0,63$ . При напряжениях сжатия менее 1 ГПа, что на рис. 4 соответствует расстояниям более нескольких десятков микрометров, возрастание модуля сдвига несущественно и в дальнейшем мы будем этим пренебрегать. Величина максимального напряжения сдвига за фронтом предвестника равна [19, 20]:

$$\tau_{HEL} = \frac{3}{4} \sigma_{HEL} \left( 1 - \frac{c_b^2}{c_l^2} \right) = \sigma_{HEL} \frac{G}{E'}, \quad (7)$$

где  $E' = \rho_0 c_l^2$  — модуль продольной упругости. В итоге эмпирическая зависимость (6) с учётом (5) и (7) трансформируется в зависимость начальной скорости пластической деформации от напряжения сдвига:

$$\dot{\gamma}_p = \frac{3}{4} \left( \frac{\tau E'}{SG} \right)^{\alpha+1/\alpha} \frac{S \alpha c_l'}{h_0 G}, \quad \text{или} \quad \dot{\gamma}_p = 9,1 \times 10^7 \left( \frac{\tau}{\tau_0} \right)^{2,59} [\text{с}^{-1}], \quad (8)$$

где  $\tau_0 = 1$  ГПа. Как видно из графиков на рис. 5 и 6, начальная скорость пластической деформации за фронтом упругого предвестника по мере его распространения падает от  $10^9 \text{ с}^{-1}$  на расстоянии 1 мкм до  $10^3 \text{ с}^{-1}$  на 5–10 мм и в дальнейшем затухание предвестника резко замедляется. Заметим, что эксперименты со стержнями Гопкинсона [35] демонстрируют резкий рост напряжения течения при скорости деформации  $\sim (2-5) \times 10^3 \text{ с}^{-1}$ .

На рисунке 4 представлены также данные по затуханию упругого предвестника в алюминиевом сплаве Д16. Более прочный сплав демонстрирует очень слабое затухание упругого предвестника по мере его распространения от 0,5 до 5 мм. В этом диапазоне пройденных рас-

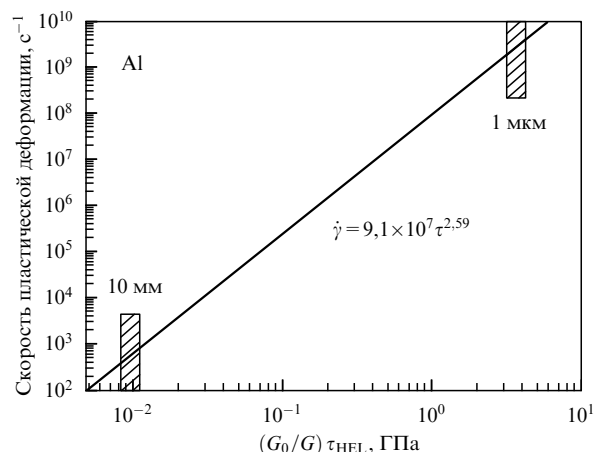


Рис. 5. Зависимость начальной скорости пластической деформации за фронтом упругого предвестника в алюминии от величины напряжения сдвига, рассчитанная в соответствии с соотношением (8) по данным графика рис. 4.

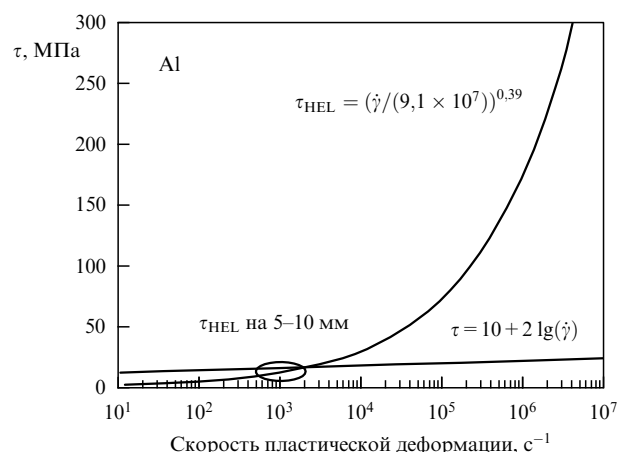


Рис. 6. Напряжение течения алюминия при умеренных (логарифмическая функция [14, 35]) и высоких скоростях деформации.

стояний динамический предел упругости сплава составляет примерно 0,71 ГПа. В алюминии такое значение напряжения за фронтом упругого предвестника реализуется на расстоянии 92 мкм, где скорость пластической деформации составляет  $7 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$ . Естественно предположить, что для образцов меньшей толщины поведение сплава должно не столь сильно отличаться от алюминия.

## 2.2. Скорость деформации в пластической ударной волне

Вторым источником данных о поведении материалов при чрезвычайно высоких скоростях деформирования является скорость сжатия в пластической ударной волне [24, 25]. В принципе, полная скорость деформации  $\dot{\epsilon}_x$  в стационарной ударной волне определяется достаточно просто — дифференцированием соответствующего участка профиля массовой скорости  $u_p(t)$  и делением на скорость распространения волны  $U_S$ :  $\dot{\epsilon}_x = \dot{u}_p/U_S$ . На профиле скорости свободной поверхности  $u_{fs}(t)$  регистрируемое время нарастания в пластической ударной волне может быть немного завышено, а кажущаяся скорость деформации соответственно занижена в результате многократных отражений упругой волны между свободной поверхностью и пластическим фронтом [5].

Определение сдвиговых напряжений в ударной волне не столь однозначно. Приближение стационарной волны предполагает постоянство её формы и постоянство параметров состояния вещества перед ней и за ней, что, вообще говоря, не вполне соответствует экспериментальным данным. По этой причине обсуждаемые ниже данные следует рассматривать как оценочные.

Полная скорость деформации  $\dot{\epsilon}_x$  определена для точки максимальной скорости сжатия на профиле  $u_{fs}(t)$  как  $\dot{\epsilon}_x = \dot{u}_{fs}/2U_S$ . Максимальная скорость сдвиговой деформации при одноосном сжатии,  $\dot{\gamma} = \dot{\epsilon}_x/2$ , есть сумма упругой компоненты  $\dot{\gamma}_e = \dot{\epsilon}/2G$  и скорости пластической деформации сдвига  $\dot{\gamma}_p$ . В результате имеем:

$$\dot{\gamma}_p = \frac{\dot{\epsilon}_x}{2} - \frac{\dot{\epsilon}}{2G}. \quad (9)$$

В стационарной плоской волне изменение состояния вещества происходит вдоль линии Рэлея, представляющей собой прямую линию  $\sigma_x = -\rho_0^2 U_S^2 (V - V_0)$ , соединяющую состояния перед волной и за ней. Девиаторная компонента напряжения в волне представляет собой разность между напряжением  $\sigma_x$  на линии Рэлея и давлением  $p$  на ударной адиабате вещества при той же степени сжатия [24, 25]. При этом напряжение сдвига  $\tau = (3/4)(\sigma_x - p)$  по мере сжатия проходит через максимум в некоторой промежуточной точке. В точке максимума  $\dot{\epsilon} = 0$  и  $\dot{\gamma}_p = \dot{\epsilon}_x/2$ . Соответствующая величина напряжения сдвига оценивается как его значение в точке максимума плюс величина сдвигового напряжения перед волной, которая определялась тем же способом, что и  $\tau_{HEL}$ , но с использованием более высокого значения скорости поверхности в середине участка волнового профиля между фронтом предвестника и пластической ударной волной.

Найденные таким образом по результатам опытов [21] с магниевым сплавом Ма2-1 значения сдвигового напряжения  $\tau$  и скорости деформирования представлены точкой на рис. 7. Давление ударного сжатия в этих опытах составляло 3,8 ГПа. Погрешность определения  $\tau$  связана главным образом с отсутствием информации о напряжённом состоянии сплава в ударно-сжатом состоянии. Из представленного на рис. 7 графика видно, что

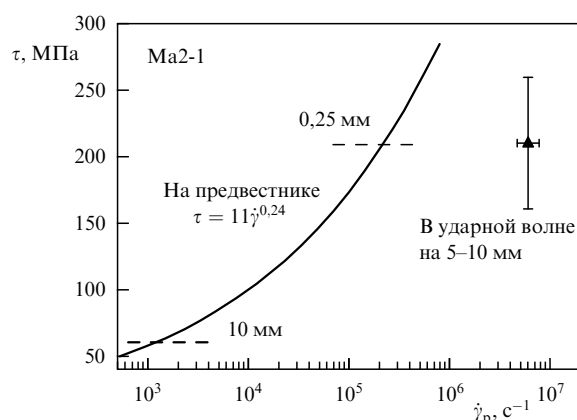


Рис. 7. Соотношение между скоростью пластической деформации  $\dot{\gamma}_p$  и напряжением сдвига  $\tau$  за фронтом предвестника (сплошная линия) и в пластической ударной волне (треугольник) по результатам опытов с магниевым сплавом Ма2-1 [21]. Штриховыми линиями отмечен экспериментальный диапазон параметров упругого предвестника.

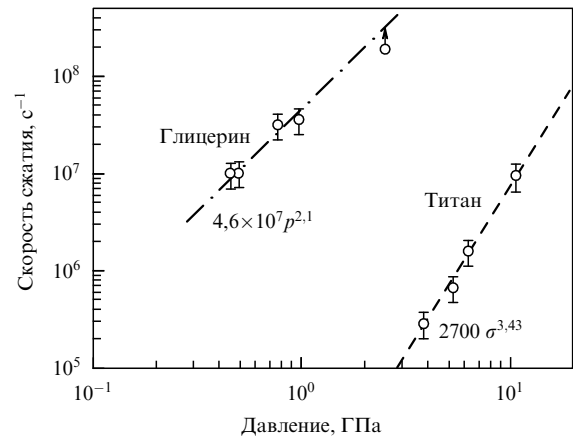


Рис. 8. Скорость сжатия в ударной волне как функция давления ударного сжатия для титана [36] и глицерина [37].

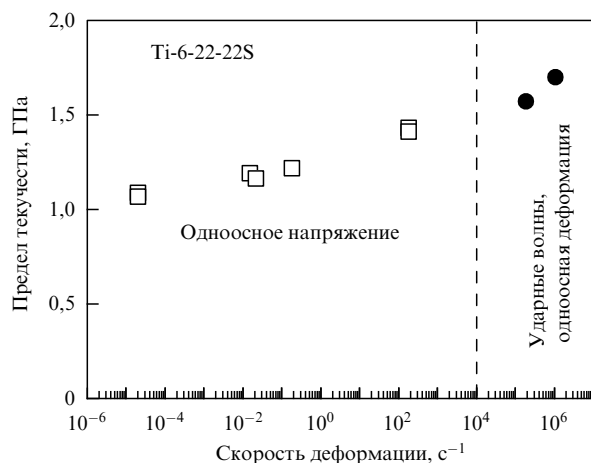
скорость пластической деформации в ударной волне на порядок превышает таковую в упругом предвестнике при том же значении сдвигового напряжения.

Подобное соотношение скоростей деформации наблюдалось и в опытах с большинством других металлов и сплавов с разной кристаллической структурой. По всей вероятности, такое падение характерной вязкости  $\tau/\dot{\gamma}_p$  материала по мере развития пластической деформации объясняется интенсивным размножением дислокаций. В этой связи уместно обсудить эмпирическое соотношение Swegle–Grady [25], которое до сих пор является интригующим для многих исследователей. Проанализировав результаты измерений времени нарастания параметров в пластической ударной волне для разных материалов, Swegle и Grady нашли, что все они с приемлемой точностью могут быть описаны степенными функциями конечного давления ударного сжатия с одним и тем же показателем, равным 4.

На рисунке 8 сопоставлены результаты измерений скорости сжатия в ударной волне для титана и глицерина, которые показывают, что для жидкости зависимость от давления ударного сжатия гораздо слабее, чем для твёрдого тела. Причина различия связана с разной физической природой вязкости жидкостей и твёрдых тел: вязкость жидкостей определяется переносом импульса в процессе хаотического движения молекул, в то время как вязкость кристаллических твёрдых тел определяется динамикой дислокаций. В частности, сильная зависимость скорости сжатия в ударной волне от её интенсивности есть, по-видимому, результат быстрого размножения дислокаций в процессе высокоскоростной пластической деформации.

