

Г.И. Канель

Ударные волны в твердых телах

Пособие к курсу лекций

Москва 2017

Введение

Эксперименты со сжатием вещества в сильных ударных волнах были начаты в сороковые-пятидесятые годы прошлого века когда для проектирования атомной бомбы понадобились сведения об уравнениях состояния активных и конструкционных материалов в мегабарном (миллионы атмосфер) диапазоне давлений. Уравнения состояния до сих пор остаются одной из основных задач, но по мере развития экспериментальной техники и накопления полученной информации возникли новые, не менее важные и интересные направления, отнюдь не всегда связанные с оборонной тематикой. В настоящее время в распоряжении исследователей имеется хорошо разработанный набор методов генерации, диагностики и интерпретации ударно-волновых явлений в конденсированных средах, с помощью которых получена обширная экспериментальная информация об упругопластических и прочностных свойствах технических металлов и сплавов, геологических материалов, керамик, стекол, полимеров и эластомеров, пластичных и хрупких монокристаллов в микросекундном и наносекундном диапазонах длительностей ударной нагрузки.

Волновой характер нагрузки делает интерпретацию результатов измерений достаточно наглядной и однозначной. Измерения основываются на том факте, что структура волн и динамика волновых взаимодействий определяются процессами упругопластического деформирования, физико-химических превращений и разрушения в материале. Эти процессы сопровождаются изменениями сжимаемости материала, что в свою очередь приводит к формированию специфических особенностей в форме профилей интенсивных волн сжатия и разрежения. Сведения о свойствах испытуемых материалов находятся по результатам измерений как прямой обработкой полученных волновых профилей, так и их сопоставлением с результатами математического моделирования ударно-волновых явлений. В последнем случае свойства среды описываются определяющими соотношениями, имеющими, как правило, полуэмпирический характер, и обобщающими экспериментальные данные на основе тех или иных теоретических представлений о поведении материалов. Полученные таким путем сведения о свойствах модельных и конструкционных материалов используются затем в расчетах функционирования различных технических устройств в условиях интенсивных импульсных воздействий, а также для развития теорий прочности и пластичности. Следует, однако, заметить что, несмотря на вполне удовлетворительное общее понимание физики и механики высокоскоростного деформирования и разрушения, детальное согласие теоретических представлений и моделей этих явлений с имеющимися экспериментальными данными пока не достигнуто.

Основной целью исследований ударно-волновых явлений в твердых телах является обеспечение прогнозируемости действия взрыва, высокоскоростного удара, лазерных и других интенсивных импульсных воздействий на материалы и конструкции. В современном понимании исчерпывающая прогнозируемость достигается компьютерным моделированием рассматриваемых процессов, для чего нужны термодинамические уравнения состояния, описывающие связь между давлением, плотностью, фазовым составом и внутренней энергией вещества, а также определяющие соотношения, описывающие процессы химических, фазовых и полиморфных превращений, упругопластические деформации и разрушение в терминах, совместимых с уравнениями сохранения и уравнением состояния.

С другой стороны, эксперименты с ударными волнами позволяют получить уникальную информацию о наиболее фундаментальных прочностных свойствах материалов. Высокая скорость приложения нагрузки позволяет создавать повышенные напряжения в материале и тем самым активировать новые механизмы деформации и разрушения. Отражение ударной волны от поверхности тела вызывает разрушение при

напряженном состоянии, близком к всестороннему растяжению, и при отсутствии влияния поверхности тела и окружающей среды. Малая длительность и высокие амплитуды ударной нагрузки позволяют достичь высоких перенапряжений в материале и тем самым перейти от рассмотрения единичных трещин к анализу эволюции рассеянных разрушений. При столь быстрых воздействиях сопротивление разрушению твердых тел становится сравнимым с предельной теоретической прочностью, определяемой непосредственно потенциалом межатомных взаимодействий. Таким образом, значимость исследований процессов неупругого деформирования и разрушения твердых тел при ударно-волновом нагружении определяется как уникальной возможностью исследований в области физики прочности и пластичности при наиболее высоких и надежно измеримых скоростях деформирования, так и разнообразными практическими потребностями, не ограниченными только ударными воздействиями. В условиях металлообработки, износа, и других технологических процессов достигаются высокие скорости деформирования, вполне соизмеримые с теми, что изучаются в ударных волнах. В некотором смысле ударно-волновые испытания подобны «микроскопу времени», дающему доступ к элементарным актам деформирования и разрушения. В ближайшее десятилетие следует ожидать значительного расширения применения техники ударных волн для решения задач физики твердого тела, материаловедения, физики прочности и пластичности.

Книга, как и курс лекций, состоит из двух основных частей. В первой изложены основные теоретические положения (Глава 1) и дано представление о технике ударно-волнового эксперимента (Глава 2) – с акцентом на физические принципы, лежащие в основе разных диагностических методик, а также теоретическое обоснование исследований динамической прочности и полиморфизма в ударных волнах (Глава 3). Во второй части (главы 4-8) представлен ряд последних результатов исследований, дающих представление о современном состоянии этой области науки. В курсе лекций вторая часть является факультативной. Цитирование оригинальных работ в тексте сведено к минимуму с тем, чтобы не затруднять восприятие основного материала. Более подробную библиографию можно найти в обзорах и монографиях [3,4,14], а также перечисленных в конце списка литературы (ссылки [76-81]). Автор надеется, что представляемая книга будет полезна не только студентам и аспирантам, изучающим физику и механику взрыва и высокоскоростного удара, но и специалистам, работающим в этой и смежных областях.

Глава 1. Одномерные движения сжимаемой среды.

В данной главе приведены краткие сведения об основных параметрах состояния и законах движения сплошных сжимаемых сред в той мере, в какой это необходимо для понимания особенностей распространения ударных волн и волн разрежения в твердых телах с учетом их упругопластического поведения и возможных полиморфных превращений, а также для обсуждения динамических экспериментов. Здесь же обсуждается волновая динамика откольных явлений – разрушения конденсированных тел под действием растягивающих напряжений при отражении импульса сжатия от поверхности. Более полное и последовательное изложение можно найти в известных монографиях [1,2].

Для обсуждения экспериментов с ударными волнами достаточно рассмотреть одномерное движение вещества, так как именно в этой наиболее простой для анализа постановке проводится большинство измерений. Поскольку регистрация кинематических параметров ударно-волнового процесса в конденсированной среде осуществляется, как правило, для выделенных материальных сечений образца, анализ волновых процессов удобно вести в субстанциональных координатах Лагранжа, связанных с веществом. Будем использовать в качестве лагранжевой координаты h пространственную координату x

частицы в начальный момент времени:

$$h = \left(\int_0^x \rho dx \right) / \rho_0, \quad \left. \frac{\partial h}{\partial x} \right|_t = \frac{\rho}{\rho_0} \quad (1.1)$$

где ρ_0, ρ – значения плотности вещества в начальный момент времени t_0 и в момент времени t , соответственно. Частные производные по времени t и координате h будут обозначаться, как $\frac{\partial}{\partial t} \equiv \left(\frac{\partial}{\partial t} \right)_h$ и $\frac{\partial}{\partial h} \equiv \left(\frac{\partial}{\partial h} \right)_t$; производные от функции f вдоль определенных траекторий на плоскости $h - t$ выражаются соотношениями

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial h} \frac{dh}{dt}, \quad \frac{df}{dh} = \frac{\partial f}{\partial h} + \frac{\partial f}{\partial t} \frac{dt}{dh}. \quad (1.2)$$

где $\frac{dh}{dt}$ – наклон выделенной траектории.

§ 1.1. Одномерные безразрывные течения сжимаемой среды

В пренебрежении девиаторными компонентами напряжений, теплопроводностью, выделением или поглощением энергии и релаксационными явлениями одномерное движение сплошной сжимаемой среды описывается системой уравнений в частных производных, выражающих фундаментальные законы сохранения массы, количества движения и энергии, дополненной уравнением состояния вещества:

$$\rho_0 \frac{\partial V}{\partial t} - \frac{\partial u_p}{\partial h} = 0, \quad \rho_0 \frac{\partial u_p}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial h} = 0, \quad \frac{\partial E}{\partial t} = -p \frac{\partial V}{\partial t}, \quad E = E(p, V), \quad (1.3)$$

где p – давление, u_p – массовая скорость (скорость частиц вещества), $V = 1/\rho$ – удельный объем, и E – удельная внутренняя энергия. Вывод уравнения непрерывности (первого уравнения системы (1.3)) поясняется на рис. 1.1 а.

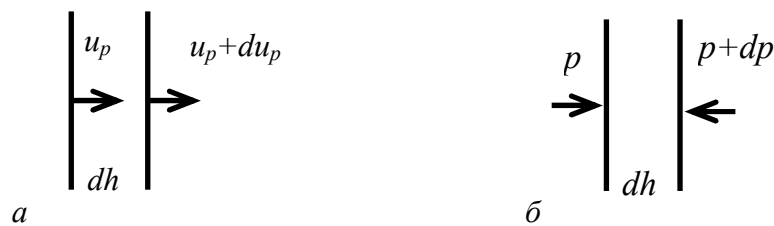


Рис. 1.1. К пояснению вывода уравнения непрерывности и уравнения сохранения количества движения.

Рассматривается слой вещества толщиной dh с единичной площадью сечения, левая граница которого движется вместе с веществом со скоростью u_p , а правая – со скоростью $u_p + du_p$. Объем этого слоя в момент времени t равен dh . В течение промежутка времени dt левая граница слоя смещается на расстояние $u_p dt$, а правая – на расстояние $(u_p + du_p) dt$, вследствие чего объем слоя становится равным $dh + du_p dt$. При этом из рисунка видно, что в случае положительного градиента скорости ($du_p/dh > 0$) толщина слоя со временем увеличивается, при отрицательном градиенте скорости происходит сжатие выделенного

слоя. Относительное изменение объема слоя dV/V_0 пропорционально изменению толщины выделенного слоя, равному $du_p dt$. Соответственно, скорость изменения объема равна $\frac{\partial(V/V_0)}{\partial t} = \frac{\partial u_p}{\partial h}$.

Вывод уравнения сохранения количества движения (второго уравнения системы (1.3)) поясняется на рис. 1.1 б. Вновь рассматривается слой вещества толщиной dh с единичной площадью сечения, на левую границу которого действует давление p , а на правую – давление $p + dp$. Масса слоя равна $\rho_0 dh$. При наличии разницы давлений dp слой в целом ускоряет или замедляет свое движение в соответствии со вторым законом Ньютона: $\rho_0 dh \frac{du_p}{dt} = -dp$. Знак минус появился из-за того, что как видно из рисунка, в случае положительного градиента давления ($dp > 0$) слой должен тормозиться ($du_p/dt < 0$), в случае же отрицательного градиента давления слой ускоряется.

Уравнение сохранения энергии (третье уравнение в системе (1.3)) выражает условие адиабатичности процесса и представляет собой второй закон термодинамики

$$dE = T ds - p dV,$$

где S – удельная энтропия, в отсутствие внешних источников тепла. При наличии тепловыделения или теплопотерь изменение удельной внутренней энергии E выделенной лагранжевой частицы происходит как за счет работы сжатия, которую производит над нею окружающая среда, так и вследствие выделения (или поглощения) энергии Q от посторонних источников:

$$\frac{dE}{dt} = -p \frac{dV}{dT} + \frac{dQ}{dt}.$$

Изоэнтропические процессы сопровождаются изменением температуры вещества. Изоэнтропическое сжатие вещества приводит к его нагреву; при понижении давления в веществе его температура падает. Вследствие теплового расширения удельный объем адиабатически сжатого вещества оказывается большим, чем вещества, сжатого при постоянной температуре (рис. 1.2).

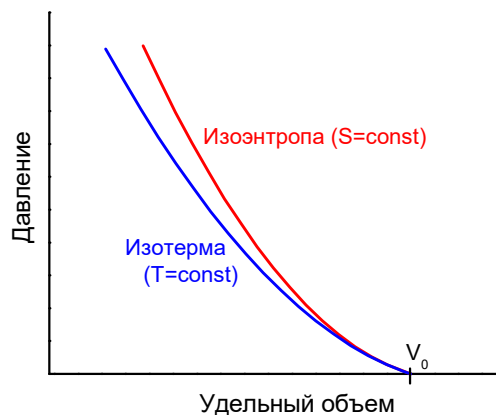


Рис. 1.2. Взаимное положение изоэнтропы и изотермы на плоскости давление p – удельный объем V .

Производная от давления по плотности вдоль изоэнтропы равна квадрату скорости звука:

$$\left(\frac{dp}{d\rho}\right)_s = -V^2 \left(\frac{dp}{dV}\right)_s = c^2 \quad (1.4)$$

С увеличением давления скорость звука, как правило, возрастает. Исключением могут быть ограниченные области аномально высокой сжимаемости вещества, которая обычно связана со структурными превращениями – диссоциацией газов и жидкостей, полиморфными превращениями кристаллических твердых тел. Для одномерных течений сжимаемых сред полезно ввести скорость звука в субстанциональных координатах Лагранжа:

$$a = \frac{V_0}{V} c = -V_0 \left(\frac{\partial p}{\partial V}\right)_s^{1/2} \quad (1.5)$$

§ 1.2. Характеристики, интегралы Римана

При плоском изэнтропическом движении сжимаемой среды существуют два семейства характеристик – траекторий на диаграмме расстояние время, вдоль которых система уравнений в частных производных (1.3) сводится к одному дифференциальному уравнению первого порядка. Характеристики соответствуют траекториям распространения малых возмущений (но необязательно описывают распространение реальных возмущений) и в координатах Лагранжа описываются уравнениями

$$\frac{dh}{dt} = a, \quad \frac{dh}{dt} = -a, \quad (1.6)$$

то есть наклон характеристик определяется скоростью звука. Здесь важно подчеркнуть, что мы можем использовать характеристики для любой части диаграммы расстояние h – время t независимо от того, происходит ли в данном месте в данный момент времени изменение давления и плотности вещества или его состояние поддерживается неизменным.