### 2.3. Температурные эффекты

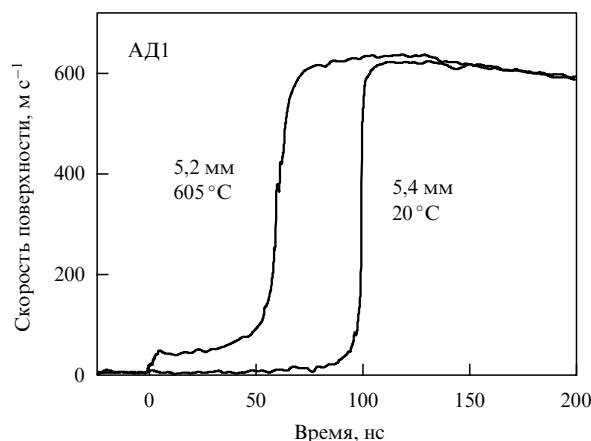
Влияние температуры и скорости деформации на динамический предел текучести при ударно-волновом нагружении относительно высокопрочных металлов и сплавов не отличается или несильно отличается от ожидаемого на основе экстраполяции данных, полученных при меньших скоростях деформации. Для примера на рис. 9 суммированы данные по значениям предела текучести высокопрочного титанового сплава Ti-6-22-2S [38] при различных скоростях деформации, полученные разными способами. Результаты ударно-волновых измерений, измерений методом стержней Гопкинсона при умерен-



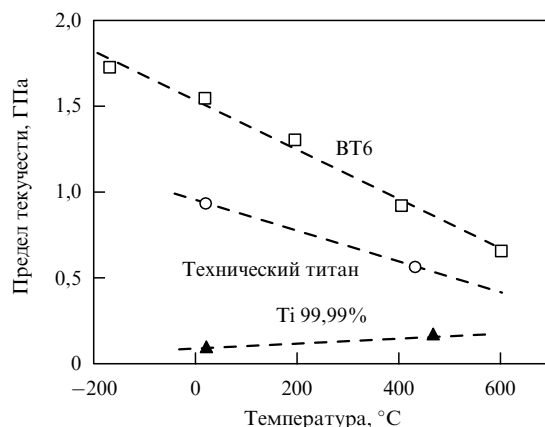
**Рис. 9.** Зависимость предела текучести высокопрочного титанового сплава Ti-6-22-22S от скорости деформации (по результатам измерений стандартными способами при низкоскоростной деформации, на стержнях Гопкинсона при умеренно высоких скоростях деформации и ударно-волновых измерений [38]).

ных скоростях деформации и стандартных измерений при низкоскоростной деформации, в общем, вполне согласуются и описываются единой логарифмической зависимостью. Для модели, иллюстрируемой на рис. 1, это означает сохранение термоактивационного механизма деформации, соответствующего низкоскоростной ветви общей зависимости. С увеличением температуры динамический предел текучести этого сплава убывает.

Для ряда металлов и ионных кристаллов экспериментально обнаружено anomальное возрастание динамического предела упругости с увеличением температуры. Эффект иллюстрируется на рис. 10, где сопоставлены профили скорости свободной поверхности образцов технического алюминия, измеренные при нормальной и повышенной температурах [33]. Повышение температуры привело к значительному возрастанию амплитуды упругого предвестника и увеличению времени нарастания параметров в пластической ударной волне: от 3–5 нс при комнатной температуре до 8–12 нс при 605 °С. Отметим, что возрастание амплитуды предвестника отчасти связано с уменьшением продольной скорости звука



**Рис. 10.** Начальные участки волновых профилей ударного сжатия алюминиевых образцов толщиной 5 мм при температурах 20 и 605 °С [33].



**Рис. 11.** Зависимости динамического предела текучести титана и его сплавов от температуры по данным ударно-волновых измерений [39, 40].

и соответственно увеличением коэффициента Пуассона. Уменьшение продольной скорости звука с нагревом проявляется на волновом профиле также и в уменьшении интервала времени между фронтом предвестника и пластической ударной волной. Однако эффект не сводится к уменьшению динамического импеданса материала; расчёт сдвиговых напряжений по величине  $\sigma_{\text{HEL}}$  с использованием значений модулей упругости при данной температуре подтверждает anomальное возрастание напряжения течения в этих условиях с температурой.

На рисунке 11 сопоставлены [39, 40] результаты измерений влияния температуры на динамический предел текучести титана и его сплавов. Видно, что anomальное возрастание динамического предела текучести при нагреве имеет место для чистого титана, где напряжение высокоскоростного пластического течения сопоставимо с силами фоновой вязкости. Предел текучести сплавов повышен искусственно созданными препятствиями для движения дислокаций и значительно превышает напряжение торможения дислокаций фоновой вязкостью, в результате anomальное термическое упрочнение для сплавов не регистрируется.

## 2.4. Откольная прочность металлов

Откольная прочность материала рассчитывается по измеренному значению спада скорости поверхности  $\Delta u_{fs}$  от её максимального значения в импульсе сжатия до значения перед фронтом откольного импульса, как это показано на рис. 3. Расчёт основан на анализе взаимодействия падающей и отражённой волн методом характеристик с учётом, если это необходимо, упругопластических свойств материала. В линейном приближении расчётное соотношение имеет вид [26, 41]

$$\sigma_{sp} = \frac{1}{2} \rho_0 c_b (\Delta u_{fs} + \delta), \quad (10)$$

где  $\delta$  — поправка на искажение профиля скорости вследствие различия скоростей фронта откольного импульса и скорости пластической части падающей волны разгрузки перед ним. Подобные искажения имеют место, когда релаксация напряжений при разрушении порождает в растянутом материале волну сжатия, фронт которой распространяется с продольной скоростью звука  $c_l$  и нагоняет пластическую разгрузочную часть падающего импульса сжатия, движущуюся с объёмной



скоростью звука ( $c_b$ ). Искажение минимально при треугольной форме профиля импульса ударного сжатия в момент его выхода на поверхность, что определяет оптимальные условия измерения откольной прочности. В наносекундном и пикосекундном диапазонах длительностей реализуются большие растягивающие напряжения, и пренебрежение нелинейностью вносит большую ошибку в определение их величин. В этом случае при обработке результатов измерений используется экстраполяция ударной адиабаты в координатах напряжение сжатия – массовая скорость в область отрицательных давлений, что приводит к соотношению

$$\sigma_{sp} = \frac{1}{2} \rho_0 \left( c_0 - \frac{b \Delta u_{fs}}{2} \right) (\Delta u_{fs} + \delta), \quad (11)$$

где  $c_0$  и  $b$  — коэффициенты линейного выражения для ударной адиабаты  $U_s = c_0 + b u_p$  ( $U_s$  — скорость ударной волны,  $u_p$  — скорость частиц вещества за её фронтом).

Величина сопротивления откольному разрушению или откольной прочности материала характеризует условия инициирования разрушения. По мере его развития материал "ослабляется" растущими несплошностями, и завершение процесса происходит при пониженных напряжениях. Известно, что при малых длительностях нагрузки разрушение, начавшись, может не дойти до полного откола, т.е. до разделения тела на части. Для завершения процесса необходимы дополнительные затраты энергии, которая расходуется на рост зародышевых несплошностей и пластическую деформацию материала вокруг них. В связи с этим встаёт вопрос о выборе критериев откольного разрушения, которые позволили бы использовать результаты ограниченного количества испытаний материала для прогнозирования его реакции в произвольных условиях нагружения.

В 1960-е–1970-е годы были предложены различные эмпирические критерии, которые определяли возможность и полноту откола в зависимости от соотношения амплитуды и длительности действующего импульса ударной нагрузки или запаса энергии в откалывающейся пластине. Эти критерии, однако, не учитывают реальную историю нагружения с релаксацией напряжений в процессе разрушения и плохо совместимы с алгоритмами компьютерного моделирования ударно-волновых явлений. Хотя подобного рода критерии предлагаются вплоть до настоящего времени, в работах [42–45] в начале 1970-х и в 1980-е годы вместо конечных критериев было предложено использовать кинетические соотношения, определяющие скорость разрушения как функцию текущего значения растягивающего напряжения, достигнутой степени разрушения и других параметров состояния. При таком подходе откольная прочность так или иначе характеризует напряжения, при котором рост несплошностей компенсирует нарастание растягивающего напряжения в процессе волновых взаимодействий.

Вопросы методики и факторы, определяющие сопротивление откольному разрушению металлов и сплавов, керамик и стёкол, монокристаллов и жидкостей, подробно обсуждаются в [26, 27]. Здесь мы кратко представим результаты исследований последних лет.

Большое количество измерений откольной прочности проведено для технических металлов и сплавов с целью охарактеризовать их способность противостоять высокоскоростному удару или взрыву. С другой сто-

роны, ударно-волновые испытания могут также дать новую информацию о предельной прочности материалов, кинетике и механизме зарождения и развития разрушений, топологии и статистике потенциальных очагов разрушения и могут представлять независимый интерес с материаловедческой точки зрения. По этой причине исследования последних лет в мире в большей мере посвящены поиску корреляции между структурой материалов и их сопротивлением разрушению в широком диапазоне скоростей деформирования и температур.

На рисунке 12 суммированы экспериментальные данные [28, 33, 46–48] по откольной прочности алюминия. Данные представлены в виде зависимости величины разрушающего напряжения при отколе от скорости деформирования, под которой здесь понимается скорость расширения вещества в волне разрежения, определяемая как

$$\frac{\dot{V}}{V_0} = -\frac{\dot{u}_{fsr}}{2c_b}, \quad (12)$$

где  $\dot{u}_{fsr}$  — измеренная скорость спада скорости свободной поверхности испытуемого образца в разгрузочной части импульса ударного сжатия. Показано [49, 50], что начальная скорость роста относительного объёма несплошностей при отколе с точностью до постоянного множителя  $\sim (2-4)$  равна вычисленной таким образом скорости расширения вещества в волне разгрузки. Это означает, что зависимость откольной прочности от так понимаемой скорости деформирования может быть просто трансформирована в зависимость скорости разрушения от напряжения [51].

Сопротивление откольному разрушению у монокристаллов выше, чем у поликристаллического алюминия и алюминиевых сплавов. Поликристаллические материалы содержат относительно крупные концентраторы напряжений, такие как межзёрненные границы, включения и т.п. Эти дефекты понижают уровень напряжений, необходимых для инициирования разрушения. Высокая объёмная прочность монокристаллов, очевидно, обусловлена их высокой гомогенностью. На рисунке 12 показаны также результаты атомистического моделирования

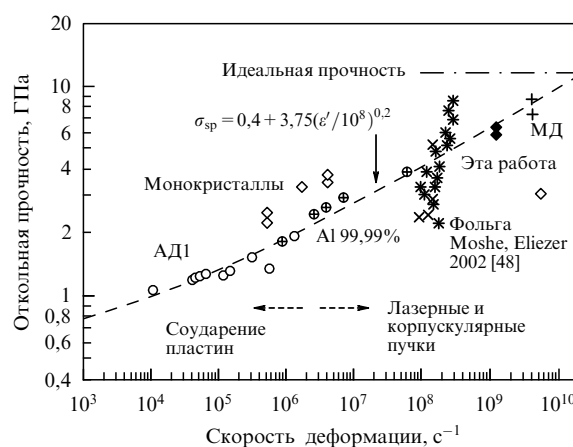


Рис. 12. Результаты измерений откольной прочности алюминия различной чистоты в сопоставлении с данными для монокристаллического алюминия, результатами молекулярно-динамического моделирования откола, а также значением идеальной прочности алюминия из первопринципных расчётов.



[52, 53] высокоскоростного разрушения и откола и первопринципных расчётов [54] "идеальной" прочности алюминия. Экстраполяция экспериментальных данных к более высоким скоростям деформирования показывает их согласие с молекулярно-динамическими расчётами и предсказывает достижение идеальной прочности при скорости растяжения примерно  $2 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$ .

Увеличение температуры вызывает падение откольной прочности. И для поликристаллических металлов, и для монокристаллов падение динамической прочности с нагревом до  $\sim 0,9$  температуры плавления  $T_m$  значительно слабее, чем это имеет место при низких скоростях деформирования; с дальнейшим увеличением температуры и её приближением к температуре плавления падение откольной прочности ускоряется. При этом монокристаллы и высокочистые поликристаллические металлы сохраняют высокую прочность практически вплоть до температуры плавления, что означает пересечение фазовой границы плавления в области отрицательных давлений. Иными словами, в чистых металлах при высокоскоростном растяжении в этих условиях реализуются перегретые кристаллические состояния. Технические поликристаллические металлы практически полностью теряют сопротивление разрушению с приближением к  $T_m$  [46, 55].

Как известно, плавление сплавов начинается при так называемой температуре солидуса и заканчивается при более высокой температуре ликвидуса. Результаты опытов [56] с алюминиевым сплавом 6061 показали, что сплав не теряет свою сдвиговую и объёмную динамическую прочность немедленно при начале плавления с переходом через солидус. С ростом температуры и соответственно доли расплава откольная прочность сплава 6061 уменьшается постепенно и достигает нуля лишь при 20%-ном содержании жидкой фазы. Хотя явного подобию в поведении технического алюминия и алюминиевых сплавов нет, можно предположить наличие малых областей на границах зёрен с повышенной концентрацией примесей, где плавление может начинаться ещё до достижения температуры солидуса и быстро понижать сопротивление откольному разрушению.

Жидкости, как и твёрдые тела, обладают сопротивлением всестороннему растяжению, т.е. прочностью на разрыв, которая проявляется, например, при кавитации. В самое последнее время удалось измерить откольную прочность расплавленных металлов как в субмикросекундном диапазоне длительностей ударной нагрузки [57, 58], так и в пикосекундном диапазоне [59]. Оказалось, что при относительно больших временах откольная прочность жидкого олова, свинца и цинка на порядок меньше прочности этих металлов в твёрдом состоянии и составляет значительно меньшую долю идеальной прочности, чем это имеет место для воды [60] и других жидкостей при комнатной температуре. В пикосекундном диапазоне откольная прочность расплавленного олова составила  $1,9 \pm 0,3$  ГПа, т.е. менее 30 % от идеальной прочности. Для металлов в твёрдом состоянии откольная прочность, измеренная в этом диапазоне длительностей, обычно превышает 70 % идеальной прочности.

## 2.5. Приближение к предельной (идеальной) прочности

Рассмотрим на примере железа особенности поведения металлов при ультракоротком воздействии. На рисунке 13 показаны профили скорости свободной поверх-

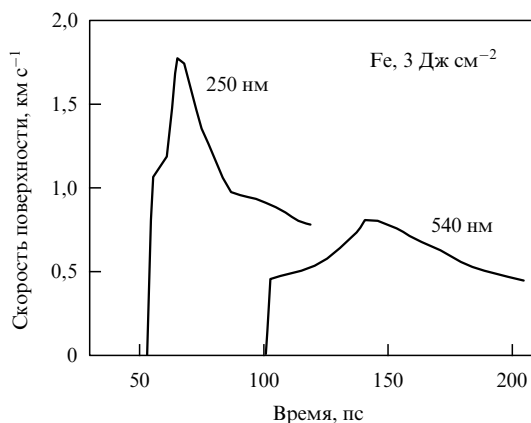
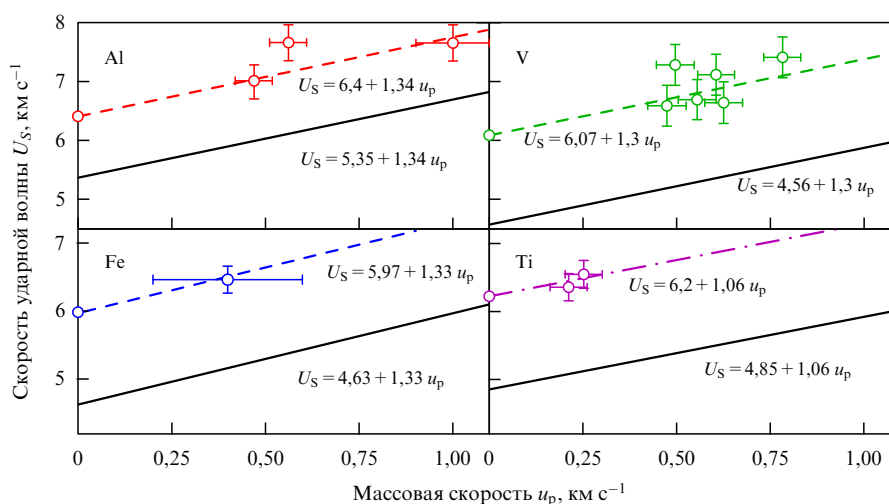


Рис. 13. Эволюция импульса сжатия, генерируемого в плёночных образцах железа лазерным импульсом фемтосекундного диапазона.

ности плёнок железа толщиной  $250 \pm 5$  и  $540 \pm 5$  нм, измеренные при воздействии на них лазерных импульсов с длительностью 150 фс и плотностью энергии в центре фокального пятна  $3 \text{ Дж см}^{-2}$  [61]. В экспериментах интерферометрическим методом с применением частотно-модулированной диагностики регистрировалось смещение свободной тыльной поверхности образца как функции времени с погрешностью порядка 1 нм по смещению и 1 пс по времени. Профили скорости поверхности затем получались после нескольких итераций, в процессе которых добивались наилучшего согласия интеграла скорости с измеренной историей смещения поверхности. Итоговая погрешность скорости оценивается примерно в 10 %. Скорость распространения фронта волновой конфигурации на участке от 250 до 540 нм в среднем по всей сумме проведённых опытов составила  $U_s = 6,45 \pm 0,2 \text{ км с}^{-1}$ . При этом скорость поверхности за первой ударной волной по мере распространения уменьшается от  $1,06 \pm 0,06 \text{ км с}^{-1}$  на расстоянии 250 нм до  $0,45 \pm 0,03 \text{ км с}^{-1}$  на расстоянии 540 нм. Большая скорость распространения волны и малое время нарастания параметров указывают на то, что первая волна в двухволновой конфигурации является упругим предвестником. Напряжение сжатия за фронтом предвестника составило  $27,5 \pm 2,5$  ГПа на расстоянии 250 нм и  $11,0 \pm 1$  ГПа на 540 нм. Заметим для сравнения, что динамический предел упругости сапфира в субмикросекундном временном диапазоне в зависимости от направления сжатия варьируется от 13 до 24 ГПа [62], динамический предел упругости алмаза составляет 50–100 ГПа [63, 64].

При столь больших напряжениях упругого одноосного сжатия мы уже не можем ограничиваться приближением постоянства модулей упругости и скоростей звука. Для анализа и компьютерного моделирования было бы удобно иметь описание больших упругих сжатий, основанное на каком-либо простом предположении и с разумной точностью отвечающее экспериментальным данным. Ранее было показано [67], 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 отноше-



**Рис. 14.** Результаты измерений скоростей распространения  $U_s$  и массовых скоростей  $u_p$  за фронтом упругого предвестника в тонких плёнках алюминия [28], железа [65], ванадия [66] в сопоставлении с равновесными адиабатами и метастабильными ударными адиабатами упругого сжатия, рассчитанными в предположении постоянства коэффициента Пуассона. Показанные данные авторов по скорости упругих ударных волн в титане готовятся к опубликованию.

ния продольной и объёмной скоростей звука  $c_l/c_b$ . С использованием квазиакустического приближения [20, 67] для объёмной скорости 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 между скоростью ударной волны ( $U_s$ ) и массовой скоростью за ней ( $u_p$ ),  $U_s = c_0 + bu_p$ , имеет одну и ту же величину для обоих ударных адиабат. Применимость этого приближения иллюстрируется на рис. 14 на примере четырёх исследованных металлов.

На рисунке 15 показана соответствующая диаграмма состояний железа, реализованных в пикосекундном диапазоне длительностей нагрузки, на которой представлены равновесная ударная адиабата железа с переходом в  $\epsilon$ -фазу высокого давления, метастабильная адиабата  $p(V)$   $\alpha$ -фазы низкого давления и метастабильная адиабата одноосного упругого сжатия. По отклонению состояния за фронтом предвестника от равновесной ади-

абаты фазы низкого давления определена величина максимального напряжения сдвига  $\tau$  из соотношения [19, 20]

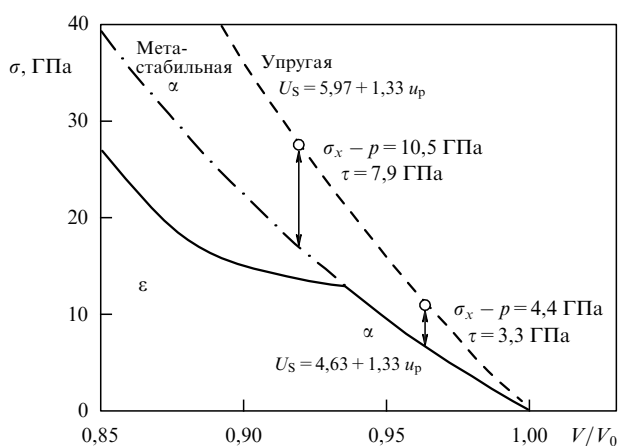
$$\sigma_x(V) - p(V) = \frac{4}{3} \tau, \quad (13)$$

где  $\sigma_x$  — продольное напряжение упругого сжатия. Полученные значения  $\tau$  составили 7,9 и 3,3 ГПа.

Предельные значения сопротивления сдвигу — идеальной сдвиговой прочности, полученные из первопринципных расчётов, составляют для железа 7,2–7,5 ГПа [68, 69]. Оценки по представленным здесь результатам измерений дали максимальное значение  $\tau = 7,9$  ГПа, т.е. даже несколько выше расчётной величины идеальной сдвиговой прочности. Следует, однако, учесть, что при сжатии возрастают как модуль сдвига, так и, соответственно, пропорциональная ему величина идеальной сдвиговой прочности. Во всяком случае, можно определённо утверждать, что в пикосекундном диапазоне длительностей нагрузки реализованы и измерены напряжённые состояния железа, весьма близкие к значениям идеальной прочности.

К сожалению, значительная нестационарность волн и высокая скорость релаксационных процессов не дают возможности оценить ход изменения состояния материала после преодоления динамического предела упругости. В наших опытах мы не получили убедительного свидетельства полиморфного превращения  $\alpha \rightarrow \epsilon$  в пикосекундном временном диапазоне. В работе [70] 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.

К настоящему времени проведены измерения динамического предела упругости и откольной прочности вблизи их предельно возможных значений для металлов со структурой ГЦК (гранцентрированная кубическая) [28–30], ОЦК [65, 66, 70] и ГПУ. Для этих же металлов проведены систематические измерения эволюции упругопластических волн ударного сжатия в субмикросекундном диапазоне длительностей. Все совокупности экспе-



**Рис. 15.** Параметры состояния железа за фронтом упругого предвестника на расстояниях 250 и 540 нм [65].

риментальных данных, как правило, разумно согласуются и создают основу для построения широкодиапазонных моделей высокоскоростного деформирования. Экспериментальные данные в пикосекундном диапазоне нужны также для тестирования и постановки задач для атомистического моделирования процессов деформирования и разрушения.

### 3. Температурно-скоростные зависимости сопротивления деформированию металлов

В рамках программы определения температурно-скоростных зависимостей сопротивления высокоскоростному деформированию и разрушению металлических материалов проведены измерения эволюции упругопластических волн ударного сжатия в металлах с различной кристаллической структурой при нормальной и повышенных температурах. Тем самым создана основа для обобщения и оценки вклада различных факторов и построения определяющих соотношений. Исследовались чистые металлы, металлы технической чистоты, сплавы, а также монокристаллы металлов. В этом обзоре мы представим лишь наиболее интересные и неожиданные результаты; более полные данные могут быть найдены в оригинальных статьях. Температура при испытаниях варьировалась путём нагрева образцов непосредственно перед опытом с помощью резистивного нагревателя в течение 5–15 мин. Нагрев сопровождался или мог сопровождаться изменением дефектной структуры металла. Поскольку естественно сопоставить поведение при различных температурах материалов с примерно одним и тем же содержанием дефектов, основная часть опытов была проведена с отожжёнными образцами. При этом выяснилось, что влияние предварительного отжига на сопротивление высокоскоростному деформированию и разрушению не совсем тривиально и заслуживает специального обсуждения.

#### 3.1. Влияние отжига и упрочняющей механической обработки

Известно, что отжиг металла после его прокатки или другого вида интенсивной пластической деформации уменьшает плотность дислокаций в нём и в результате понижает предел текучести. Это, однако, не всегда верно для высокоскоростной деформации при субмикросекундном ударно-волновом нагружении. Рисунок 16 демонстрирует различие в эффектах отжига чистой меди [71] и тантала [72]. В то время как динамический предел упругости (HEL) меди многократно уменьшился после отжига, для тантала и других металлов со структурой ОЦК отжиг привёл к увеличению HEL. На рисунке 17 показан эффект отжига технического титана [73], имеющего структуру ГПУ; в этом случае изменилась не только величина динамического предела упругости, но и форма упругого предвестника на волновом профиле. Образование пика во фронтальной части связано, по всей вероятности, с интенсивным размножением дислокаций [5] или их разблокированием из облака примесей. В принципе, это наблюдение не противоречит существующим представлениям о корреляции между напряжением пластического течения и плотностью дислокаций, обсуждавшимся во введении. Заметим ещё раз, что для всех обсуждаемых металлов твёрдость после отжига уменьшилась. Следовательно, "критическая" плотность дисло-

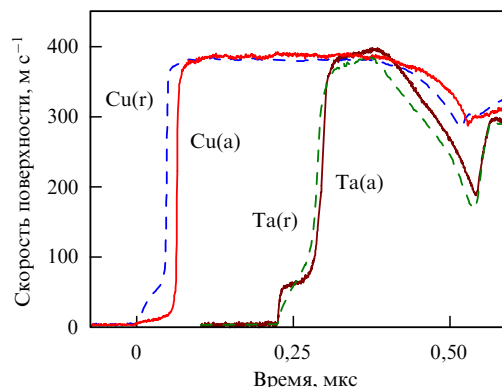


Рис. 16. Профили скорости свободной поверхности двухмиллиметровых пластин в состоянии после прокатки (штриховые линии, индекс "r") и после отжига (сплошные линии, индекс "a") меди [71] и тантала [72].