С учетом соотношений (1.2) и (1.5) система уравнений (1.3) вдоль характеристик сводится к простым уравнениям

$$du_p + \frac{1}{\rho_0 a} dp = 0 \quad \text{вдоль } C_+: \quad \frac{dh}{dt} = a, \quad (1.7)$$

$$du_p - \frac{1}{\rho_0 a} dp = 0 \quad \text{вдоль } C_-: \quad \frac{dh}{dt} = -a. \quad (1.8)$$

Уравнения газовой динамики, записанные в характеристической форме (1.7, 1.8), значительно удобнее для анализа волновых взаимодействий, чем обычные (1.3). Поскольку давление p и скорость звука a однозначно связаны между собой уравнением состояния вещества, дифференциальные выражения $du_p + dp/\rho_0 a$ и $du_p - dp/\rho_0 a$ представляют собой полные дифференциалы величин

$$J_+ = u_p + \int \frac{dp}{\rho_0 a} \quad \text{и} \quad J_- = u_p - \int \frac{dp}{\rho_0 a}, \quad (1.9)$$

которые называются инвариантами Римана. Инварианты Римана постоянны вдоль характеристик и определяются с точностью до постоянной, которая находится либо из начальных или иных дополнительных условий. Более наглядной и удобной для использования формой записи уравнений (1.9) являются соотношения между массовой скоростью и давлением вдоль характеристик в виде интегралов Римана

$$u_p = u_0 - \int_{p_0}^p \frac{dp}{\rho_0 a} \quad \text{вдоль } C_+ \quad (1.10)$$

$$u_p = u_0 + \int_{p_0}^p \frac{dp}{\rho_0 a} \quad \text{вдоль } C_- \quad (1.11)$$

где u_0, p_0 – константы интегрирования, фиксирующие положение траектории изменения состояния вдоль данной характеристики на плоскости $p - u_p$. Интегралы Римана, которые не вполне корректно называют в некоторых случаях Римановыми изоэнтропами, представляют собой два симметричных семейства параллельных кривых в координатах давление – массовая скорость (рис. 1.3). Произведение $\rho_0 a = \rho c = dp/du_p$ есть динамический импеданс вещества. Используется также понятие «динамическая жесткость», под которой понимается произведение ρc^2 .

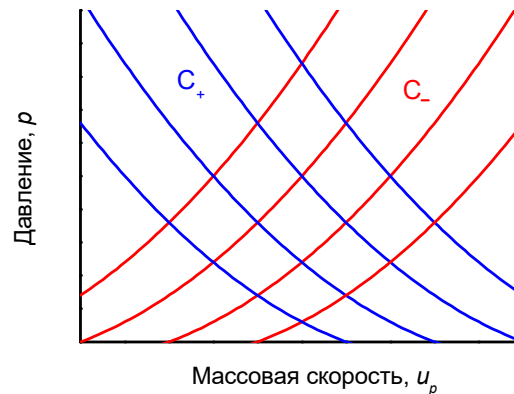


Рис. 1.3. Изображения интегралов Римана на плоскости массовая скорость – давление.

На рис. 1.4 а, б проиллюстрирован пример течения при распространении волны разрежения в однородно сжатом покоем веществе. В момент времени $t = t_0$ левая граница сжатого полупространства была мгновенно освобождена и давление на ней скачком упало от начального значения p_i до нуля. Падение давления вызывает появление волны разрежения, которая распространяется от освобожденной границы вглубь сжатого вещества. Передний фронт волны разрежения движется со скоростью звука, соответствующей начальному давлению p_i , однако скорость распространения последующих участков волны разрежения меньше скорости фронта, так как по мере падения давления скорость звука уменьшается. Из-за зависимости скорости звука от давления наклон характеристик, описывающих на $t-h$ диаграмме волну разрежения, увеличивается по мере уменьшения соответствующих значений давления. Так как на границе давление было изменено мгновенно, скачком, то все характеристики, описывающие волну разрежения, исходят из одной точки с пространственной

координатой границы сжатой области и координатой времени t_0 . В результате набор характеристик, описывающих на $t-h$ диаграмме волну разрежения, принимает форму веера. Такую волну, которая на $t-h$ диаграмме изображается веером характеристик, исходящих из единого полюса, называют центрированной волной разрежения.

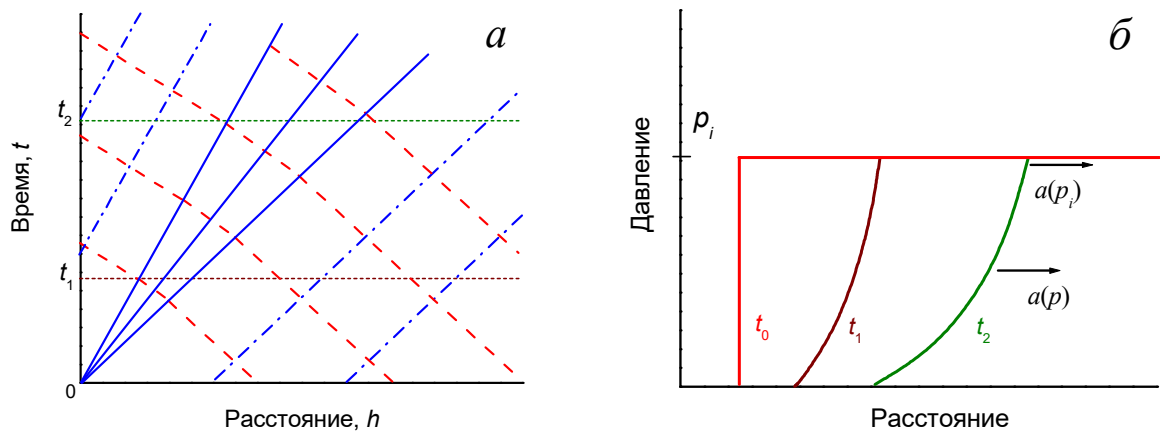


Рис. 1.4. Центрированная волна разрежения при мгновенном освобождении левой границы сжатого полупространства.

Движение сжимаемой среды, при котором все возмущения состояний распространяются в одном направлении, есть простая или бегущая волна. В простой волне состояния вдоль характеристик, направленных в сторону распространения волны, неизменны, а все состояния вдоль любой другой траектории на плоскости $h-t$ описываются единой зависимостью $p(u)$, соответствующей инварианту Римана противоположного знака. Волна разрежения, показанная на рис. 1.4, является простой центрированной волной. Характеристики простой волны представляют собой прямые линии.

На рис. 1.5 показаны диаграммы расстояние - время и давление - массовая скорость для случая взаимодействия двух симметричных встречных волн разрежения в конденсированном веществе. В этом случае течение представляет собой две простые волны везде за исключением области $A_1C_1C_3A_3A_1$ их взаимодействия. В этой области значения давления и массовой скорости вдоль характеристик непостоянны и изменяются согласно соответствующим интегралам Римана. В точках пересечения характеристик значения давления и массовой скорости одни и те же для C_+ - и C_- -характеристики и соответствуют точкам пересечения Римановых изоэнтроп, описывающих изменение состояния вдоль пересекающихся C_+ - и C_- -характеристик. На рисунке эти состояния имеют одинаковые обозначения на диаграммах $h-t$ и $p-u_p$. Из рисунка видно, что в результате взаимодействия встречных волн разрежения в теле генерируются отрицательные давления. Это возможно только для конденсированных веществ – твердых тел и жидкостей. В газах отрицательные давления, разумеется, невозможны; по мере приближения давления к нулю скорость звука в газе, в отличие от конденсированных веществ, также стремится к нулю.

На рис. 1.4 б показаны эпюры давления $p(h)$ в разные моменты времени. Из-за того, что скорость фронта волны разрежения распространяется со скоростью звука, соответствующей максимальному давлению p_i , а скорость распространения следующих участков волны разрежения уменьшается по мере разгрузки, волна разрежения по мере распространения расширяется.

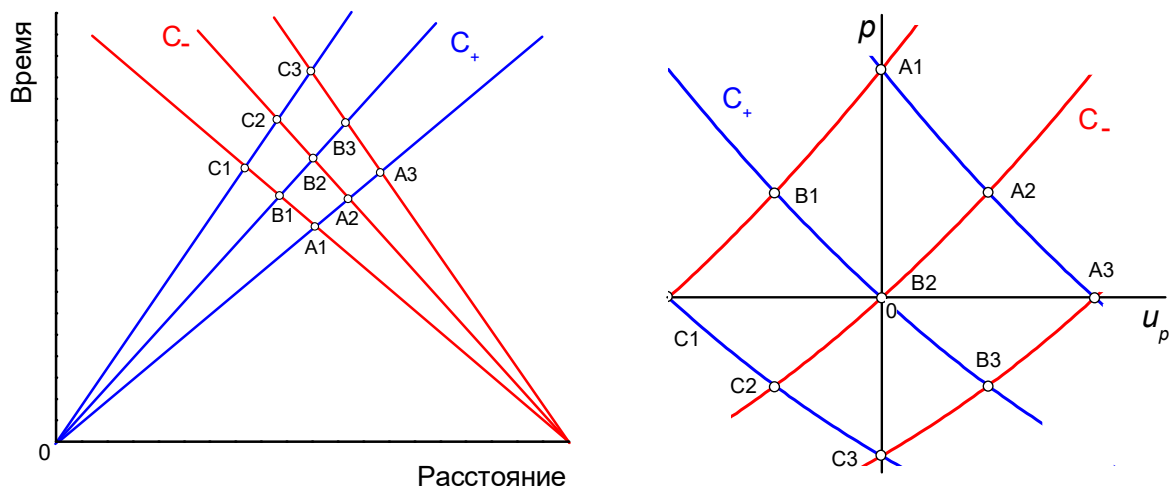


Рис. 1.5. Взаимодействие встречных волн разрежения. Одинаковыми индексами показаны состояния в соответствующих точках пересечения характеристик.

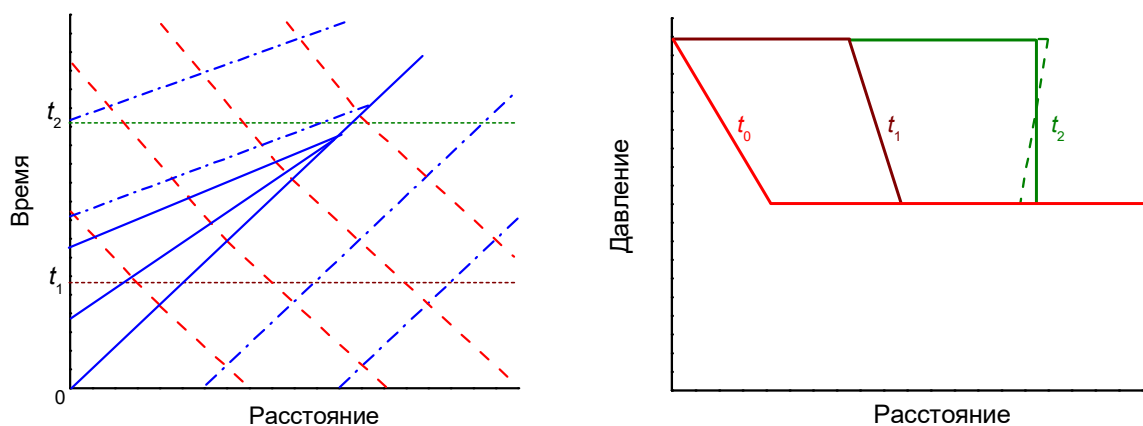


Рис. 1.6. Эволюция «размытой» волны сжатия по мере распространения.

На рис. 1.6 показана эволюция волны сжатия по мере ее распространения. В этом случае зависимость скорости звука от давления приводит к тому, что крутизна волны сжатия по мере ее распространения возрастает. В нормальных средах, где скорость звука возрастает с увеличением давления, волны сжатия трансформируются в ударные волны, которые в большинстве случаев можно трактовать как разрывы или скачки параметров состояния среды. Система дифференциальных уравнений газовой динамики (1.3) не может описывать течения с разрывами параметров состояния.

§ 1.3. Ударные волны

Фундаментальные законы сохранения массы, количества движения и энергии вещества в ударной волне выражаются системой алгебраических уравнений Рэнкина-Гюгонио, которая, в случае равенства нулю давления и скорости вещества перед фронтом волны, имеет вид:

$$V = V_0 \frac{U_s - u_p}{U_s}, \quad (\text{Уравнение непрерывности}) \quad (1.12)$$

$$p = \rho_0 U_s u_p \quad (\text{Уравнение сохранения количества движения}) \quad (1.13)$$

$$E - E_0 = -\frac{p(V - V_0)}{2} \quad (\text{Уравнение сохранения энергии}) \quad (1.14)$$

где U_s – скорость распространения ударной волны относительно невозмущенной среды с удельным объемом V . Как и ранее, система уравнений замыкается уравнением состояния $E = E(p, V)$.

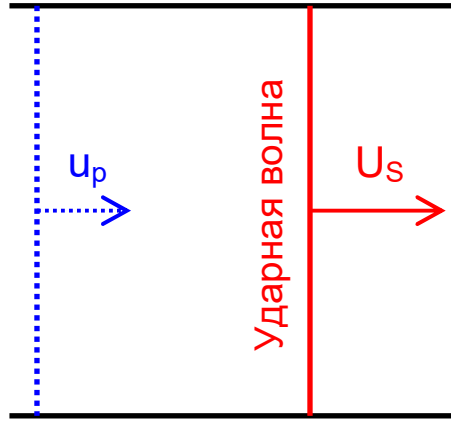


Рис. 1.7. К пояснению вывода уравнений сохранения для ударной волны.

Вывод уравнений (1.12), (1.13), (1.14) поясняется рисунком 1.7. За единицу времени ударная волна проходит расстояние, равное U_s . За это же время частицы сечения, в котором фронт ударной волны находился в начальный момент времени, сместились с массовой скоростью на расстояние u_p . В результате объем вещества уменьшился от U_s (при единичной площади поперечного сечения) до $U_s - u_p$. Этот же объем вещества с массой $m = \rho_0 U_s$ изменил скорость от нуля до u_p , соответствующее изменение количества движения под действием импульса сил давления p (при $\Delta t = 1$) составляет $\rho_0 U_s u_p$. За единицу времени прохождения ударной волны по элементу массы m над этим элементом совершается работа pu_p , которая расходуется на кинетическую энергию этого элемента $m u_p^2/2$ и изменение его внутренней энергии $m(E - E_0)$. Если в ударной волне нет выделения или поглощения энергии, то

$$pu_p = \rho_0 U_s \left(\frac{1}{2} u_p^2 + E - E_0 \right), \quad E - E_0 = \frac{pu_p}{\rho_0 U_s} - \frac{1}{2} u_p^2, \quad (1.15)$$

откуда с учетом (1.12), (1.13) получаем (1.14)

Ударные волны распространяются со сверхзвуковой скоростью относительно вещества перед волной, однако скорость ударной волны относительно ударно-сжатого вещества является дозвуковой - возмущения в ударно-сжатом веществе нагоняют фронт ударной волны. Линия, соединяющая начальное состояние перед фронтом ударной волны и состояние p, V за ударной волной называется линией Рэлея или прямой Михельсона. Ее уравнение получается исключением массовой скорости из (1.12), (1.13)

$$p = \rho_0^2 U_s^2 (V_0 - V) \quad (1.16)$$

В области умеренных давлений ударного сжатия конденсированных сред хорошо работает квазиакустическое приближение, согласно которому скорость ударной волны есть среднее арифметическое из скорости звуковых возмущений перед и за ней:

$$U_S = [c_0 + a(p)]/2 = [c_0 + c(p) + u_p]/2. \quad (1.17)$$

Система уравнений (1.12)–(1.14) совместно с уравнением состояния вещества определяют его ударную адиабату (адиабату Гюгонио). Ударная адиабата вещества есть совокупность его состояний, достижимых в результате ударно-волнового сжатия при некоторых фиксированных исходных значениях давления и плотности. В диапазоне умеренных сжатий ударные адиабаты конденсированных сред обычно описываются линейным соотношением вида:

$$U_S = c_0 + b u_p, \quad (1.18)$$

где константа c_0 равна скорости звука, соответствующей начальной адиабатической объемной сжимаемости вещества. С использованием уравнений Рэнкина-Гюгонио по заданным значениям U_S и u_p легко рассчитываются соответствующие значения давления, удельного объема и энергии. На рис. 1.8 показана ударная адиабата вещества в различных координатах. Согласно уравнению (1.14) приращение удельной энергии вещества в ударной волне равно площади треугольника под линией Рэлея, в то время как приращение энергии при изэнтропическом сжатии до того же максимального давления равно площади криволинейного треугольника под изэнтропой вещества, которая, очевидно, меньше. Иными словами, при ударном сжатии в вещество вкладывается больше энергии и, соответственно, вещество нагревается больше, чем при изэнтропическом сжатии. По этой причине ударная адиабата в координатах $p - V$ располагается правее изэнтропы.

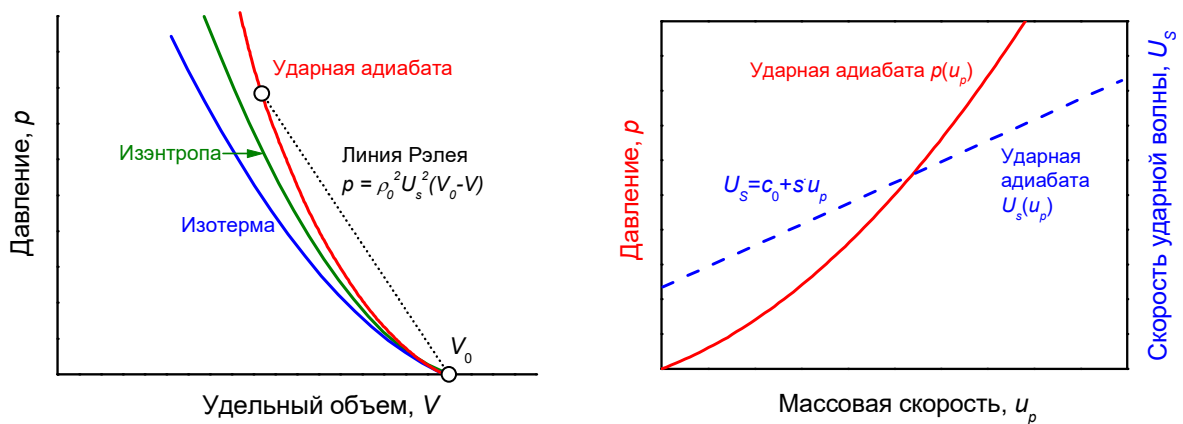


Рис. 1.8. Представление ударной адиабаты в разных переменных.

На рис. 1.9 показано взаимное положение ударной адиабаты и изэнтроп в координатах $p - V$ и $p - u_p$. Ударное сжатие сопровождается возрастанием энтропии и, соответственно, избыточным нагревом, поэтому ударная адиабата в координатах $p - V$ проходит выше изэнтропы, проведенной из точки с нулевым начальным давлением и удельным объемом V_0 , но ниже изэнтропы, описывающей разгрузку вещества из ударно-сжатого состояния. Из практики ударно-волновых экспериментов с конденсированными веществами известно, что в координатах $p - u_p$ Римановы изэнтропы разгрузки с хорошей

точностью совпадают с ударной адиабатой вещества или симметричны ей. Интересно, однако, отметить, что даже в случае точного совпадения в координатах $p - u_p$, в координатах $p - V$ ударная адиабата весьма заметно отклоняется от изэнтроп. Симметричность ударной адиабаты и изэнтропы разгрузки ударно-сжатого вещества приводит к так называемому правилу удвоения: скорость свободной поверхности после выхода на нее ударной волны равна удвоенной массовой скорости за падающей ударной волной. Удвоение, разумеется, является приближенным, но погрешность для беспористых конденсированных веществ обычно не превышает 1-3 %.

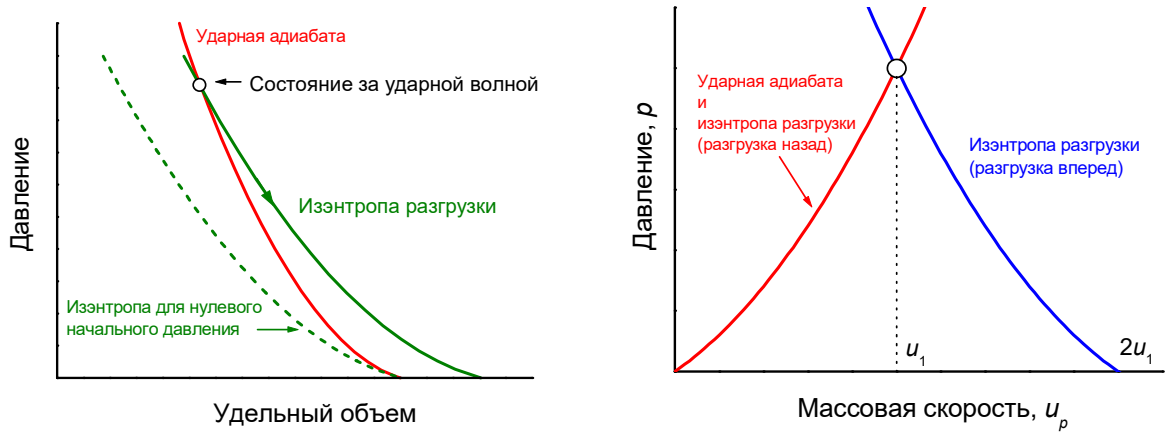


Рис. 1.9. Взаимное положение ударной адиабаты и изэнтроп в координатах $p - V$ и $p - u_p$.

Еще одним следствием совпадения ударной адиабаты и изэнтропы разгрузки является возможность оценки скорости звука при высоких давлениях. Вдоль изэнтропы справедливо

$$dp/du = \rho_0 a ,$$

где a – скорость звука в координатах Лагранжа. Отсюда для ударной адиабаты в виде (1.18) получаем

$$a = c_0 + 2bu_p , \quad (1.19)$$

что совпадает с квазиакустическим приближением (1.17), или

$$a = \sqrt{c_0^2 + 4bp/\rho_0} \quad (1.20)$$

При ступенчатом сжатии ударная адиабата вещества, сжатого первой ударной волной, в координатах $p - u_p$ обычно практически совпадает с исходной ударной адиабатой. Тем не менее, в координатах $p - V$ ударная адиабата второго сжатия всегда располагается левее исходной ударной адиабаты. Причины этого поясняются рисунком 1.10. Предположим, что однократное и ступенчатое ударное сжатие описываются единой ударной адиабатой $ОН_1Н$. Но в этом случае при сжатии до одного и того же давления p_H приращение внутренней энергии в одной ударной волне, равное площади треугольника $ОНС$, оказывается большим, чем приращение внутренней энергии при ступенчатом сжатии двумя ударными волнами, равное сумме площадей треугольника $ОН_1С_1$ и

трапеции C_1H_1HC . По этой причине из-за разного теплового расширения состояния, реализуемые во второй ударной волне должны характеризоваться меньшим удельным объемом, как это показано адиабатой вторичного сжатия H_1H_2 на рис. 1.10. При многоступенчатом сжатии вещества серией последовательных ударных волн реализуются состояния, близкие к изэнтропе. В этом случае говорят о квазиизэнтропическом ударном сжатии.

Более высокотемпературные состояния реализуются при ударном сжатии образцов пониженной плотности, изготавливаемых из порошковых материалов или «пен». Действительно, поскольку в изменение объема при сжатии пористого вещества входит закрытие пор, то при одном и том же давлении ударного сжатия p_H приращение энергии в пористом веществе с начальным удельным объемом V_{00} , равное $E - E_{00} = p_H(V_{00} - V)/2$ (рис. 1.11), оказывается большим, чем приращение энергии при ударном сжатии сплошного вещества, равное $E - E_0 = p_H(V_0 - V)/2$, $V_{00} > V_0$. Избыточная энергия приводит к тепловому расширению вещества, ударная адиабата пористого вещества (OH' на рис. 1.11) оказывается расположенной правее ударной адиабаты сплошного вещества (OH). Различие величин начальной внутренней энергии E_{00} и E_0 равно поверхностной энергии зерен пористого вещества и незначительно по сравнению со скачком энергии в сильной ударной волне. Использование пористых материалов для расширения температурного диапазона состояний, достижимых в экспериментах с ударными волнами было предложено Я.Б. Зельдовичем и широко применяется в практике измерений уравнений состояния конденсированных сред.

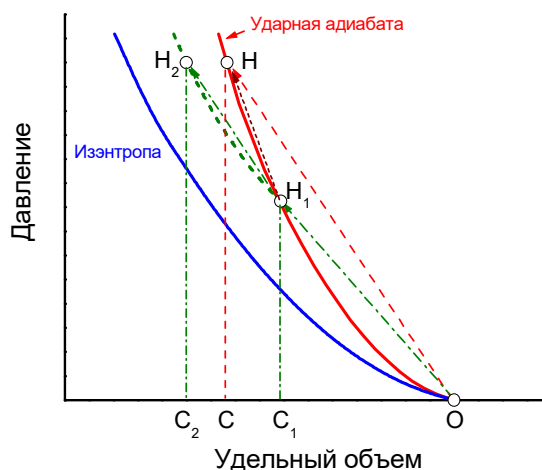


Рис. 1.10. Ступенчатое сжатие последовательно двумя ударными волнами.

На рис. 1.12 сопоставляются ударные адиабаты вещества в сплошном и пористом состояниях в координатах массовая скорость – скорость ударной волны и массовая скорость – давление. В координатах $u_p - U_s$ ударная адиабата пористой среды существенно нелинейна, расположена ниже адиабаты сплошного вещества и должна, вообще говоря, исходить из нуля координат. В координатах $u_p - p$ ударная адиабата пористого вещества также располагается ниже ударной адиабаты того же вещества в сплошном, беспористом начальном состоянии. При этом, в то время как для описания в этих координатах волн сжатия и разрежения, распространяющихся в ударно-сжатом сплошном веществе, мы можем пользоваться единой зависимостью – его ударной адиабатой, для пористого вещества это приближение уже неприемлемо. После сжатия в первой ударной волне мы имеем дело уже с беспористым веществом с соответствующей сжимаемостью.