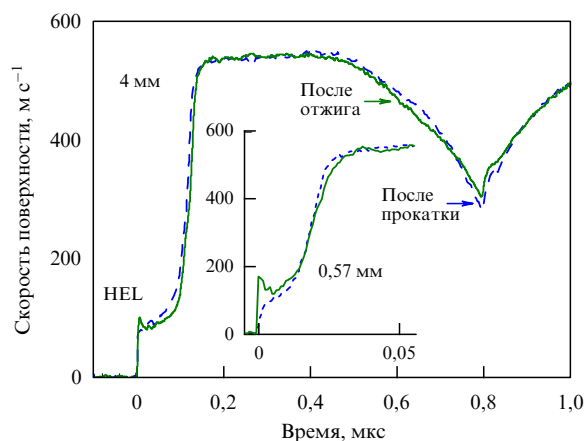


Рис. 17. Профили скорости свободной поверхности прокатанных (штриховые линии) и отожжённых (сплошные линии) образцов технического титана BT1-0 толщиной 4 и 0,57 мм [73].

каций, при которой напряжение течения принимает минимальное значение, различна для разных скоростей деформации.

На приведённых примерах волновых профилей видно, что после отжига не только изменился динамический предел упругости, но и увеличился интервал времени между упругой и пластической волнами. Более подробно этот эффект показан на рис. 18, где сопоставлены результаты измерений [72] этого интервала для прокатанного и отожжённого тантала в зависимости от пройденного волной расстояния. На расстояниях  $h < 1$  мм регистрируемая скорость пластической ударной волны оказывается равной объёмной скорости звука в тантале, хотя по теории должна превышать её; в некоторых других случаях регистрируемая скорость пластической ударной волны может быть даже меньше скорости звука [74]. Дозвуковая скорость пластической ударной волны часто ассоциируется с потерей сдвиговой прочности в процессе ударного сжатия [75, 76]. Такая трактовка, однако, может быть справедливой только для стационарных волн; график на рис. 18 свидетельствует скорее о процессе установления стационарности упругой и пластической волн. Нестационарные процессы в релаксирующих средах требуют более сложного анализа, который пока ещё не проведён.

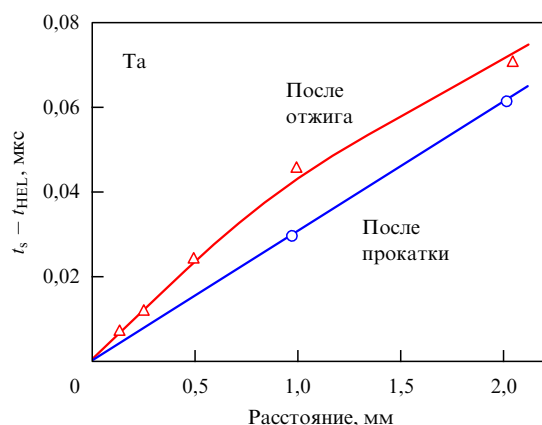


Рис. 18. Интервалы времени между упругой и пластической волнами в тантале в состояниях после прокатки и после отжига как функции пройденного расстояния.

С наблюдениями аномального влияния отжига на величину динамического предела текучести коррелируют результаты исследований эффектов измельчения зёрновой структуры методом интенсивной пластической деформации [77, 78]. В то время как такая обработка всегда сопровождается значительным возрастанием твёрдости материала, результаты измерений напряжения течения в субмикросекундном диапазоне длительностей нагрузки не столь однозначны. Прирост величины динамического предела текучести алюминиевых сплавов с уменьшением размера зерна примерно соответствует данным низкоскоростных испытаний; для титана ВТ1-0 и тантала вместо возрастания имеет место небольшое падение динамического предела текучести; для меди, железа и титанового сплава ВТ6 эффект существенно меньше, чем в условиях низкоскоростного деформирования.

В качестве примера на рис. 19 сопоставлены результаты измерений [78] профилей скорости свободной поверхности  $u_{fs}(t)$  образцов исходного крупнозернистого (CG) и субмикроструктурного (UFG) тантала. Их твёрдость составляет 76–79 и 103–104 единиц HRB (твёрдость по шкале В) соответственно, т.е. интенсивная

пластическая деформация привела к 30%-ному увеличению твёрдости. Тем не менее из представленных на рис. 19 экспериментальных данных видно, что величина динамического предела упругости  $\sigma_{HEL}$  после измельчения зёрновой структуры оказалась даже несколько меньшей, чем для исходного крупнозернистого материала. Особенно наглядно это различие проявляется в опытах с образцами толщиной  $\sim 0,65$  мм. Эффект объяснён более высокой скоростью релаксации напряжений в мелкозернистом материале. Ускоренная релаксация напряжений в мелкозернистом материале проявляется также в более высокой скорости сжатия в пластической ударной волне.

Результаты проведённых исследований недвусмысленно демонстрируют аномальное влияние упрочняющей механической обработки на сопротивление высокоскоростному деформированию и разрушению. Феноменологически понижение динамического предела текучести на сжатие после прокатки можно было бы идентифицировать как проявление эффекта Баушингера, согласно которому определённая доля пластической деформации является обратимой и не даёт вклада в деформационное упрочнение [79]. В пользу эффекта Баушингера говорят также многочисленные результаты регистрации полных импульсов напряжения [20], показывающие, что процесс деформирования при разгрузке после ударного сжатия отклоняется от упругопластического в сторону меньших девиаторных напряжений, а пластическая деформация очень часто начинается непосредственно за фронтом волны разгрузки без конечного упругого участка. Иная трактовка исходит из того, что несовершенства структуры могут служить не только препятствиями для движения дислокаций и двойников, но, при больших напряжениях, и их источниками, тем самым ослабляя зависимость предела текучести от скорости деформирования.

Для понимания результатов проведённых экспериментов, очевидно, нужно принять во внимание, что под действием приложенных напряжений сдвига происходит не только смещение дислокаций, но и их зарождение и размножение. Зарождение дислокаций происходит вблизи концентраторов напряжений, каковыми являются нарушения кристаллического дальнего порядка. Несомненно,

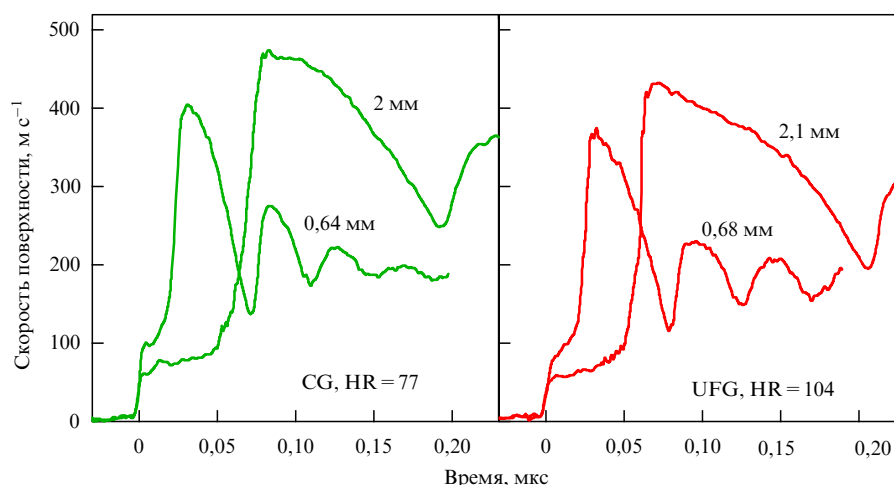


Рис. 19. Результаты измерений [78] профилей скорости свободной поверхности образцов исходного (CG) и субмикроструктурного (UFG) тантала. Цифрами у профилей указаны толщины образцов. HR — измеренные значения твёрдости по Роквеллу.

вершенства структуры, с одной стороны, являются упрочняющим фактором, а с другой — представляют собой источники носителей пластической деформации (дислокаций). Иными словами, одни и те же дефекты могут определять повышенное сопротивление деформированию в квазистатических условиях и быть источниками носителей пластической деформации — дислокаций — при высоких скоростях деформирования и, соответственно, высоких напряжениях и тем самым могут понижать сопротивление пластическому деформированию. Из приведённых данных следует, что различие скоростных зависимостей может быть настолько большим, что с переходом от квазистатического к высокоскоростному нагружению влияние этих дефектов на напряжение течения может изменять знак.

### 3.2. Температурно-скоростные зависимости напряжения течения на разных стадиях ударно-волнового деформирования металлов

На рисунке 20 представлены экспериментальные данные [80] по температурно-скоростной зависимости напряжения течения высокочистого алюминия в диапазоне скоростей деформации  $10^4$ – $10^6$  с<sup>-1</sup>, полученные по измерениям затухания упругого предвестника и ширины пластической ударной волны при температурах вплоть до точки плавления. Видно, в частности, что при том же напряжении сдвига скорость пластической деформации возрастает по крайней мере на порядок после деформации в ударной волне, составляющей  $\sim 2\%$ . Напряжение сдвига в упругом предвестнике  $\tau_{HEL}$  связано со скоростью пластической деформации  $\dot{\gamma}$  соотношением

$$\tau_{HEL} = A\dot{\gamma}^{\alpha/z+1}, \quad (14)$$

где  $\alpha = 0,88 - 1,148(T/T_m) + 0,598(T/T_m)^2$  — показатель степени в эмпирическом соотношении (6) для затухания предвестника, варьируется от 0,33 до 0,6 ( $T_m = 934$  К — температура плавления алюминия), а коэффициент  $A$  линейно возрастает с увеличением температуры:  $A = 0,0155T - 4,07$  при размерностях величины напряжения [МПа] и скорости деформации [с<sup>-1</sup>]. Иными словами, начальная скорость пластической деформации за фронтом упругого предвестника возрастает с напряжением примерно пропорционально третьей степени последнего.

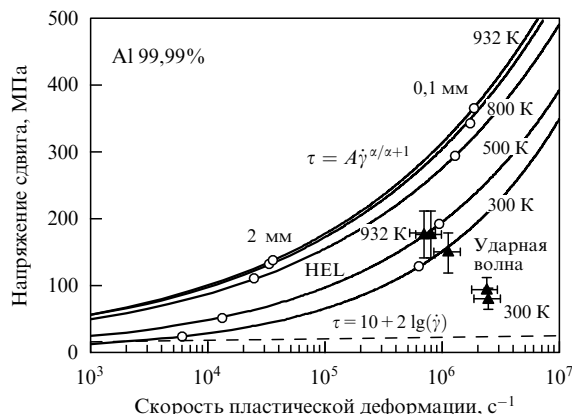


Рис. 20. Зависимости начального напряжения течения (линии) и напряжения течения после 2%-ной деформации (точки) от скорости пластической деформации и температуры для высокочистого алюминия.

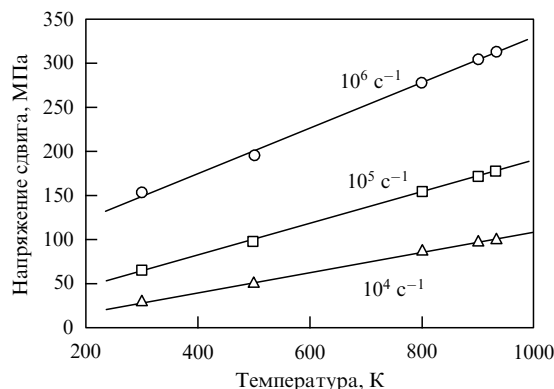


Рис. 21. Температурные зависимости начального напряжения течения в чистом алюминии при трёх фиксированных скоростях пластической деформации. Линейный характер зависимостей согласуется с фоновым механизмом торможения дислокаций.

На рисунке 21 напряжения течения в упругом предвестнике из рис. 20 представлены в виде их зависимостей от температуры при трёх фиксированных значениях скорости пластической деформации. Линейный характер этих зависимостей согласуется с механизмом торможения дислокаций фоновой вязкостью. С другой стороны, сильная зависимость начальной скорости пластической деформации от напряжения противоречит механизму фоновой вязкости при плотности подвижных дислокаций, соответствующей исходному состоянию материала.

Скорость пластической деформации связана с плотностью подвижных дислокаций и их средней скоростью известным соотношением Орована (1). Значения плотности подвижных дислокаций  $10^7$ – $10^9$  см<sup>-2</sup>, необходимые для обеспечения наблюдаемых начальных скоростей пластической деформации, превышают обычную полную плотность дислокаций в отожжённом чистом металле, равную  $10^6$ – $10^7$  см<sup>-2</sup>. Следовательно, для описания высокоскоростной деформации в дислокационных терминах необходимо предполагать их интенсивное зарождение или размножение под действием приложенных напряжений. Подобные результаты получены для серебра [74] и меди [71], также имеющих структуру ГЦК. Молекулярно-динамическое моделирование движения дислокаций в ГЦК-металлах [81, 82] подтверждает значительный рост напряжения, требуемого для поддержания их скорости, с температурой, что объясняется увеличением фоновой вязкости; механизмы быстрого размножения остаются не вполне ясными.