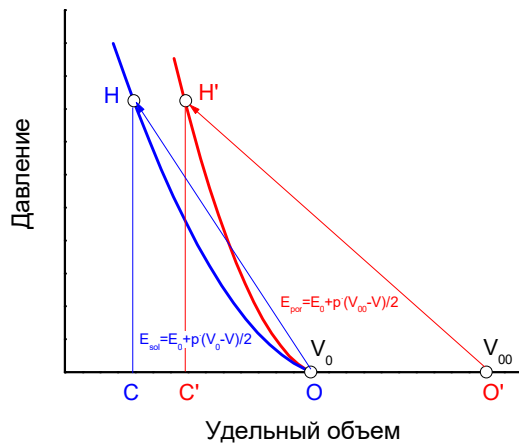


Рис. 1.11. Ударное сжатие пористых сред.

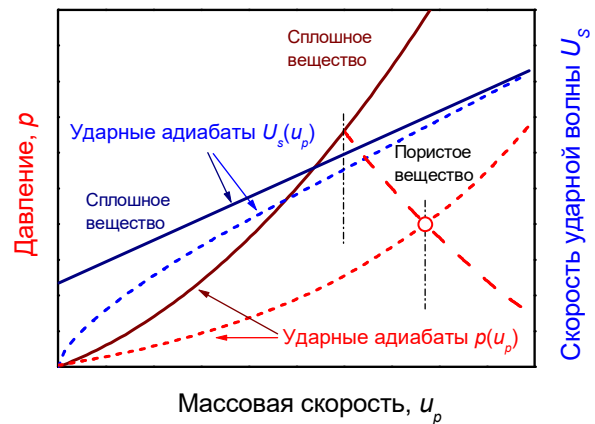


Рис. 1.12. Взаимное положение ударных адиабат сплошных и пористых сред в координатах массовая скорость – скорость ударной волны и массовая скорость – давление.

§ 1.4. Устойчивость ударных волн, многоволновые конфигурации и ударные волны разрежения в среде с аномальной сжимаемостью.

Ударные волны распространяются со сверхзвуковой скоростью относительно вещества перед волной, однако возмущения в ударно-сжатом веществе нагоняют фронт ударной волны. Тот факт, что ударная волна является дозвуковой относительно ударно-сжатого вещества, обеспечивает ее устойчивость. Волны сжатия трансформируются в ударные разрывы вследствие того, что скорость звука с ростом давления возрастает, как это обычно имеет место. Однако существуют материалы, сжимаемость которых изменяется с давлением немонотонным образом как это показано на рис. 1.13. На рис. 1.14 для этого материала показана зависимость скорости распространения возмущений от давления. Если рассмотреть эволюцию «плавной» волны сжатия с конечным давлением p , $p_B < p < p_E$ в таком материале, то мы увидим, что крутизна ее начального участка с ростом давления от нуля до p_B возрастает по мере распространения. Начиная с точки В скорость распространения возмущений в сжатом веществе оказывается меньшей, чем скорость формирующейся ударной волны, эти возмущения отстают и не участвуют в образовании ударного скачка. В области более высоких давлений скорость возмущений вновь возрастает по мере сжатия, поэтому формирование ударной волны в этой области вновь становится возможным. В результате плавная волна сжатия эволюционирует в две ударные волны АВ и CD (рис. 1.15), распространяющиеся друг за другом с разными скоростями, и расширяющуюся область плавного роста ВС между ними. Участок BCDE ударной адиабаты на рис. 1.13 называют «закрытой областью». Состояния вещества, соответствующие этому участку не могут быть достигнуты одним ударным скачком из начального состояния А. При увеличении давления ударного сжатия до значения p_E , соответствующего точке пересечения экстраполяции линии Рэля АВ с верхней ветвью ударной адиабаты (рис. 1.13), скорость второй ударной волны становится равной скорости первой волны, двухволновая конфигурация исчезает. При разгрузке сжатого вещества немонотонное изменение скорости звука по мере уменьшения давления приводит к формированию ударной волны разрежения m–n (рис. 1.15).

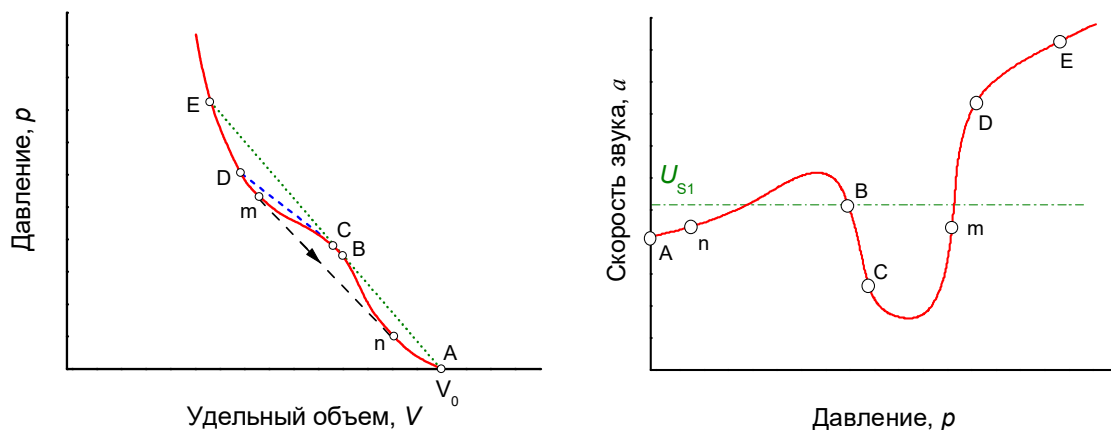


Рис. 1.13. Пример аномальной сжимаемости. Для простоты иллюстрации ударная адиабата и изэнтропа представлены единой кривой.

Рис. 1.14. Зависимость скорости звука от давления в веществе с аномальной сжимаемостью. Обозначения те же, что на рис. 1.12. U_{S1} – скорость первой ударной волны АВ.

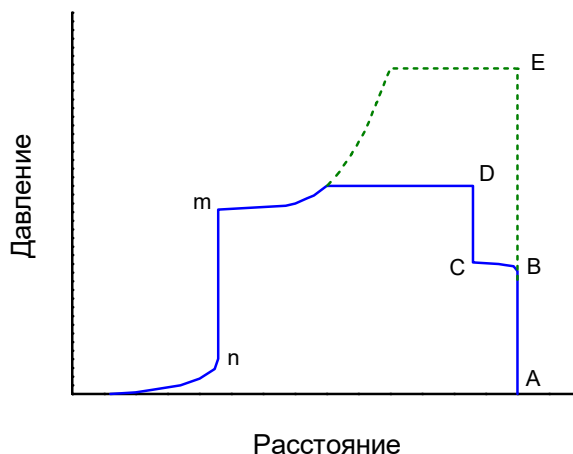


Рис. 1.15. Импульс сжатия в веществе с аномальной сжимаемостью. Обозначения соответствуют рисункам 1.13 и 1.14.

§ 1.5. Распады разрывов и волновые взаимодействия.

Ударные волны и простые волны Римана составляют важный класс автомодельных («самоподобных», не зависящих от времени) течений, на котором основываются динамические методы изучения уравнений состояния вещества. При этом диагностика измеряемых состояний основывается на решении задачи о распаде произвольного разрыва. Решение задачи о распаде разрыва представляет собой комбинацию ударных волн и центрированных волн разрежения, распространяющихся от места первоначального разрыва и разделенных областью постоянства параметров состояния. Анализ распадов разрывов и других волновых взаимодействий является необходимым элементом экспериментов с ударными волнами.

В задачах о распаде разрыва нас будут интересовать два типичных случая: 1 – в обе стороны от разрыва распространяются ударные волны; 2 – в одну сторону движется ударная волна, а в другую – центрированная волна разрежения. Соответствующие

профили давления и фазовые траектории процессов на диаграммах $p-u_p$ представлены на рис. 1.16, 1.17. Ситуация с двумя ударными волнами имеет место, например, при соударении пластин или при отражении ударной волны от границы раздела с веществом, имеющим более высокий динамический импеданс ρc . Второй случай реализуется при отражении ударной волны от границы раздела с менее жесткой средой (то есть средой, имеющей меньший динамический импеданс).

Анализ распадов разрывов проводится обычно путем параллельного построения диаграмм $t-x$ и $p-u_p$. Волны сжатия и разрежения, образующиеся в результате распада разрыва, должны переводить вещество по обе стороны от его первоначального положения в состояния с равными значениями давления p и массовой скорости u_p . Следовательно, искомые значения p , u_p должны одновременно удовлетворять двум зависимостям $p(u_p)$, которые описывают изменения состояния для волн положительного и отрицательного направления. При анализе распадов разрывов следует учитывать, что для волн положительного направления наклон фазовых траекторий $\partial p / \partial u_p > 0$, а для волн, движущихся в отрицательном направлении, $\partial p / \partial u_p < 0$.

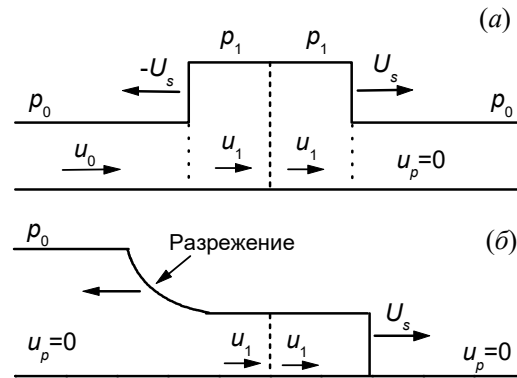


Рис. 1.16. Эпюры давления, формируемые в результате распадов разрывов в распределениях массовой скорости (а) и давления (б). Вертикальные пунктирные линии показывают начальные положения разрывов, стрелками в нижней части показаны направления движения вещества, стрелками вверх – направления распространения волн.

В результате распада разрыва в скоростях частиц (рис. 1.16, а) от 0 до u_0 формируются две ударные волны, одна из которых распространяется в положительном направлении, а другая – в отрицательном. Состояния ударно-сжатого вещества за этими волнами должны удовлетворять соответствующим ударным адиабатам на рис. 1.17, а. Для волны положительного направления ударная адиабата в координатах p, u_p имеет положительный наклон и проходит через точку $p=p_0$, $u_p=u_0$, описывающую начальное состояние частиц вещества справа от разрыва. Для волны отрицательного направления ($U_s < 0$) ударная адиабата имеет отрицательный наклон и проходит через точку $p=p_0$, $u_p=0$, описывающую начальное состояние частиц слева от разрыва. Условие равных давлений и массовых скоростей удовлетворяется в точке $p=p_1$, $u_p=u_1$ пересечения этих двух ударных адиабат.

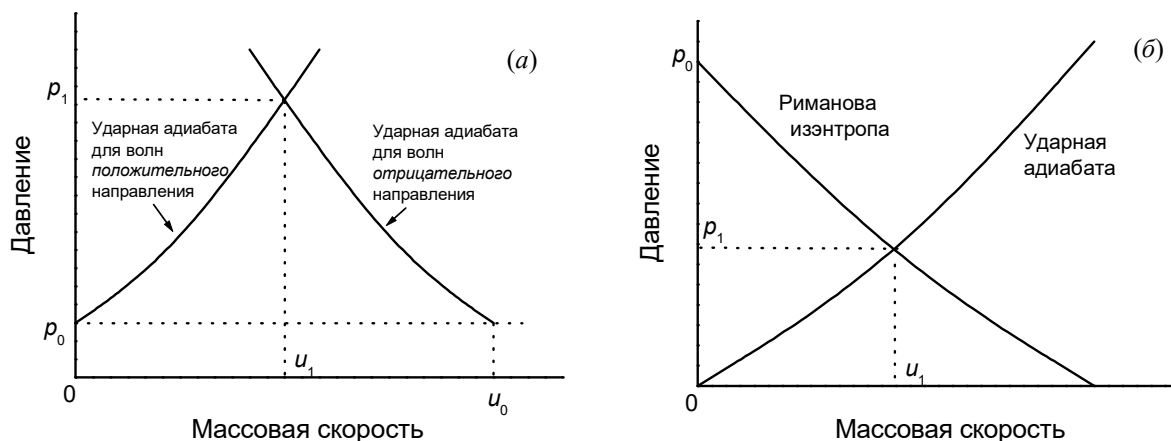


Рис. 1.17. Диаграммы массовая скорость – давление для распадов разрывов, показанных на рис. 1.16.

В результате распада разрыва в давлениях от 0 до p_0 (рис. 1.16, б) образуются ударная волна и волна разрежения. В показанном примере ударная волна распространяется в несжатое вещество в положительном направлении, а волна разрежения распространяется через сжатое вещество в отрицательном направлении. Эта волна разрежения является простой, поэтому процесс разгрузки сжатого вещества описывается Римановой изэнтропой с отрицательным наклоном, проходящей через точку начального состояния $p=p_0$, $u_p=0$. Результат распада разрыва соответствует точке пересечения этих ударной адиабаты и Римановой изэнтропы в координатах p, u_p (1.16, б).

§ 1.6. Детонационная волна

Детонацией называют процесс химического превращения взрывчатых веществ (ВВ), происходящий в очень тонком слое и распространяющийся со сверхзвуковой скоростью. В соответствии с теорией Я.Б.Зельдовича детонационное превращение взрывчатых веществ осуществляется под действием ударной волны, которая, распространяясь по заряду, возбуждает экзотермическую химическую реакцию. В свою очередь, часть высвобожденной энергии расходуется на поддержание дальнейшего движения ударной волны. Существует стационарная скорость самоподдерживающейся детонации, которая не зависит от инициирующего импульса и определяется только энергией, выделяющейся при химической реакции (теплотой взрыва), и уравнением состояния продуктов детонации.

Для детонационной волны справедливы те же уравнения сохранения массы и количества движения, что и для ударной волны. В уравнении сохранения энергии (1.14) должно быть учтено выделение энергии в результате химической реакции:

$$E - E_0 = q' - \frac{p(V - V_0)}{2} \quad (1.21)$$

где q' – калорийность ВВ (количество выделившейся энергии на единицу массы). Если известно уравнение состояния продуктов взрыва $E(p, V)$, то уравнение (1.21) позволяет построить в плоскости (p, V) кривую возможных состояний за детонационной волной – так называемую детонационную адиабату.

Структура плоской детонационной волны показана на рис. 1.18. Согласно теории

Я.Б. Зельдовича детонационный комплекс включает в себя ударный скачок, зону химической реакции (“химпик”) постоянной ширины и нестационарную область расширяющихся продуктов взрыва. Химические реакции требуют для своего завершения определенного конечного времени, определяемого их кинетикой. Скорость химических реакций экспоненциально возрастает с температурой. Сжатие и адиабатический разогрев вещества в ударной волне происходят чрезвычайно быстро, химические реакции за это время произойти не успевают, поэтому состояние частиц вещества непосредственно за ударным скачком соответствует ударной адиабате непрореагировавшего ВВ. Ударная волна инициирует экзотермические химические реакции в ВВ, состав и температура ударно-сжатого вещества при этом изменяются. В процессе энерговыведения и образования продуктов химического превращения состояние вещества отклоняется от ударной адиабаты непрореагировавшего ВВ. Из условия постоянства скорости стационарной детонационной волны следует, что изменения давления и удельного объема вещества в зоне реакции должны происходить вдоль линии Рэлея $p = \rho_0^2 U_S^2 (V_0 - V)$.

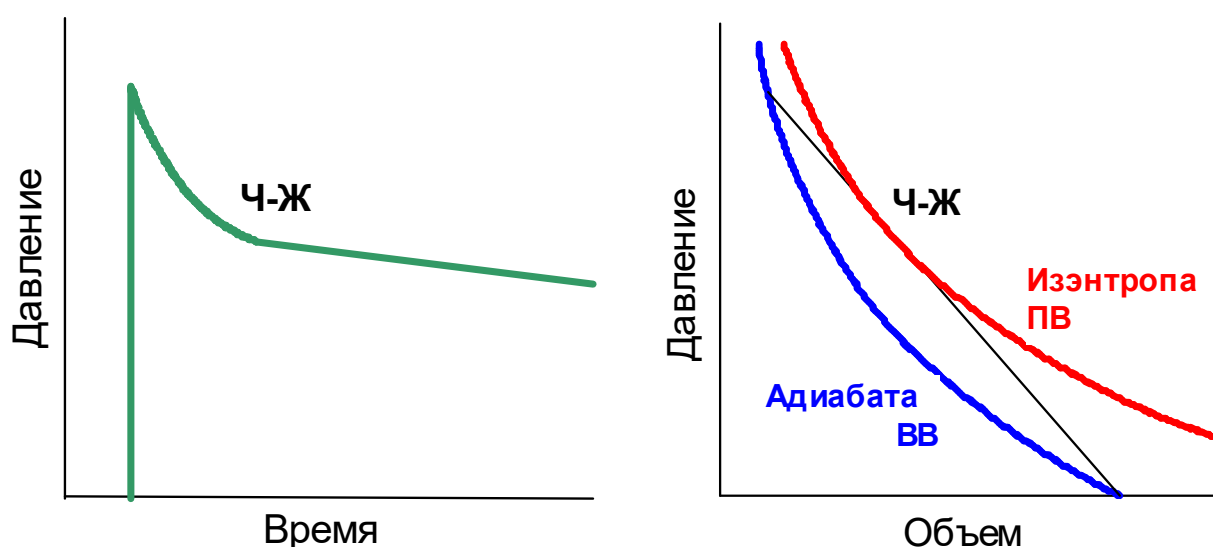


Рис. 1.18. Структура плоской детонационной волны и изменение состояния ВВ в зоне химической реакции. Ч-Ж – точка Чепмена-Жуге.

В конце зоны реакции выполняется условие равенства скорости потока вещества относительно фронта детонационной волны и местной Лагранжевой скорости звука (условие Чепмена-Жуге). На графике $p - V$ условие Чепмена-Жуге требует, чтобы линия Рэлея, описывающая изменение состояния ВВ в зоне реакции, касалась изэнтропы продуктов взрыва (ПВ). Одновременно имеет место касание детонационной адиабаты. Движение вещества в области разлета продуктов взрыва является сверхзвуковым относительно детонационной волны, поэтому возмущения из этой области не проникают в зону реакции и не могут оказывать влияние на скорость детонации. Внутри зоны реакции имеет место дозвуковое течение, чем обеспечивается поступление выделяющейся энергии на фронт ударной волны. Условие Чепмена-Жуге, называемое еще правилом отбора, определяет скорость распространения плоской стационарной детонационной волны D . Иными словами, скорость детонации полностью определяется уравнением состояния продуктов взрыва, теплотой взрыва и начальной плотностью взрывчатого вещества. Точку касания на графике $p - V$ называют точкой Чепмена-Жуге, а плоскость в одномерной детонационной волне, на которой скорость распространения возмущений становится равной скорости детонации, называют плоскостью Чепмена-Жуге.

Существует критический диаметр заряда ВВ, такой, что заряды меньшего диаметра

оказываются неспособными к самоподдерживающейся детонации. Объяснение этому явлению было дано Ю.Б.Харитонов на основании того факта, что для завершения энергосыделения в детонационной волне необходимо определенное время. Согласно принципу Харитона критические условия детонации определяются равенством времени реакции сжатого вещества и времени его бокового разлета. Скорость и давление детонации уменьшаются с приближением диаметра заряда твердого взрывчатого вещества к критической величине.

Глава 2. Методы генерации ударных волн и регистрации газодинамических параметров в динамических экспериментах.

В этой главе будут кратко рассмотрены способы возбуждения и регистрации импульсов ударной нагрузки в конденсированных средах, используемые для получения информации о сжимаемости вещества, его механических и кинетических свойствах. Более подробное описание экспериментальной техники и соответствующую библиографию можно найти в [3, 4].

Активные исследования в области физики ударных волн были начаты во время второй мировой войны с целью получения термодинамических уравнений состояния конденсированных сред в широком диапазоне давлений и температур. Для проведения необходимых измерений ударной сжимаемости веществ в этот период были созданы взрывные генераторы плоских ударных волн, разработаны дискретные методы измерения скорости ударных волн и скорости движения поверхности образца. Логика дальнейшего развития экспериментальной техники привела к разработке способов непрерывной регистрации давления и массовой скорости в полных импульсах ударной нагрузки, что открыло новые возможности для исследований механических и кинетических свойств различных материалов и химически активных веществ в условиях ударно-волнового нагружения. Радикальное улучшение пространственного и временного разрешения современных методов измерений сделало возможным исследования экстремальных состояний в лабораторных условиях с применением перспективных генераторов интенсивной импульсной нагрузки, таких, как лазеры, релятивистские электронные и ионные пучки.

§ 2.1. Взрывные генераторы плоских ударных волн

Простейшим способом возбуждения в твердом теле ударной волны с амплитудой в несколько десятков гигапаскалей является подрыв на поверхности образца заряда химического взрывчатого вещества (ВВ). Для простоты интерпретации результатов измерений желательно иметь в образце плоскую стационарную ударную волну. Плоские ударные и детонационные волны формируются с помощью различных плоскостных генераторов.

Чаще всего в качестве плоскостного генератора используются конические взрывные линзы (рис 2.1), принцип действия которых основан на использовании элементов с различной скоростью детонации или ударной волны. Подобные взрывные линзы состоят из наружного конического заряда ВВ с высокой скоростью детонации и вкладыша из ВВ с низкой скоростью детонации (обычно – смесь бариевой селитры с тротилом - баратол) или инертного материала (обычно – свинец или парафин). Высокоскоростная детонация в наружном конусе возбуждает во вкладыше детонационную или ударную волну, наклоненную к образующей конуса под некоторым углом ν , определяемым соотношением волновых скоростей в наружном и внутреннем элементах:

$\sin \varphi = D_{\text{вкл}}/D_{\text{кон}}$. Угол раствора конуса ψ выбирается таким, чтобы на основание вкладыша выходила плоская волна: $\psi = \pi - \varphi$.

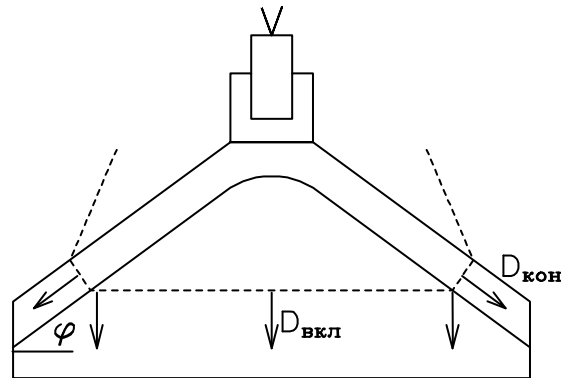


Рис. 2.1. Взрывная линза

В детонационной волне непосредственно за ударным скачком начинается спад давления вследствие разлета продуктов взрыва. Для стационарности ударно-волнового процесса необходимо сформировать область постоянных параметров за ударным скачком. Импульсы ударной нагрузки с постоянным, в течение некоторого времени, давлением за ударным скачком генерируются ударом пластины. Достаточно большие поперечные размеры ударника и образца обеспечивают одномерность движения среды в течение промежутка времени, необходимого для измерений. Одномерность процесса нарушается волнами разгрузки, распространяющимися от боковых поверхностей ударника и образца (рис.2.2). Чем большее требуемое время регистрации, тем больше должен быть диаметр плоской части ударника.

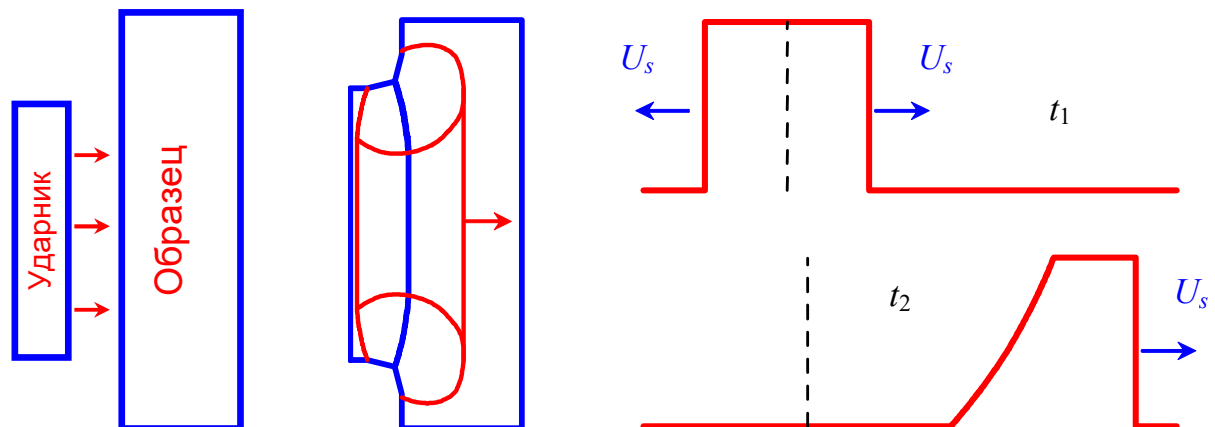


Рис. 2.2. Генерация импульса сжатия ударом пластины

В момент соударения в ударнике и образце возбуждаются ударные волны, расходящиеся от поверхности соударения. Параметры ударной волны в образце определяются из условия равенства давлений и массовых скоростей по обе стороны от поверхности соударения и их соответствия ударным адиабатам ударника и образца. Искомые параметры соответствуют точке пересечения в координатах p, u ударной адиабаты материала образца и ударной адиабаты торможения материала ударника. На тыльной поверхности ударника происходит отражение ударной волны. Появляется волна разрежения, распространяющаяся по образцу со скоростью звука. В течение времени

циркуляции волн в ударнике на поверхности соударения поддерживается постоянное давление. Одномерность процесса на оси соударения поддерживается до тех пор, пока не сойдется боковая волна разрежения. Этим определяется минимальное соотношение диаметра ударника d к его толщине δ . Обычно при регистрации полного волнового профиля (ударная волна и следующая за ней волна разрежения) отношение d/δ берется значительно больше 5. Аналогичные требования предъявляются к размерам образца.