С другой стороны, металлы со структурой ОЦК (железо [83], тантал [72], ванадий [72]) демонстрируют несколько отличное поведение в этих условиях. Для примера на рис. 22 представлены результаты измерений затухания упругого предвестника в тантале высокой чистоты. Несмотря на значительный разброс экспериментальных данных, который, по-видимому, вообще характерен для ОЦК-металлов, измерения при комнатной температуре чётко демонстрируют переход с высокоскоростной ветви общей зависимости скорости деформации от напряжения на низкоскоростную ветвь по мере затухания предвестника. Такой переход, разумеется, имеет место и для ГЦК-металлов, но происходит он при значительно меньших напряжениях в упругом пред-



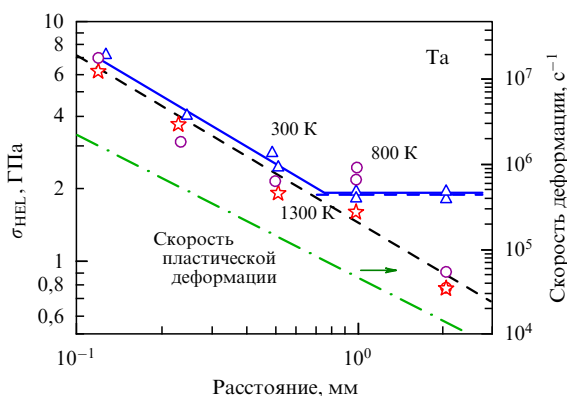


Рис. 22. Затухание упругого предвестника в тантале [72] при нормальной и повышенных температурах.

вестнике. В отличие от ГЦК-металлов, в данном случае не регистрируется аномальное возрастание динамического предела упругости при увеличении температуры. Наблюдаемое уменьшение динамического предела упругости при нагреве особенно значительно для образцов толщиной более 1 мм; для тонких образцов влияние температуры невелико. Слабая температурная зависимость получена также в молекулярно-динамическом моделировании [84] движения дислокаций при напряжениях выше напряжения Пайерлса; при меньших напряжениях движение дислокаций имеет выраженный термофлуктуационный характер. Рассматривая сопротивление движению дислокаций как сумму вкладов напряжения Пайерлса и фоновой вязкости, слабую температурную зависимость можно представить как результат противоположных температурных эффектов в этих составляющих.

Металлы с ГПУ-структурой обычно менее пластичны и в чистом виде имеют склонность к образованию крупнозёрненной структуры, что затрудняет проведение с ними подобных исследований. К настоящему времени получены экспериментальные данные лишь для сплавов (или металлов с примесями) и монокристаллов.

На рисунке 23 показаны результаты измерений [73] затухания упругого предвестника в отожжённом техни-

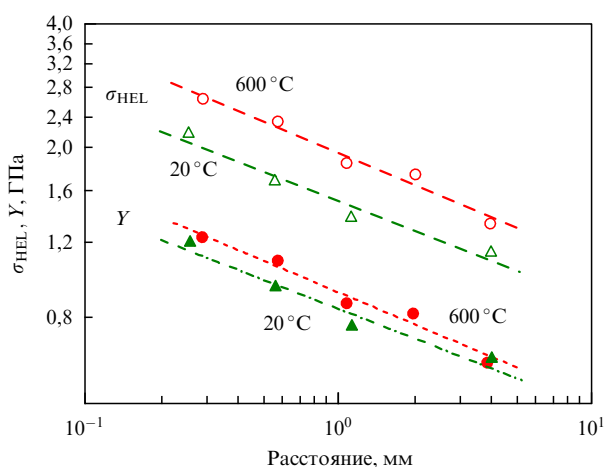


Рис. 23. Затухание упругого предвестника в титане ВТ1-0 при нормальной и повышенных температурах [73].  $\sigma_{HEL}$  — динамический предел упругости, равный напряжению сжатия в упругом предвестнике,  $Y$  — напряжение пластического течения.

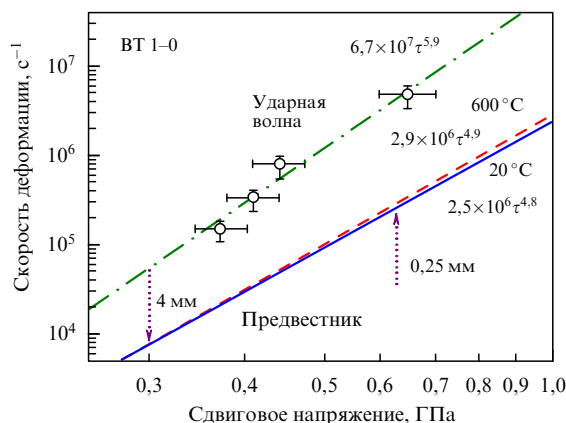


Рис. 24. Зависимости скорости пластической деформации от величины сдвигового напряжения в упругом предвестнике для титана ВТ1-0 при нормальной температуре (сплошная линия) и при 600 °C (штриховая линия) [73]. Вертикальные линии показывают границы исследованной области параметров. Круглые маркеры, соединённые штрихпунктирной линией, представляют скорость деформации в пластической ударной волне [36].

ческом титане ВТ1-0. На графике видно, что динамический предел упругости несколько увеличился при повышенной температуре. Однако этот прирост незначителен и значения напряжения течения, рассчитанные по этим данным с учётом температурных зависимостей модулей упругости, оказываются уже практически нечувствительными к температуре. На рисунке 24 сопоставляются зависимости скорости деформации от напряжения в упругом предвестнике и в пластической ударной волне. Как и для других металлов, скорость деформации в пластической ударной волне при том же напряжении сдвига оказывается примерно на порядок большей, чем начальная скорость пластической деформации в упругом предвестнике. В состоянии после прокатки [36] затухание предвестника незначительно, величина динамического предела упругости во всём диапазоне пройденных волной расстояний остаётся почти неизменной и соответствующей величине HEL в отожжённом материале на больших расстояниях, а скорость сжатия в пластической ударной волне примерно та же, что и в отожжённом материале.

### 3.3. Поведение монокристаллов при ударно-волновом нагружении

Ударно-волновые исследования упругопластических деформаций и разрушения монокристаллов занимают особое место, так как позволяют разделить вклады различных механизмов зарождения и развития пластических деформаций и разрушения. По понятным причинам эксперименты с монокристаллами металлов немногочисленны. Вероятно, наибольшее их количество проведено с металлами, имеющими гексагональную плотноупакованную структуру: с бериллием [85], цинком [86, 87] и магнием [88, 89]. Исследовались также монокристаллы металлов с объёмноцентрированной кубической структурой: молибден [90] и тантал [91, 92] — и с гранецентрированной кубической структурой: медь [93], алюминий [47, 94].

На рисунке 25 сопоставлены волновые профили для алюминия в различных состояниях при нормальной и повышенной температурах. Динамический предел упру-

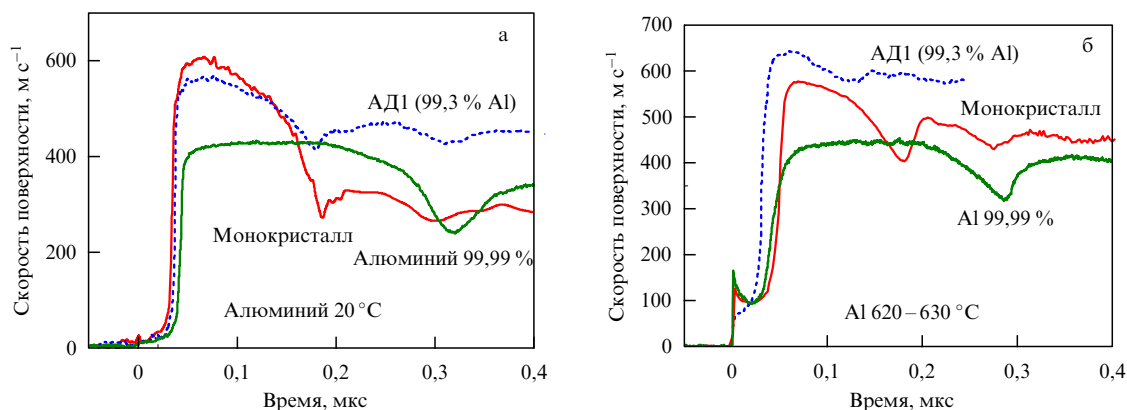


Рис. 25. Сопоставление профилей скорости свободной поверхности для технического алюминия АД1, монокристаллического алюминия и высокочистого поликристаллического алюминия при нормальной температуре (а) и  $620-630^\circ\text{C}$  (б) по данным работ [33, 47, 80]. Толщина образцов 2–3 мм.

гости алюминия невисок и при комнатной температуре в данном масштабе различия в зависимости от структурного состояния не видно. Монокристалл, не содержащий крупных включений, которые могли бы стать очагами зарождения разрушения, демонстрирует наиболее высокое сопротивление откольному разрушению. Откольная прочность высокочистого поликристаллического алюминия несколько ниже, а технический алюминий характеризуется ещё меньшим значением разрушающего напряжения при отколе. При высокой температуре амплитуда упругого предвестника и соответственно величина динамического предела упругости многократно возросли. При этом в чистом поликристаллическом алюминии и в монокристалле на фронте предвестника сформировался характерный пик напряжения, свидетельствующий об ускоряющейся релаксации напряжения, а в случае технического алюминия амплитуда предвестника оказалась несколько меньшей и форма его по сравнению с комнатной температурой не изменилась. Ускорение релаксации есть, вероятно, результат интенсивного размножения дислокаций. В техническом алюминии имеется, очевидно, дополнительная возможность зарождения новых дислокаций на частицах примесей. Откольная прочность вблизи температуры плавления уменьшилась для всех трёх материалов, в наибольшей степени — для технического алюминия. Последнее, по-видимому, связано с началом зернограничного плавления при температуре, меньшей термодинамической температуры плавления алюминия [55].

При высокой симметрии ГЦК-решётки трудно ожидать больших вариаций прочностных характеристик кристаллов в зависимости от направления ударной нагрузки. В этом отношении наиболее интересные результаты получены в опытах с ГПУ-кристаллами. Ниже приведены некоторые результаты экспериментов [88] с монокристаллами магния.

Механизм деформации магния включает три хорошо известные системы скольжения: первичную базисную, призматическую и пирамидальную. Если базисное скольжение подавлено, то значительный вклад в пластическую деформацию оказывает двойникование. Для ударно-волновых измерений важно, что, изменяя направление распространения волн относительно осей кристалла, можно изучать пластическое течение в каждой системе отдельно. Первичное базисное скольжение

должно наблюдаться при ударном сжатии в направлении, наклонном к оси  $c$  кристалла. Вторичное призматическое скольжение активируется при распространении волны в направлении, перпендикулярном оси симметрии кристалла  $c$ , когда в первичной базисной системе скольжения отсутствуют сдвиговые напряжения. Наконец, третья, пирамидальная, система скольжения и двойникования должна активироваться при распространении ударной волны вдоль оси  $c$  кристалла.

На рисунке 26 сопоставляются волновые профили, измеренные при ударно-волновом нагружении в направлении осей  $c$  и  $a$  кристалла и под углом  $45^\circ$  относительно оси  $c$ . Результаты измерений чётко демонстрируют зависимость динамического предела упругости и откольной прочности от направления приложения ударной нагрузки. Как и ожидалось, скольжение вдоль базисной плоскости (0001) происходит при наименьшем значении сдвигового напряжения и даёт наименьшее значение динамического предела упругости при ударном сжатии.

На рисунках 27, 28 демонстрируется влияние температуры на величину динамического предела упругости монокристаллических образцов магния двух ориентаций. Ожидалось, что силы фононной вязкости могут быть сравнимы с напряжением течения в базисной плоскости, что должно вызвать возрастание динамиче-

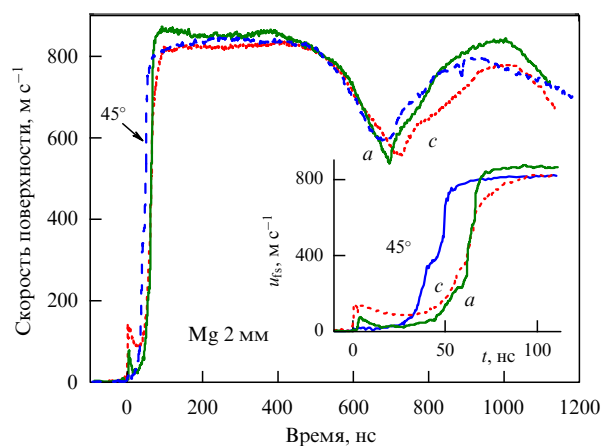


Рис. 26. Профили скорости свободной поверхности монокристаллических образцов толщиной 2 мм трёх различных ориентаций.