Метание ударников осуществляется детонацией зарядов взрывчатого вещества, с помощью пороховых или пневматических пушек или других устройств. На рис. 2.3 приведена типичная схема взрывных метательных устройств, широко используемых в экспериментальной физике высоких динамических давлений. Подобные устройства дают возможность разгонять металлические или пластмассовые ударники толщиной 1-10 мм до скоростей порядка 1-6 км/с. Ударник сохраняет плоскую форму в центральной части несмотря на то, что из-за радиального разлета продуктов взрыва давление на периферии заряда падает быстрее, чем у его оси. Коррекция импульса давления, действующего на край ударника, достигается использованием фокусирующего кольца, которое вызывает подъем давления на периферии заряда при отражении детонационной волны и дополнительное натекание продуктов взрыва в полость над ударником. Полость служит также для "смягчения" процесса нагружения ударника и предотвращения его откольного разрушения. При заданных массе заряда взрывчатого вещества и поперечных размеров ударника скорость метания тем больше, чем меньше толщина и плотность метаемой пластины. Естественным ограничением на скорость метания является скорость разлета продуктов взрыва в атмосферу, которая примерно равна скорости детонации.

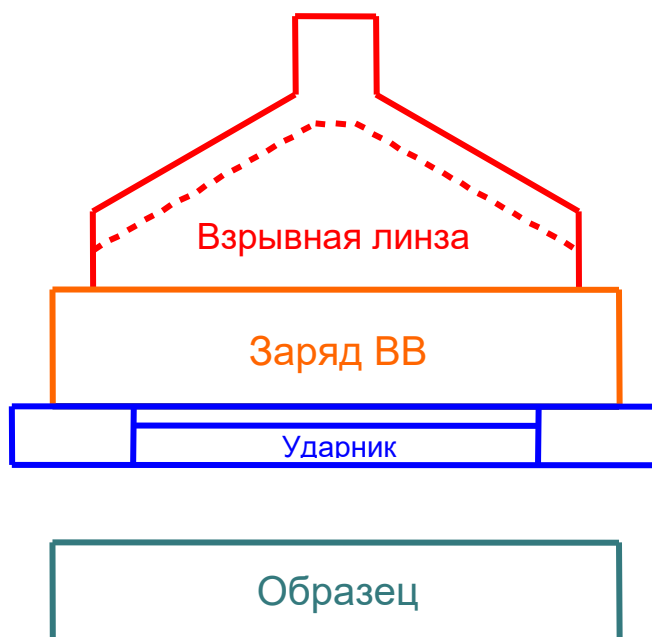


Рис. 2.3. Схема взрывного метательного устройства

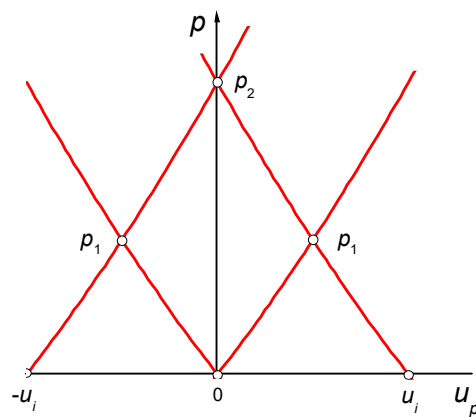
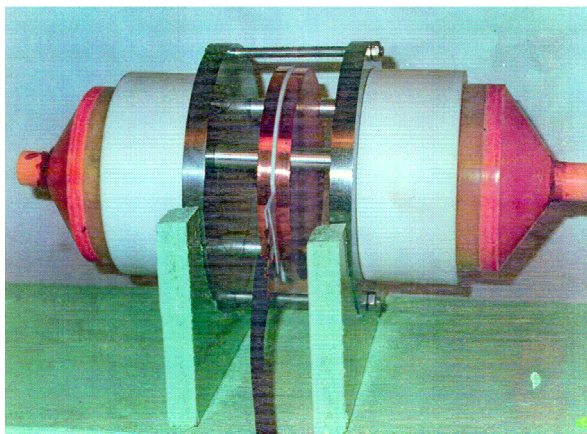


Рис. 2.4. Взрывное устройство для генерации встречных ударных волн и схема волновых взаимодействий при встречном ударе

Одним из преимуществ взрывного метания пластин-ударников является возможность организации симметричного удара, при котором в образце генерируются одновременно две ударные волны, распространяющиеся навстречу друг другу. Взаимодействие встречных ударных волн обеспечивает возможность достижения более высоких давлений при сохранении относительно большой длительности их действия. Фотография такого экспериментального устройства и схема волновых взаимодействий при встречном ударе показаны на рис. 2.4. Ударом пластин, имеющих скорости u_i и $-u_i$, в мишени генерируются ударные волны с давлением p_1 , распространяющиеся навстречу друг другу. После их столкновения образуются ударные волны со скачком давления от p_1 до p_2 , которые распространяются в ударно-сжатом веществе от плоскости их встречи к поверхностям удара. Давление p_2 за этими волнами более чем вдвое превышает величину давления p_1 .

Устройства со встречным ударом используются для измерений электропроводности различных веществ в зависимости от давления. При этом исследуемое вещество в виде фольги или пленки помещается между полимерными изолирующими прокладками и вместе с ними зажимается между пластинами высокоимпедансного материала – обычно меди или сапфира. В этих условиях имеют место многократные отражения волн в низкоимпедансной прокладке, приводящие к ступенчатому росту давления как это показано на рис. 2.5. Процесс заканчивается тем, что давление в прокладке устанавливается равным давлению ударного сжатия основных пластин. Размещение исследуемого вещества в виде прослойки между пластинами высокоимпедансного материала применяется для исследования его свойств в условиях квазиизэнтропического сжатия. В таких веществах, как сжиженный водород и другие газы, очень трудно получить ударом давления мегабарного диапазона, а такая постановка экспериментов позволяет решить проблему.



Рис. 2.5. Многократные отражения волн в тонкой прокладке между пластинами высокоимпедансного материала.

При сохранении непосредственного контакта между ударником и продуктами взрыва трудно получить скорость метания ниже 1 км/с. Для снижения скорости используются пластины-ослабители из материала с более высоким, чем у ударника, динамическим импедансом. Схема такого устройства и диаграмма волновых взаимодействий приведены на рис. 2.6. Взрывная линза создает в пластине-ослабителе ударную волну с параметрами, соответствующими на p, u -диаграмме точке "О". Из-за различия динамических жесткостей материалов ослабителя и ударника последний при выходе ударной волны на его тыльную поверхность приобретает скорость более высокую, чем ослабитель. В результате ударник отделяется от ослабителя.

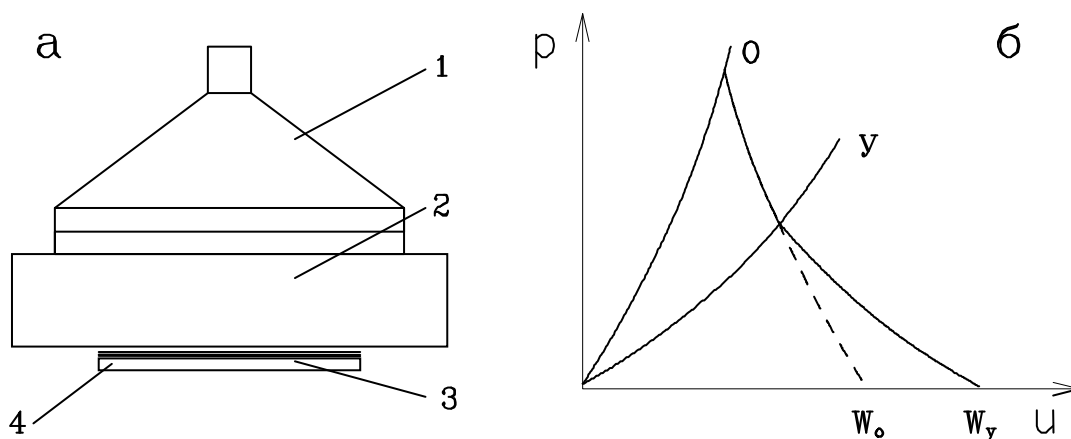


Рис. 2.6. Низкоскоростное метание плоских пластин ударной волной. а - схема взрывного устройства: 1 - взрывная линза; 2 - пластина-ослабитель; 3 - "амортизирующая" прокладка из материала с малым динамическим импедансом; 4 - метаемая пластина-ударник. б - диаграмма волновых взаимодействий: О, У – ударные адиабаты пластины-ослабителя и ударника; W_0 , W_y - скорости поверхностей пластины-ослабителя и ударника.



Рис. 2.7. Внешний вид экспериментальной сборки.

На рис. 2.7. показан пример экспериментальной сборки со стальным ослабителем для низкоскоростного метания плоского алюминиевого ударника.

§ 2.2. Баллистические установки для экспериментов с ударными волнами

Взрывные генераторы ударных волн компактны, дешевы и обеспечивают широкий диапазон амплитуд и длительностей импульсов нагрузки. Однако разрушающее действие взрыва накладывает специфические требования безопасности. Для работы с такими устройствами необходимы специальные дорогостоящие взрывные камеры или полигоны, а также технологическое оборудование для дистанционного изготовления высококачественных профилированных зарядов. Альтернативным решением является использование гладкоствольных баллистических установок. Бесспорным преимуществом таких установок является возможность плавной регулировки скорости соударения, обеспечение минимального и контролируемого в каждом опыте перегиба ударника относительно плоскости образца, высокая однородность области одномерного течения за фронтом ударной волны в образце. Для измерений ударной сжимаемости важно также, что ударник в процессе разгона практически не претерпевает разогрева, как это имеет место в случае использования взрывных устройств.

Для исследований механических свойств материалов при ударноволновом нагружении обычно используют пневматические пушки с калибром 25 – 100 мм. При длине ствола до 14 м и начальном давлении сжатого газа (азот или гелий) до 150 атм на таких установках получают скорости метания в диапазоне от 100 до 1500 м/с. Скорости метания пороховых пушек составляют 400-2500 м/с. Плоский ударник устанавливается на торец пустотелого цилиндрического снаряда. Для достижения наибольшей параллельности соударяющихся плоскостей мишень размещают таким образом, что соударение происходит в момент, когда снаряд еще не полностью вышел из ствола. Метод допускает установку образца и датчиков как на мишени, так и на самом снаряде.

Из баллистики известно, что максимальная скорость снаряда w определяется формулой:

$$w = c_g \sqrt{2f/\gamma(\gamma-1)(m_p/m_g + b_1)} \quad (2.1)$$

где c_g – скорость звука в газе, толкающем снаряд, f – термический коэффициент полезного действия в процессе расширения газа, γ – показатель адиабаты газа, m_p – масса снаряда, m_g – масса газа, b_1 – константа (коэффициент пропорциональности между скоростью снаряда и средней скоростью газа). Это соотношение показывает, что скорость метания ограничена величиной, пропорциональной скорости звука в толкающем газе и не превышает ее. Скорость звука в газе увеличивается с ростом давления и температуры и уменьшением его молекулярного веса. Следовательно, чтобы увеличить скорость метания нужно увеличить температуру и давление в толкающем газе и уменьшить его молекулярный вес μ .

Наибольшие скорости метания достигаются в многоступенчатых легкогазовых установках. Задачей дополнительных ступеней является подогрев и сжатие легкого толкающего газа. На рис. 2.8 приведена схема двухступенчатой установки. В камере 4 находится легкий газ, сжатие и адиабатический разогрев которого производится поршнем 2, приводимым в движение пороховыми газами. После того, как давление в легкогазовой камере достигнет заданной величины, начинается движение снаряда 5. Начальное давление легкого газа составляет обычно 10-100 атм, а в момент выстрела оно может достигать 10000 атм.

Максимальная скорость метания, полученная на двухступенчатой легкогазовой установке, достигает величины второй космической скорости 11,2 км/с при массе снаряда 0,04 г и калибре 5,6 мм. Для экспериментов с плоскими ударными волнами применяются двухступенчатые легкогазовые установки с калибром ствола 12-25 мм и длиной до 50 м, на которых получены скорости метания до 8 км/с.

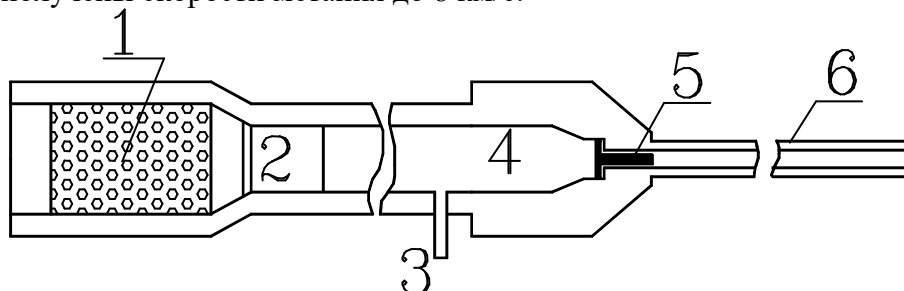


Рис. 2.8. Схема двухступенчатой баллистической установки.

На рис. 2.9 показана двухступенчатая легкогазовая пушка для экспериментов с ударными волнами Лаборатории Сандиа (США). Баллистические установки, предназначенные для ударно-волновых измерений, обычно оснащаются системой датчиков для измерений скорости и относительного перегиба снаряда в каждом опыте, точной синхронизации измерительной аппаратуры и определения возможного искривления поверхности ударника в процессе разгона. Ствол перед снарядом и пространство вокруг образца вакуумируются. В целом двухступенчатая баллистическая установка представляет собой довольно сложное и дорогое сооружение с длительным циклом подготовки и проведения опыта и восстановления готовности к последующей работе.