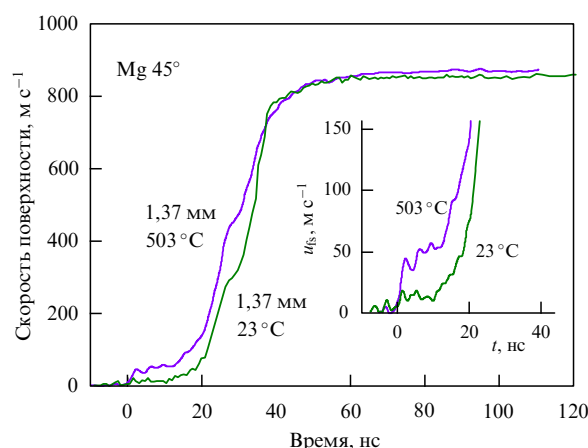


Рис. 27. Профили скорости свободной поверхности образцов с ориентацией  $45^\circ$  по отношению к плоскости (0001) при нормальной и повышенной температуре.

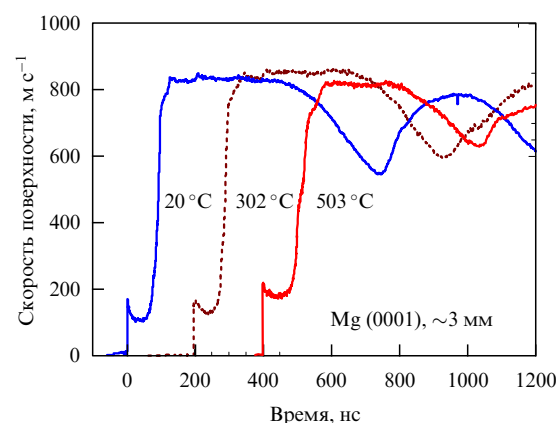


Рис. 28. Профили скорости свободной поверхности образцов толщиной 3 мм с ориентацией (0001) при нормальной и повышенной температуре.

ского предела упругости с увеличением температуры при ударном сжатии в наклонном направлении. Эксперименты подтверждают это предположение. Неожиданным оказалось возрастание динамического предела упругости с увеличением температуры при ударном сжатии в направлении оси  $c$  кристалла, когда пластическая деформация происходит с участием двойникования и напряжение течения велико. Расчёт напряжений в плоскостях пластического сдвига с учётом температурных зависимостей модулей упругости показывает, что эффект значительно меньше, но во всяком случае напряжение высокоскоростного пластического течения по всем направлениям в кристалле не убывает с нагревом.

Интересной особенностью представленных волновых профилей является формирование двух пластических волн при распространении на относительно большое расстояние. Для ориентации нагрузки вдоль и перпендикулярно оси симметрии кристалла  $c$  дополнительная ступенька на профиле пластической ударной волны появляется в результате переотражений упругого предвестника между свободной поверхностью и пластической ударной волной [5]. Однако это объяснение не может быть верным для образцов с наклонной ориентацией, где динамический предел упругости слишком мал. Нужно сказать, что расщепление пластической ударной волны при её распространении под углом  $45^\circ$  к оси

кристалла, которое также наблюдалось в экспериментах с монокристаллами бериллия [85], противоречит теории распространения плоских волн в анизотропных упруго-пластических средах [95].

Образование дополнительной ступеньки на волновом профиле в образце с ориентацией  $45^\circ$  может объясняться активированием систем скольжения более высокого порядка. При одноосном сжатии скольжение в наклонных базисных плоскостях (0001) может обеспечить релаксацию продольной и одной из поперечных компонент девиаторных напряжений, но не может привести к релаксации третьей компоненты с нормалью в направлении  $z$ . По этой причине разность напряжений  $\sigma_x - \sigma_z$  продолжает нарастать по мере сжатия, несмотря на то что происходит скольжение в плоскости (0001) и вторичная система скольжения должна активироваться, когда разность напряжений  $\sigma_x - \sigma_z$  станет достаточно большой.

Если два канала релаксации напряжений активируются один после другого, то естественно предположить, что первая пластическая ударная волна должна быть подобна упругому предвестнику в смысле определённой скорости распространения и слабой зависимости её параметров от конечного давления ударного сжатия. Для прояснения волновой динамики при ударном сжатии в наклонном направлении проведены дополнительные эксперименты с варьируемым давлением ударного сжатия. Результаты показаны на рис. 29. Из приведённых данных видно, что параметры за первой пластической волной тем выше, чем больше конечное давление ударного сжатия. Подобная особенность волновой динамики наблюдалась при растрескивании ударно-сжатого стекла в волнах разрушения [5]. Скорость волны разрушения определяется скоростью роста трещин, очень слабо зависит от давления и не связана непосредственно со сжимаемостью материала, из чего следует, что напряжённое состояние перед волной разрушения определяется параметрами состояния за ней. По аналогии с волной разрушения можно предположить, что дополнительная "ступенька" на волновых профилях образцов наклонной ориентации связана с распространением фронта двойникования кристалла.

Экзотическая для металлических материалов волновая конфигурация без опережающего упругого предвестника наблюдалась в экспериментах с монокристаллами цинка [87] (рис. 30). При величине массовой скорости до

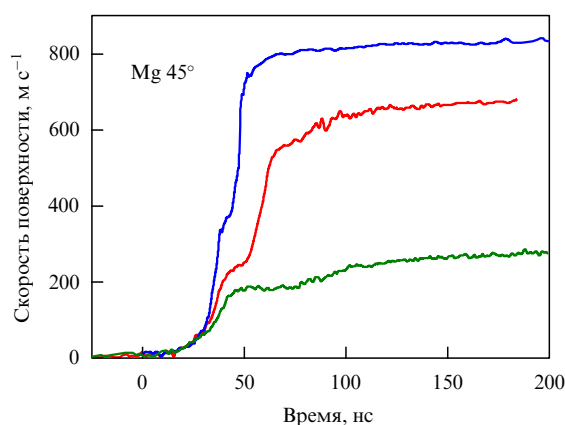
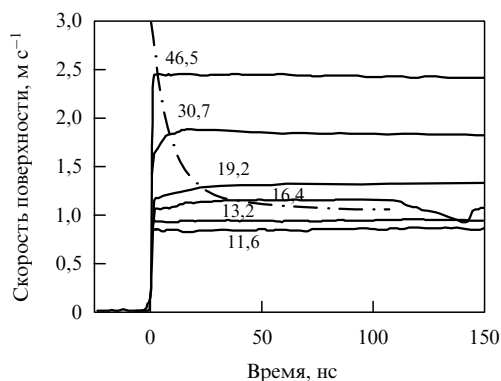


Рис. 29. Профили скорости свободной поверхности образцов толщиной 2 мм с ориентацией  $45^\circ$  при различных давлениях ударного сжатия.



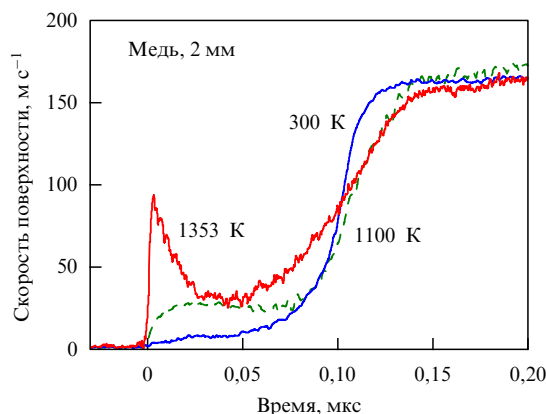
**Рис. 30.** Профили скорости свободной поверхности образцов цинка толщиной 0,25–0,5 мм с ориентацией  $\langle 0001 \rangle$  при различных давлениях ударного сжатия [87]. Ударные волны с давлением более 30 ГПа генерировались детонацией заряда взрывчатых веществ в контакте с экраном; в остальных случаях осуществлялось соударение пластин. Указаны максимальные значения сжимающих напряжений за фронтом ударной волны в [ГПа].

$\sim 1 \text{ км с}^{-1}$  (напряжение сжатия  $\sim 14 \text{ ГПа}$ ) волна сжатия фактически представляет собой скачок параметров с временем нарастания не более 1–1,5 нс, за которым следует область постоянства параметров. С увеличением давления ударного сжатия за ударным фронтом появляется область относительно плавного нарастания параметров, длительность которого сокращается по мере возрастания интенсивности ударной волны. Естественно предположить, что появление этого диссипативного участка означает начало пластического деформирования в ударной волне. Сокращение длительности области релаксации напряжений с увеличением давления ударного сжатия, очевидно, имеет ту же природу, что и обычно наблюдаемое уменьшение ширины пластических ударных волн.

### 3.4. Эффекты размножения дислокаций

Сильная зависимость начальной скорости пластической деформации за фронтом упругого предвестника от напряжения противоречит ожидаемой для высокоскоростной ветви общей зависимости скорости пластического течения от напряжения, показанной на рис. 1. Ожидания основывались на соотношении Орована (1), в котором скорость дислокаций, контролируемая в этом режиме фоновой вязкостью, линейно зависит от напряжения, а плотность подвижных дислокаций соответствует исходному состоянию отожжённого материала и является константой. Сильные нелинейные зависимости начальной скорости пластической деформации за фронтом упругого предвестника от напряжения и неожиданно большие значения самой этой скорости можно трактовать как свидетельство того, что процесс контролируется в большей мере зарождением и размножением дислокаций, чем их скоростью. Вероятно, зарождение и размножение дислокаций в значительной мере могут происходить непосредственно во фронтальной части упругого предвестника, в процессе сжатия, которое обычно считается чисто упругим.

На рисунке 31 показаны начальные участки профилей скорости свободной поверхности двухмиллиметровых образцов чистой меди, подвергнутых ударному сжатию при различных температурах [71]. Обращает на себя внимание сравнительно большое время нарастания пара-



**Рис. 31.** Изменение динамического предела упругости и формы упругого предвестника волны ударного сжатия в чистой меди с увеличением температуры испытаний [71]. Измерения проведены при скорости удара медной пластиной-ударником  $161 \pm 8 \text{ м с}^{-1}$ .

метров при комнатной температуре в упругой части волнового профиля. Обычно при анализе затухания предвестника временем нарастания пренебрегают, считая эту часть волны ударным разрывом, но вполне вероятно, что при большом времени нарастания размножение дислокаций имеет место уже в процессе сжатия в диспергированном фронте предвестника. С ростом температуры и соответствующим увеличением вклада фоновой вязкости в сопротивление пластическому деформированию замедляется релаксация напряжений, что проявляется в увеличении амплитуды предвестника и времени нарастания параметров в пластической ударной волне. Вследствие эффектов нелинейности с ростом напряжения сжатия в упругом предвестнике уменьшается время нарастания параметров в нём: резкое сокращение ширины упругой волны вблизи температуры плавления сопровождается также изменением её формы. Пик напряжения во фронтальной части появляется обычно вследствие ускоряющейся релаксации напряжения, например как результат интенсивного размножения дислокаций. Из сопоставления волновых профилей на рис. 31 можно предположить, что сокращение времени нарастания смещает интенсивное размножение в область непосредственно за упругим скачком. К сожалению, сколько-нибудь полной теории волн в релаксирующих средах, которая устанавливала бы количественную связь между законом релаксации и эволюцией волны, в настоящее время нет.

На рисунке 32 иллюстрируется важная особенность эволюции упругого предвестника с пиком напряжения во фронтальной части. Видно, что параметры в точке минимума между упругой и пластической волнами возрастают с увеличением скорости удара, в то время как регистрируемая величина HEL остаётся практически неизменной. Участок упругого предвестника от его фронта почти до точки минимума хорошо воспроизводится независимо от скорости удара. Иными словами, механические возмущения от пластической ударной волны не могут пройти через точку минимума и оказать какое-либо влияние на фронтальную часть упругого предвестника.

По результатам измерений эволюции упругих предвестников в меди при температуре 1353 К [71] удалось

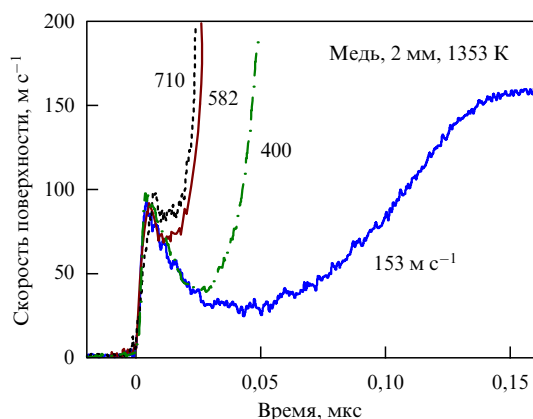


Рис. 32. Профили скорости свободной поверхности двухмиллиметровых образцов меди, подвергнутых удару медной пластиной с различными скоростями при температуре 1353 К [71]. Числа у профилей указывают скорость удара в  $[м с^{-1}]$ .