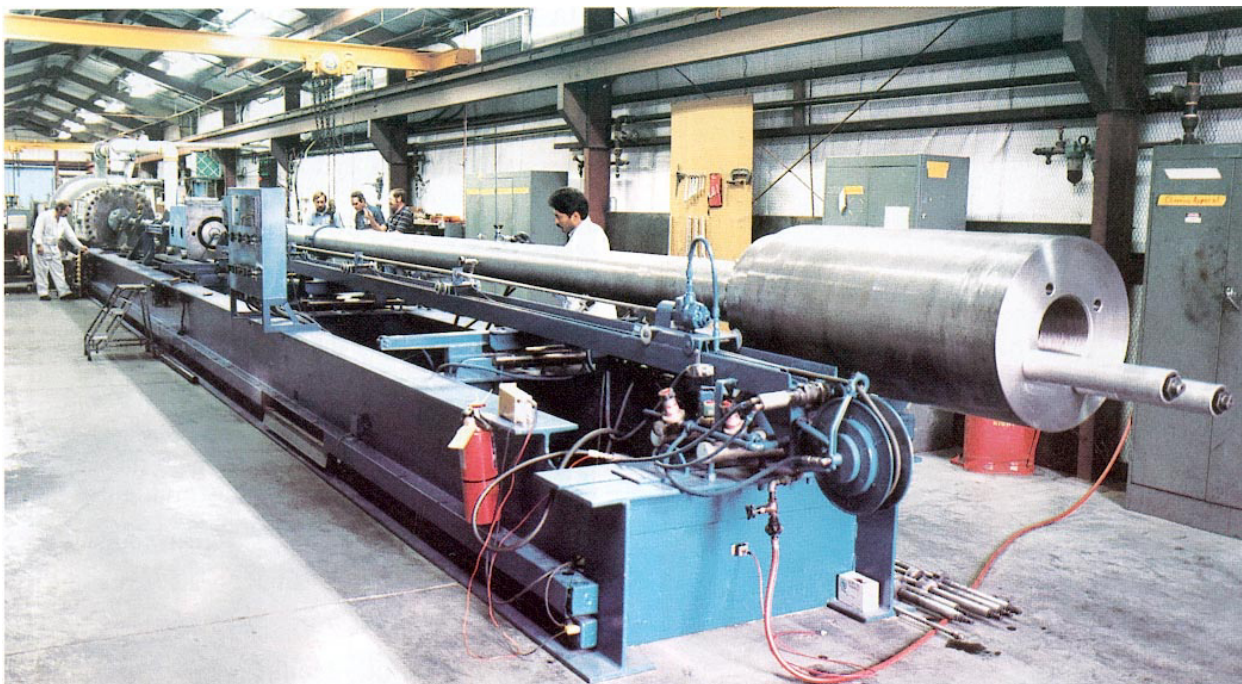


Рис. 2.9. Двухступенчатая легкогазовая пушка для экспериментов с ударными волнами Лаборатории Сандиа (США)

§ 2.3. Перспективные генераторы высоких динамических давлений

Взрывные и баллистические генераторы плоских ударных волн являются сейчас основными инструментами в физике высоких динамических давлений. Стремление к дальнейшему продвижению в область недоступных ранее параметров и организации ударно-волновых исследований в условиях обычной физической лаборатории побуждает к использованию новых, нетрадиционных способов интенсивного динамического воздействия на вещество. В качестве перспективных источников высоких динамических давлений предлагается использовать электровзрывные устройства, импульсные лазеры большой мощности и сильноточные ускорители электронов и ионов.

Электрический взрыв проводников, возникающий при разряде на них конденсаторной батареи, используется для метания тонких пластин в экспериментах с ударными волнами. В последнем случае образующаяся в результате электровзрыва плотная плазма плоского проводника (фольги) толкает поршень из диэлектрического материала, на котором может быть размещен дополнительный тонкий ударник из материала с высоким динамическим импедансом. Варьированием напряжения и емкости конденсаторной батареи, размеров взрывающейся фольги удается изменять удельную энергию электровзрыва в широких пределах и тем самым варьировать скорости метания тонких ударников от 10-100 м/с до 18 км/с и более.

Для генерации импульсов сжатия в ряде исследований используются мощные импульсы лазерного или корпускулярного излучения. Для того, чтобы понять механизм такого способа генерации волн сжатия, проанализируем механическое действие мгновенного объемного тепловыделения, которое имеет место, например, при воздействии на преграду интенсивного импульса проникающего излучения (рис. 2.10).

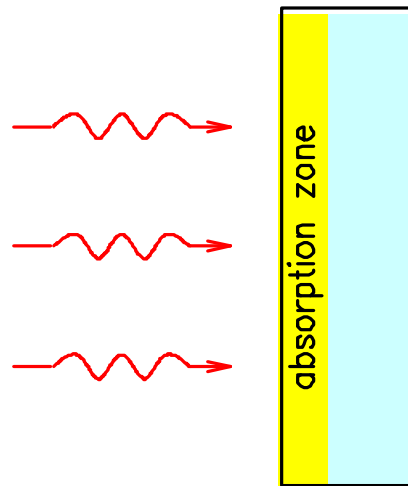


Рис. 2.10. Воздействие импульса проникающего излучения на твердую мишень

Поглощение излучения в приповерхностных слоях преграды вызывает рост температуры этих слоев. Если длительность воздействия достаточно мала, так что движение поверхностей преграды не успевает заметно повлиять на процесс взаимодействия излучения с веществом, то разогрев последнего происходит практически при постоянном объеме и сопровождается ростом давления. По мере увеличения расстояния h в преграде от ее поверхности величина поглощенной энергии и, соответственно, давление изменяются. Будем для простоты примера считать, что максимум поглощенной энергии располагается в непосредственной близости от поверхности преграды, "освещаемой" излучением. Так как поверхность преграды не зафиксирована, свободна, то область повышенного давления внутри нее не может достаточно долго существовать. На поверхности образуется волна разрежения, в которой происходит спад давления. С другой стороны, сама зона повышенного давления внутри преграды порождает волну сжатия, которая затем распространяется вглубь преграды.

Рассмотрим процесс волновых взаимодействий в акустическом приближении, справедливом для не слишком больших разогревов и давлений, когда не происходит испарение вещества, а изменения скорости звука не существенны. В начальный момент непосредственно после мгновенного облучения скорости частиц преграды равны нулю. На диаграмме $p - u$, показанной на рис. 2.11а, их состояния описываются точками, лежащими на оси давлений. Информация об изменении состояния в каждой точке нагретого слоя распространяется звуковыми возмущениями вглубь тела и к его облучаемой поверхности. Последующие значения давления p и массовой скорости вещества в каждой точке отыскиваются на пересечении Римановых траекторий изменения состояния вещества вдоль характеристик C_+ и C_- , пересекающихся в данной точке в данный момент времени. Так, например, максимальные значения давления p_∞ и массовой скорости u_∞ в удаленной от поверхности точке, где поглощенная энергия равна нулю, соответствует на p, u -диаграмме пересечению прямых $p = \rho c u$ (начальное состояние для C_- -характеристики $p_0 = 0, u = 0$) и $p = p_m - \rho c u$ (начальное состояние для C_+ -характеристики $p = p_m, u = 0$). Таким образом, на удалении:

$$u_\infty = \frac{p_m}{\rho c}, \quad p_\infty = \rho c u_\infty = \frac{p_m}{2}.$$

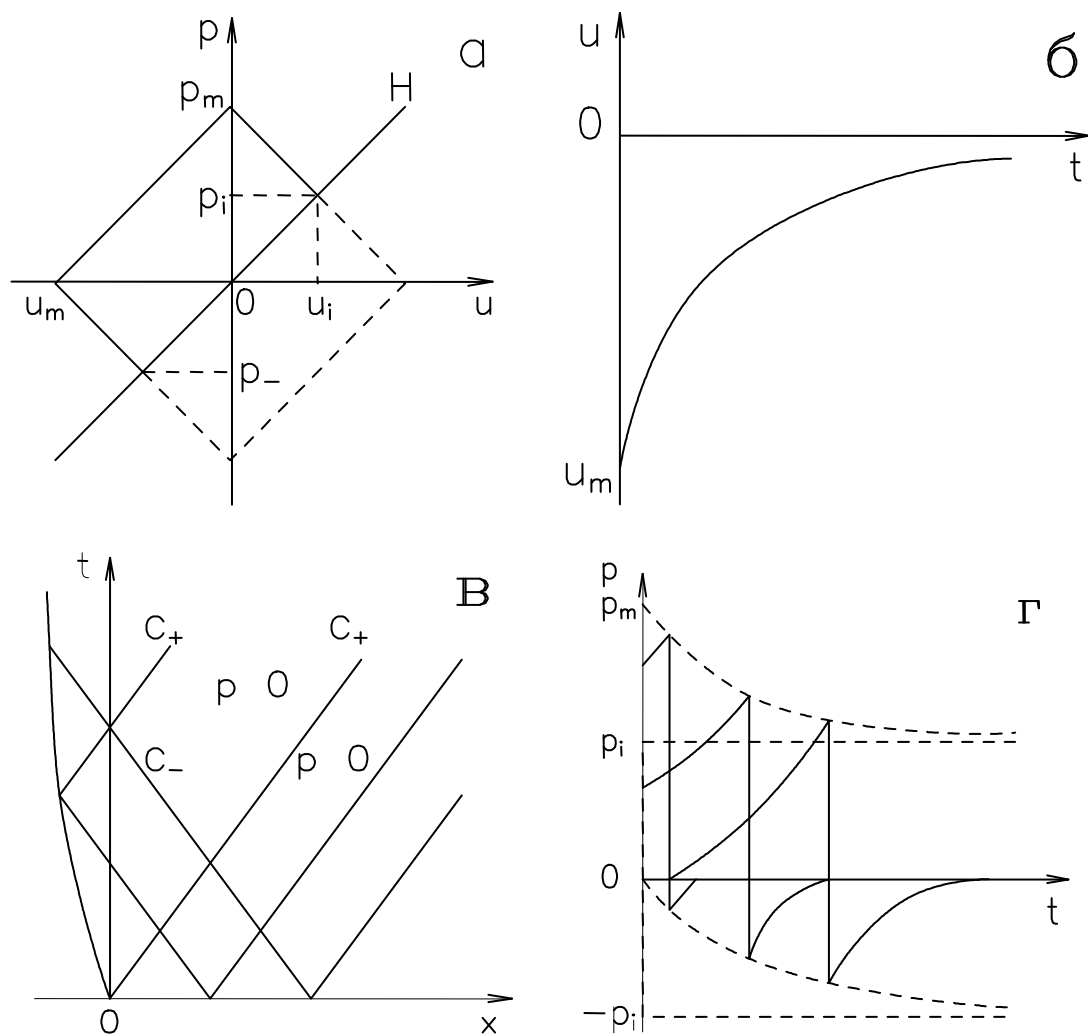


Рис. 2.11. Диаграммы волновых взаимодействий и эволюция импульса давления, генерируемого импульсным тепловыделением в поверхностном слое мишени.

Максимальная скорость движения поверхности навстречу падающему излучению, как видно из рис. 2.11а, равна $u_m = -p_m/\rho c$. По мере выхода на поверхность возмущений из внутренних слоев преграды ее скорость уменьшается, как это показано на рис. 2.11б. Расширение преграды сопровождается появлением внутри нее отрицательных давлений, значения которых находятся на пересечении Римановых траекторий для возмущений, идущих из глубины преграды к ее облучаемой поверхности, и возмущений, отраженных от поверхности. На диаграмме $t-x$ (рис. 2.11в) область отрицательных давлений располагается выше выделенной C_- -характеристики, исходящей из начала координат. Максимум абсолютного значения отрицательного давления возрастает по мере распространения отраженной волны вглубь преграды пока не достигнет предельной величины, равной $p_- = \rho c u_m/2 = -p_m/2$.

Максимальное растягивающее напряжение достигается в сечениях, где поглощенная энергия и начальное давление равны нулю. Изменение давления со временем в различных сечениях преграды показано на рис. 2.11г. Таким образом, быстрое объемное энерговыведение формирует в преграде знакопеременный импульс нагрузки, амплитудные значения давления в котором равны половине максимального давления в зоне энерговыведения. Этот вывод подтверждается результатами компьютерного моделирования, показанными на рис. 2.12.

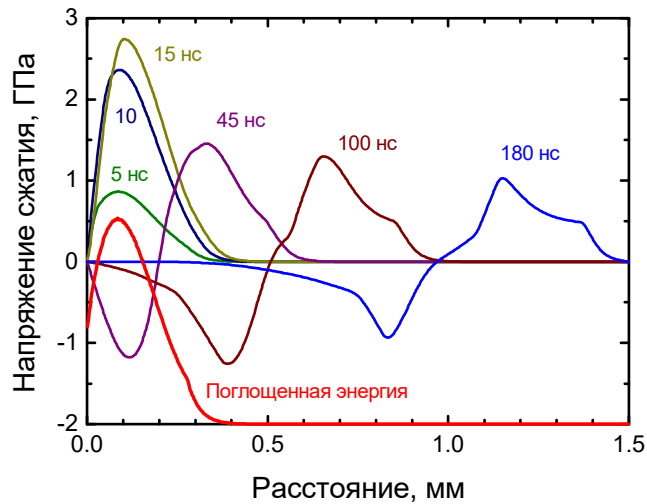


Рис. 2.12. Результаты компьютерного моделирования генерации волн сжатия и растяжения, генерируемых в металлической мишени импульсом электронного излучения длительностью 20 нс.