оценить скорость пластической деформации в предвестнике на различных его стадиях и затем, пользуясь соотношением Орована (1) и расчётными данными [96] о коэффициенте торможения дислокаций, оценить изменение плотности подвижных дислокаций. Результаты показаны на рис. 33 и 34. Эти оценки показали, что плотность дислокаций возрастает почти на порядок величины в первые 13–15 нс после сжатия во фронте упругого предвестника и затем остаётся практически постоянной, в то время как состояние материала приближается к точке минимума между упругой и пластической волнами. Сама пластическая деформация в первые 13–15 нс достигает величины порядка 0,1 %. Прекращение размножения дислокаций при спаде напряжения может трактоваться как свидетельство того, что размножение контролируется не только величиной деформации, но и величиной действующего напряжения. Последующее сжатие в пластической ударной волне сопровождается увеличением сдвигового напряжения и, как уже говорилось, дальнейшим размножением дислокаций.

Поскольку полученные экспериментальные данные дают основание предположить, что значительное размножение дислокаций может происходить уже в процессе сжатия во фронтальной части упругого предвестника, было естественно исследовать связь между временем нарастания параметров в упругом предвестнике и текущим значением динамического предела упругости, а также с общей эволюцией упругопластической волны ударного сжатия. С этой целью проведены [97] эксперименты с ванадием, в которых волна сжатия вводилась в образцы через промежуточные пластины из различных сортов стекла. Сжимаемость силикатных стёкол ведёт себя аномальным образом, вследствие чего волны сжатия в них увеличивают свою ширину по мере распространения.

На рисунке 35 сопоставлены волновые профили, измеренные для образцов толщиной 0,5 и 2 мм при трёх типах динамического сжатия: ударном, безударном и смешанном. Конечное напряжение сжатия во всех трёх сериях было приблизительно одинаковым. Параметры смешанного сжатия таковы, что переход от безударной к ударно-волновой части происходит при напряжении, меньшем, чем динамический предел упругости на больших расстояниях. Тем не менее само по себе увеличение

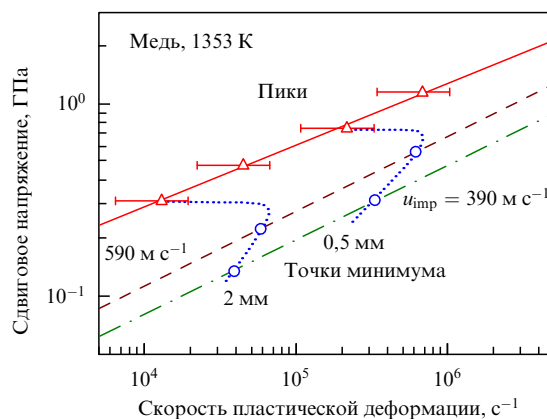


Рис. 33. Соотношение между скоростью пластической деформации и напряжением в затухающем упругом предвестнике в меди при температуре 1353 К [71]. Пунктирные линии соединяют точки для расстояний распространения волны 2 и 0,5 мм. Штриховой и штрихпунктирной линиями показаны параметры в минимуме между упругой и пластической волнами при двух различных скоростях удара  $u_{imp}$ .

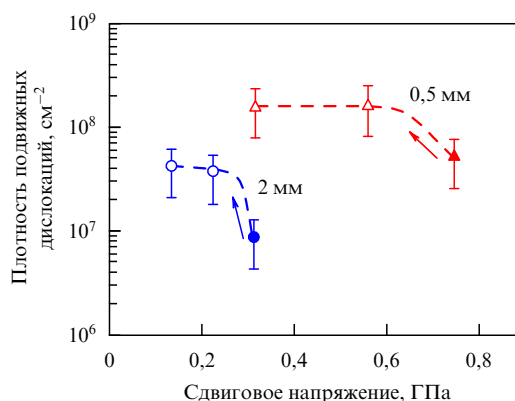


Рис. 34. Плотность подвижных дислокаций как функция сдвигового напряжения по данным рис. 33. Сплошные маркеры показывают параметры на пике предвестника. Стрелками показано направление изменения параметров за максимумом напряжения в пике.

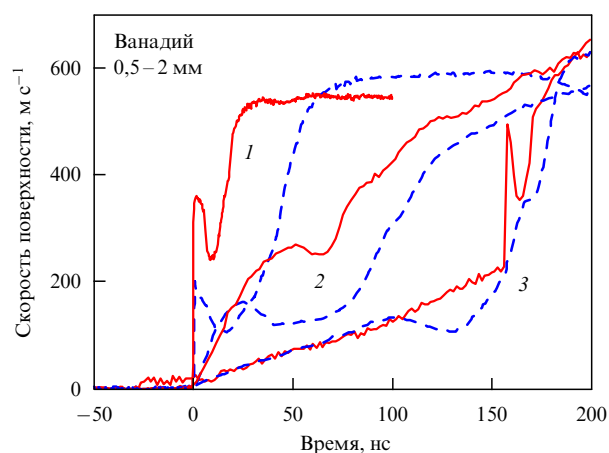


Рис. 35. Профили скорости свободной поверхности образцов ванадия толщиной 0,5 мм (сплошные линии) и 2 мм (штриховые линии), измеренные при ударном (1), безударном (2) и смешанном (3) динамическом сжатии [97].

времени сжатия в этой серии от 1 – 2 нс до примерно 150 нс не привело к значительному падению напряжения на пике предвестника. Регистрируемые параметры на пике для образца толщиной 0,5 мм в этом случае даже выше, чем при ударном сжатии, однако это объясняется не особенностью релаксации напряжений, а волновой динамикой отражения импульса сжатия от свободной поверхности [97]. С другой стороны, в экспериментах с полностью безударным сжатием напряжение на пике предвестника действительно понизилось вследствие увеличения времени нарастания.

Более интересным представляется результат этой серии экспериментов, показанный на рис. 36. Оказалось, что для всех трёх вариантов динамического сжатия параметры в точке минимума между упругой и пластической волнами эволюционируют по мере распространения практически одинаково и могут быть аппроксимированы единой функциональной зависимостью. Это означает, что, несмотря на разные истории деформирования, материал подходит к точке минимума практически с одной и той же плотностью подвижных дислокаций.

График на рис. 36 демонстрирует также не наблюдавшуюся ранее немонотонность эволюции упругопластической волны ударного сжатия в отождённом ванадии. Затухание упругого предвестника вызвано релаксацией напряжений за его фронтом, но никакой релаксационный процесс не может привести к росту напряжения в волне по мере её распространения. Возможный механизм роста напряжения в минимуме между упругой и пластической волнами следует из сопоставления волновых профилей на рис. 37, которое чётко демонстрирует испускание пластической ударной волной нового упругого предвестника, после того как она прошла расстояние больше 2 мм. Это означает, что напряжение перед пластической ударной волной в процессе затухания предвестника упало ниже предела упругости материала. Вновь эмитированная упругая волна поднимает напряжение перед пластической ударной волной до текущего значения динамического предела упругости. Так или иначе, обнаруженная немонотонность является следствием определённого со-

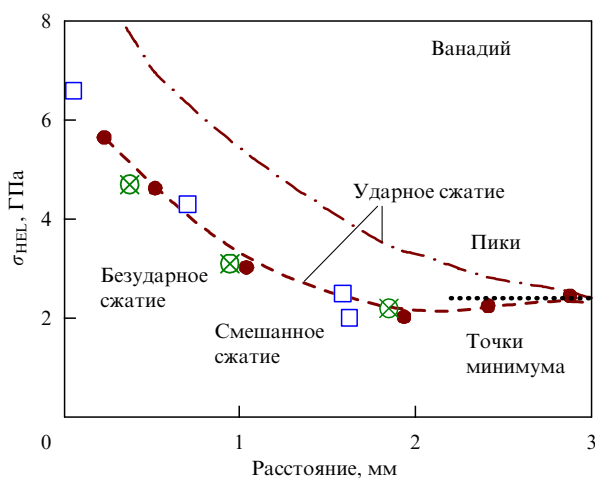


Рис. 36. Затухание упругого предвестника при ударном, безударном и смешанном динамическом сжатии ванадия. Маркерами показаны параметры в минимумах между упругой и пластической волнами, штрихпунктирная линия описывает затухание пика предвестника при ударном сжатии, пунктирная линия справа показывает оценку величины  $\sigma_{HEL}$  после окончания затухания предвестника.

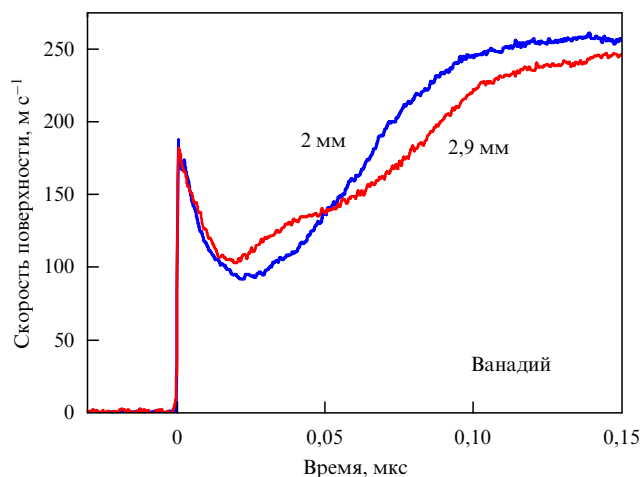


Рис. 37. Профили скорости свободной поверхности отождённых образцов, измеренные [72] в области немонотонности эволюции упругопластической волны ударного сжатия. Числа у профилей показывают толщину образца.

отношения вкладов размножения дислокаций и вызванной ими релаксации напряжения в волновую динамику. С другой стороны, известно [98, 99], что в механизм пластической деформации ванадия большой вклад вносит двойникование. С этой точки зрения наблюдаемая особенность может быть связана с тем, что для зарождения двойников требуется существенно большее напряжение в объеме материала, чем для их роста.

#### 4. Заключение

Представленные результаты новых экспериментов подтверждают информативность и плодотворность ударно-волновых исследований прочностных свойств материалов при экстремально высоких скоростях нагружения. В последние годы значительно расширен временной диапазон исследований, благодаря чему стало возможным проводить измерения фактически на границе применимости механики сплошных сред и войти в диапазон пространственных и временных масштабов, с которыми ранее приходилось иметь дело только при моделировании движения вещества методами молекулярной динамики. Полученные новые систематические данные по температурно-скоростным зависимостям сопротивления высокоскоростному деформированию металлов с различной кристаллической структурой формируют основу для разработки исчерпывающих широкодиапазонных определяющих соотношений, необходимых для расчётов интенсивных импульсных воздействий на материалы и конструкции. Определён круг материалов, в которых возможно аномальное возрастание напряжения высокоскоростного пластического течения при повышенных температурах. Получены новые сведения о закономерностях размножения элементарных носителей пластической деформации — дислокаций на ранних стадиях деформирования. Обнаружен ряд специфических особенностей динамики упругопластических волн ударного сжатия в релаксирующих средах, которые ещё ждут осмысления и теоретического описания. К сожалению, отсутствие сколько-нибудь полной теории явления ограничивает объём информации, получаемой из анализа динамики упругопластических волн ударного сжа-

тия. Авторы надеются, что представленный обзор стимулирует теоретические работы в этом направлении.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 14-12-01127.

## Список литературы

1. Фортвов В Е *Уравнение состояния вещества. От идеального газа до кварк-глюонной плазмы* (М.: Физматлит, 2012)
2. Fortov V *Thermodynamics and Equations of State for Matter. From Ideal Gas to Quark-Gluon Plasma* (Singapore: World Scientific, 2016)
3. Clifton R J *Int. J. Solids Struct.* **37** 105 (2000)
4. Meyers M A et al. *Mater. Sci. Eng. A* **322** 194 (2002)
5. Kanel G I, Razorenov S V, Fortov V E *Shock-Wave Phenomena and the Properties of Condensed Matter* (New York: Springer, 2004)
6. Remington B A et al. *Mater. Sci. Technol.* **22** 474 (2006)
7. Канель Г И, Фортвов В Е, Разоренов С В *УФН* **177** 809 (2007); Kanel' G I, Fortov V E, Razorenov S V *Phys. Usp.* **50** 771 (2007)
8. Lorenzana H E et al. *Sci. Modeling Simulations* **15** 159 (2008)
9. Vogler T J, Chhabildas L C *Int. J. Impact Eng.* **33** 812 (2006)
10. Asay J R et al. *J. Appl. Phys.* **103** 083514 (2008)
11. Brown J L et al. *J. Appl. Phys.* **114** 223518 (2013)
12. Jensena B J, Gupta Y M *J. Appl. Phys.* **104** 013510 (2008)
13. Turneure S J, Gupta Y M *J. Appl. Phys.* **109** 123510 (2011)
14. Clifton R J *Appl. Mech. Rev.* **43** 5 S9 (1990)
15. Berner R, Kronmüller H "Plastische Verformung von Einkristallen", in *Moderne Probleme der Metallphysik. Erster Band Fehlstellen, Plastizität, Strahlenschädigung und Elektronentheorie* (Ed. A Seeger) (Berlin: Springer-Verlag, 1965) p. 35
16. Ninomura T *J. Phys. Soc. Jpn.* **36** 399 (1974)
17. Альшиц В И, Инденбом В Л *УФН* **115** 3 (1975); Al'shits V I, Indenbom V L *Sov. Phys. Usp.* **18** 1 (1975)
18. Надгорный Э М *УФН* **77** 201 (1962); Nadgornyi E M *Sov. Phys. Usp.* **5** 462 (1962)
19. Зельдович Я Б, Райзер Ю П *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: Наука, 1966); Zel'dovich Ya B, Raizer Yu P *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena Vols 1, 2* (New York: Academic Press, 1966, 1967)
20. Канель Г И и др. *Ударно-волновые явления в конденсированных средах* (М.: Янус-К, 1996)
21. Гаркушин Г В, Канель Г И, Разоренов С В *ФТТ* **54** 1012 (2012); Garkushin G V, Kanel G I, Razorenov S V *Phys. Solid State* **54** 1079 (2012)
22. Duvall G E, in *Stress Waves in Anelastic Solids, Symp., Providence, R.I., April 3–5, 1963* (Eds H Kolsky, W Prager) (Berlin: Springer, 1964)
23. Asay J R, Fowles G R, Gupta Y J. *Appl. Phys.* **43** 744 (1972)
24. Chhabildas L C, Asay J R *J. Appl. Phys.* **50** 2749 (1979)
25. Swegle J W, Grady D E *J. Appl. Phys.* **58** 692 (1985)
26. Antoun T et al. *Spall Fracture* (New York: Springer, 2003)
27. Kanel G I *Int. J. Fract.* **163** 173 (2010)
28. Ашитков С И и др. *Письма в ЖЭТФ* **92** 568 (2010); Ashitkov S I et al. *JETP Lett.* **92** 516 (2010)
29. Whitley V H et al. *J. Appl. Phys.* **109** 013505 (2011)
30. Ashitkov S I et al. *AIP Conf. Proc.* **1426** 1081 (2012)
31. Gupta Y M et al. *J. Appl. Phys.* **105** 036107 (2009)
32. Winey J M et al. *J. Appl. Phys.* **106** 073508 (2009)
33. Гаркушин Г В, Канель Г И, Разоренов С В *ФТТ* **52** 2216 (2010); Garkushin G V, Kanel' G I, Razorenov S V *Phys. Solid State* **52** 2369 (2010)
34. Arvidsson T E, Gupta Y M, Duvall G E *J. Appl. Phys.* **46** 4474 (1975)
35. Sakino K *J. Physique IV* **10** (9) 57 (2000)
36. Канель Г И и др. *ФТТ* **58** 1153 (2016); Kanel G I et al. *Phys. Solid State* **58** 1191 (2016)
37. Канель Г И и др. *TBT* **55** 380 (2017); Kanel G I et al. *High Temp.* **55** 365 (2017)
38. Krüger L et al. *Int. J. Impact Eng.* **28** 877 (2003)
39. Канель Г И и др. *ФТТ* **45** 625 (2003); Kanel G I et al. *Phys. Solid State* **45** 656 (2003)
40. Kanel G I, Razorenov S V, Fortov V E *J. Phys. Condens. Matter* **16** S1007 (2004)
41. Kanel G I *Fatigue Fracture Eng. Mater. Struct.* **22** 1011 (1999)
42. Barbee T W et al. *J. Mater.* **7** 393 (1972)
43. Davison L, Stevens A L *J. Appl. Phys.* **43** 988 (1972)
44. Johnson J N *J. Appl. Phys.* **52** 2812 (1981)
45. Curran D R, Seaman L, Shockey D A *Phys. Rep.* **147** 253 (1987)
46. Kanel G I et al. *J. Appl. Phys.* **79** 8310 (1996)
47. Kanel G I et al. *J. Appl. Phys.* **90** 136 (2001)
48. Eliezer S, Moshe E, Eliezer D *Laser Part. Beams* **20** 87 (2002)
49. Уткин А В *Приклад. матем. мех. физ.* **34** (4) 140 (1993); Utkin A V *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* **34** 578 (1993)
50. Уткин А В *Приклад. матем. мех. физ.* **38** (6) 157 (1997); Utkin A V *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* **38** 952 (1997)
51. Kanel G I et al. *Int. J. Impact Eng.* **20** 467 (1997)
52. Zhakhovskii V V et al. *Appl. Surf. Sci.* **255** 9592 (2009)
53. Жилиев П А и др. *ФТТ* **52** 1508 (2010); Zhilyaev P A et al. *Phys. Solid State* **52** 1619 (2010)
54. Синько Г В, Смирнов Н А *Письма в ЖЭТФ* **75** 217 (2002); Sin'ko G V, Smirnov N A *JETP Lett.* **75** 184 (2002)
55. Garkushin G V et al. *Int. J. Fract.* **197** 185 (2016)
56. Zaretsky E B, Kanel G I *J. Appl. Phys.* **112** 053511 (2012)
57. Канель Г И и др. *Письма в ЖЭТФ* **102** 615 (2015); Kanel G I et al. *JETP Lett.* **102** 548 (2015)
58. Zaretsky E B *J. Appl. Phys.* **120** 025902 (2016)
59. Ашитков С И и др. *Письма в ЖЭТФ* **103** 611 (2016); Ashitkov S I et al. *JETP Lett.* **103** 544 (2016)
60. Богач А А, Уткин А В *Приклад. матем. и мех. физ.* **41** (4) 198 (2000); Bogach A A, Utkin A V *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* **41** 752 (2000)
61. Ashitkov S I et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **500** 112006 (2014)
62. Kanel G I et al. *J. Appl. Phys.* **106** 043524 (2009)
63. Lang J M (Jr.), Gupta Y M *J. Appl. Phys.* **107** 113538 (2010)
64. McWilliams R S et al. *Phys. Rev. B* **81** 014111 (2010)
65. Ашитков С И и др. *Письма в ЖЭТФ* **98** 439 (2013); Ashitkov S I et al. *JETP Lett.* **98** 384 (2013)
66. Ашитков С И и др. *Письма в ЖЭТФ* **101** 294 (2015); Ashitkov S I et al. *JETP Lett.* **101** 276 (2015)
67. Воробьев А А, Дремин А Н, Канель Г И *Приклад. матем. и мех. физ.* **5** 94 (1974); Vorob'ev A A, Dremine A N, Kanel' G I *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* **15** 661 (1974)
68. Clatterbuck D M, Chrzan D C, Morris J W (Jr.) *Acta Mater.* **51** 2271 (2003)
69. Ogata S et al. *Phys. Rev. B* **70** 104104 (2004)
70. Crowhurst J C et al. *J. Appl. Phys.* **115** 113506 (2014)
71. Zaretsky E B, Kanel G I *J. Appl. Phys.* **114** 083511 (2013)
72. Zaretsky E B, Kanel G I *J. Appl. Phys.* **115** 243502 (2014)
73. Kanel G I, Razorenov S V, Garkushin G V *J. Appl. Phys.* **119** 185903 (2016)
74. Zaretsky E B, Kanel G I *J. Appl. Phys.* **110** 073502 (2011)
75. Mashimo T, Hanaoka Y, Nagayama K *J. Appl. Phys.* **63** 327 (1988)
76. Arnold W, in *Shock Compression of Condensed Matter 1991. Proc. of the American Physical Society Topical Conf., Williamsburg, Virginia, June 17–20, 1991* (Eds S C Schmidt et al.) (Amsterdam: North-Holland, 1992) p. 539
77. Гаркушин Г В и др. *Изв. РАН. Механика твердого тела* **45** (4) 155 (2010); Garkushin G V et al. *Mech. Solids* **45** 624 (2010)
78. Разоренов С В и др. *ФТТ* **54** 742 (2012); Razorenov S V et al. *Phys. Solid State* **54** 790 (2012)
79. McClintock F A, Argon A S *Mechanical Behavior of Materials* (Reading, Mass.: Addison-Wesley, 1966); Пер. на русск. яз.: Макклиток Ф А, Аргон А С *Деформация и разрушение материалов* (М.: Мир, 1970)
80. Zaretsky E B, Kanel G I *J. Appl. Phys.* **112** 073504 (2012)
81. Olmsted D L et al. *Mater. Sci. Eng.* **13** 371 (2005)
82. Куksin А Ю, Стегайлов В В, Янилкин А В *Докл. РАН* **420** 467 (2008); Kuksin A Yu, Stegailov V V, Yanilkin A V *Dokl. Phys.* **53** 287 (2008)
83. Zaretsky E B, Kanel G I *J. Appl. Phys.* **117** 195901 (2015)
84. Barton N R et al. *J. Appl. Phys.* **109** 073501 (2011)
85. Pope L E, Johnson J N *J. Appl. Phys.* **46** 720 (1975)
86. Богач А А и др. *ФТТ* **40** 1849 (1998); Bogach A A et al. *Phys. Solid State* **40** 1676 (1998)



87. Безручко Г С, Канель Г И, Разоренов С В *ЖТФ* **75** (5) 92 (2005); Bezruchko G S, Kanel G I, Razorenov S V *Tech. Phys.* **50** 621 (2005)
88. Kanel G I et al. *J. Appl. Phys.* **116** 143504 (2014)
89. Winey J M, Renganathan P, Gupta Y M *J. Appl. Phys.* **117** 105903 (2015)
90. Kanel G I et al. *J. Appl. Phys.* **74** 7162 (1993)
91. Asay J R et al. *J. Appl. Phys.* **109** 073507 (2011)
92. Whiteman G, Case S F, Millett J C *J. Phys. Conf. Ser.* **500** 112067 (2014)
93. Tonks D L et al. *J. Physique IV* **10** (Pr9) 787 (2000)
94. Huang H, Asay J R *J. Appl. Phys.* **101** 063550 (2007)
95. Johnson J N *J. Appl. Phys.* **43** 2074 (1972)
96. Куксин А Ю, Янилкин А В *ФТТ* **55** 931 (2013); Kuksin A Yu, Yanilkin A V *Phys. Solid State* **55** 1010 (2013)
97. Kanel G I et al. *J. Appl. Phys.* **118** 045901 (2015)
98. Chhabildas L C, Hill C R, SNL Report SAND-85-0322C (Albuquerque, NM: Sandia Natl. Lab., 1985)
99. Nemat-Nasser S, Guo W *Mech. Mater.* **32** 243 (2000)

### Unusual plasticity and strength of metals at ultra-short load durations

G.I. Kanel<sup>(1)</sup>, E.B. Zaretsky<sup>(2)</sup>, S.V. Razorenov<sup>(3)</sup>, S.I. Ashitkov<sup>(1)</sup>, V.E. Fortov<sup>(1)</sup>

<sup>(1)</sup> Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences,  
ul. Izhorskaya 13, 125412 Moscow, Russian Federation

<sup>(2)</sup> Ben-Gurion University of the Negev, 8410501 Beer-Sheva, Israel

<sup>(3)</sup> Institute of Problems of Chemical Physics, Russian Academy of Sciences,  
prosp. Akademika Semenova 1, 142432 Chernogolovka, Moscow region, Russian Federation

E-mail: <sup>(1)</sup>kanel@fjcp.ac.ru, asi@iht.mpei.ac.ru, ashitkov@yandex.ru; <sup>(2)</sup>zheka@bgu.ac.il; <sup>(3)</sup>razsv@fjcp.ru

This paper briefly reviews recent results on the rate-temperature dependence of flow stresses and fracture stresses in metals under high strain rate conditions for pulsed shock-wave loads with durations from tens of picoseconds up to microseconds. In the experiments, an approaching to ultimate ("ideal") values of the shear and tensile strength has been realized and anomalous growth of the yield stress with the temperature at high strain rate has been confirmed for some metals. New evidence is obtained for the intense onset of dislocation multiplication immediately in the elastic precursor wave. It is found that under these conditions inclusions and other strengthening factors may reduce the dynamic yield stress. Novel and unexpected features are observed in the evolution of elastic-plastic shock compression waves.

**Keywords:** shock waves in solids, high-rate deformation, the high-rate fracture, dynamics of dislocations, ideal strength, anomalous thermal hardening, polycrystalline metals and single crystals

PACS number: **62.50. – p**

Bibliography — 99 references

Received 11 October 2016, revised 23 December 2016

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **187** (5) 525 – 545 (2017)

*Physics – Uspekhi* **60** (5) (2017)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.12.038004>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2016.12.038004>