Высокая концентрация энергии достигается при фокусировке излучения мощных импульсных лазеров на малые, порядка 10^{-4} см², поверхности. Под действием интенсивного излучения поверхностный слой образца испаряется, а возникающий "импульс отдачи" генерирует в мишени ударную волну. Высокие динамические давления создаются импульсами излучения с наносекундной и субнаносекундной длительностью, поэтому все измерения необходимо проводить в мишенях, имеющих толщину несколько десятков микрон. С точки зрения исследований механических свойств материалов преимуществом лазерных воздействий является возможность измерений сопротивления разрушению при кратчайших длительностях ударной нагрузки.

Созданные для целей управляемого термоядерного синтеза и решения прикладных задач мощные ($\sim 10^{14}$ Вт) импульсные генераторы релятивистских электронов и ионов позволяют фокусировать в мишенях интенсивные корпускулярные пучки на площади диаметром в несколько миллиметров. Вкладываемые таким образом удельные мощности $\sim 10^{14} - 10^{18}$ Вт/см² вызывают быстрый разогрев приповерхностных слоев мишени. Характерная глубина поглощения электронов с энергией порядка МэВ в металлах составляет 0.1-1 мм. При достаточно быстром воздействии рост температуры происходит в условиях постоянного объема и сопровождается ростом давления, что порождает волны сжатия в мишени.

§ 2.4. Дискретные методы измерения волновых и массовых скоростей

Динамические методы диагностики основаны на использовании связи количественных и качественных параметров структуры и эволюции волн сжатия и разрежения, которые можно зафиксировать в эксперименте, со свойствами среды. Измерения автомоделных течений типа стационарной ударной волны или простой волны Римана позволяет по найденным из экспериментов кинематическим параметрам определить свойства исследуемого вещества, характеризующие его реакцию на ударную нагрузку. Каждая экспериментальная точка на ударной адиабате определяется по результатам измерений двух независимых параметров ударного сжатия, как правило - скорости ударной волны и массовой скорости за ударным скачком. Давление, удельный объем и удельная внутренняя энергия ударно-сжатого вещества вычисляются затем на основании законов сохранения массы, импульса и энергии в виде (1.12), (1.13), (1.14).

Скорость ударной волны измеряется непосредственно – для этого существует ряд точных дискретных методов. Подавляющее большинство данных об ударной сжимаемости конденсированных сред получено с помощью дискретных методов измерения волновых и массовых скоростей, основанных на применении электроконтактных датчиков или вспыхивающих газовых зазоров.

Электроконтактными датчиками фиксируются моменты прохождения ударной волны или поверхности тела через реперные точки базы измерения U_S или u_p . При замыкании электроконтактного датчика простейшей электрической схемой вырабатывается импульс тока, который регистрируется электронным осциллографом. По полученным осциллограммам определяются промежутки времени между моментами срабатывания нескольких датчиков, установленных на пути ударной волны в образце или на пути движения свободной поверхности. Расстояние между датчиками измеряется с высокой точностью, поэтому по измеренным интервалам времени легко находится скорость ударной волны или скорость движения поверхности образца либо ударника. Установкой многих датчиков в одном опыте обеспечивается фиксация возможных перекоса и искривления волнового фронта, что после введения соответствующих поправок повышает точность измерений. В зависимости от конструкции датчиков разброс моментов их срабатывания может составлять 1-10 нс. Дополнительную погрешность в результаты измерений вносит искажение сигналов в регистрирующей аппаратуре и соединительных кабелях.

Метод вспыхивающих зазоров основан на использовании тонких (~50 мкм) газовых зазоров между блоком оргстекла, через который ведется наблюдение, и поверхностью образца. Под действием ударной волны газ в зазоре адиабатически сжимается и нагревается. Вспышки газа в зазорах фиксируются скоростным фоторегистратором (фотохронографом), работающим в режиме щелевой развертки. Длительность вспышки составляет обычно 10-50 нс в зависимости от толщины зазора. Для получения высокой яркости свечения применяют продувку зазоров аргоном. При интенсивности ударной волны в сотни килобар и более хорошие результаты дает использование воздушных зазоров. Сборка с образцом изготавливается в виде нескольких ступенек, так что вспыхивающие зазоры размещены на различных расстояниях по ходу ударной волны.

Определение массовой скорости основывается обычно на анализе распада разрыва на границе между ударником и образцом или между экраном из эталонного материала и образцом. Если ударник и образец изготовлены из одного материала, то в силу симметрии величина массовой скорости точно равна половине скорости ударника. В других случаях для определения массовой скорости применяется метод "торможения" или метод "отражения".

Метод торможения используется для построения ударной адиабаты по измеренным значениям скорости ударника u_i и скорости ударной волны в образце-мишени U_S . Ударная адиабата материала ударника предполагается известной из независимых измерений. В результате соударения в ударнике и мишени образуются ударные волны, которые расходятся от поверхности контакта между этими объектами. Давление и массовая скорость по обе стороны от контактной поверхности равны и удовлетворяют законам сохранения Рэнкина-Гюгонио и ударным адиабатам как ударника, так и мишени. Их значения ищутся на пересечении в координатах $p - u_p$ ударной адиабаты торможения материала ударника и волнового луча $p = \rho_0 U_S u_p$ для ударной волны в мишени-образце (рис. 2.13).

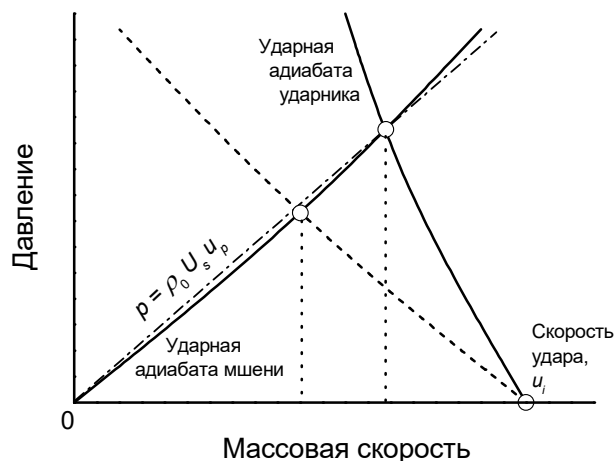


Рис. 2.13. Измерение ударной адиабаты методом торможения.

В методе отражения анализируется отражение ударной волны в эталонном экране от поверхности контакта с образцом. Начальные параметры ударной волны в экране и уравнение состояния последнего предполагаются известными из независимых измерений. В результате отражения на контактной поверхности образуются две волны - ударная волна в образце и, в зависимости от соотношения динамических импедансов, отраженная ударная волна или волна разрежения в экране. Для ударных волн умеренной интенсивности при недальних экстраполяциях состояния вещества в отраженных волнах сжатия и разрежения с хорошей точностью описываются в координатах $p - u_p$ кривой, зеркально симметричной ударной адиабате. По измеренному значению скорости ударной волны в образце U_s и известным параметрам ударной волны в экране давление и массовая скорость на контактной поверхности отыскиваются на пересечении волнового луча $p = \rho_0 U_s u_p$ с зеркальным отражением ударной адиабаты вещества экрана.

Таким образом, метод торможения и метод отражения являются относительными методами, точность которых непосредственно зависит от погрешности уравнения состояния эталонного материала ударника или экрана. Эксперименты с соударением пластин из одного материала в идентичном исходном состоянии обеспечивают абсолютные измерения массовой скорости.

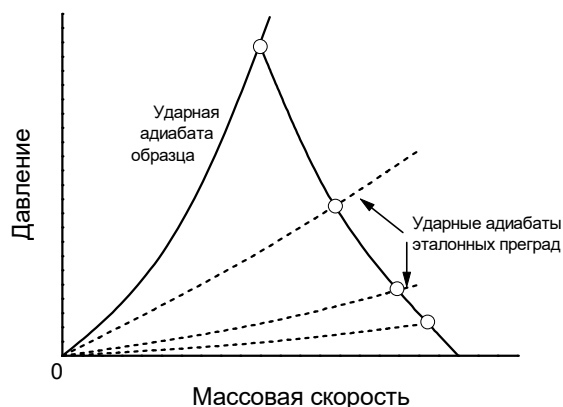


Рис. 2.14. Измерение изэнтропы разгрузки ударно-сжатого вещества методом эталонных преград..

Подобным способом измеряют изэнтропы разгрузки ударно-сжатого вещества. Для

этого непосредственно за образцом располагают низкоимпедансные преграды из веществ, в том числе – газообразных, ударные адиабаты которых известны с хорошей точностью. Измерения скорости ударных волн в преградах дают фактически значения давления и массовой скорости на изэнтропе разгрузки. Набор таких данных используется затем для проверки и уточнения уравнения состояния исследуемого вещества.

Наряду с дискретными измерениями кинематических параметров ударных волн в физике высоких динамических давлений широко применяется непрерывная регистрация волновых профилей давления и массовой скорости вещества. Эти измерения используются для изучения упругопластических и прочностных свойств конденсированных сред, параметров фазовых переходов и химических превращений в ударных волнах.

§ 2.5. Методы непрерывной регистрации профилей массовой скорости

Регистрация профилей массовой скорости в диэлектрических материалах проводится магнитоэлектрическим методом. Метод был предложен и развит академиком Е.К. Завойским первоначально для определения параметров детонации взрывчатых веществ, используемых при создании атомной бомбы. Для измерений скорости в образце исследуемого вещества устанавливается П-образный датчик из тонкой алюминиевой фольги. Экспериментальная сборка размещается в однородном магнитном поле таким образом, чтобы "перекладина" датчика, являющаяся его чувствительным элементом, была перпендикулярна направлению силовых линий поля и параллельна фронту ударной волны (рис. 2.15).

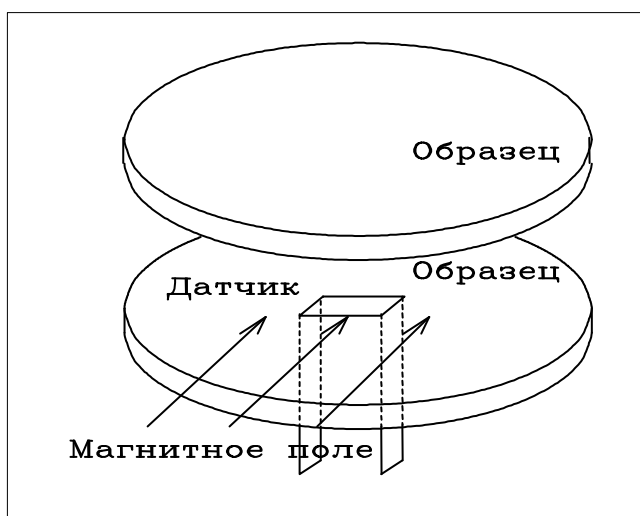


Рис. 2.15. Схема измерений профилей массовой скорости магнитоэлектрическим методом.

В импульсе нагрузки датчик увлекается в движение вместе с окружающим его веществом. При этом на его выводах наводится ЭДС магнитной индукции, равная:

$$U(t) = -u(t) B l ,$$

где l - длина "перекладины" датчика (обычно ~ 10 мм), B - магнитная индукция поля (~ 1 Тесла). Магнитоэлектрический метод регистрации профилей массовой скорости широко используется в экспериментах с взрывчатыми веществами. В качестве источников магнитного поля используются как стационарные, так и импульсные одноразовые

соленоиды. Разработаны способы одновременной регистрации до десяти-двенадцати профилей массовой скорости и тем самым в одном опыте производить измерение эволюции импульса ударного сжатия.

§ 2.3.1. Емкостные датчики скорости

Метод емкостного датчика [5] предназначен для регистрации профилей скорости поверхности металлических образцов. Пример постановки опыта с применением емкостного датчика показан на рис. 2.16. На расстоянии x_0 от поверхности образца устанавливается плоский электрод, составляющий с образцом измерительный конденсатор C с емкостью несколько пикофарад. Напряжение E на конденсатор подается от источника ЭДС через сопротивление нагрузки $R_{вх}$, величина которого (50 Ом) выбирается достаточно малой с тем, чтобы постоянная времени цепи была много меньше характерного времени регистрации. Для поддержания однородности электрического поля в области измерительного электрода применяется охранный кольцо.

Когда после выхода ударной волны на поверхность образца последняя приходит в движение, емкость измерительного конденсатора начинает изменяться и в цепи датчика появляется ток подзарядки, который и фиксируется в процессе измерений. Его сила пропорциональна скорости изменения емкости или скорости движения поверхности образца u_{fs} :

$$i(t) = E \frac{dC}{dt} = \frac{\varepsilon S E}{4\pi x^2(t)} \frac{dx}{dt} = \frac{\varepsilon S E}{4\pi x^2(t)} u_{fs}(t), \quad (2.1)$$

где E – напряжение на источнике ЭДС, ε – диэлектрическая постоянная, S – площадь измерительного электрода, x – расстояние между обкладками в момент времени t , рассчитываемое интегрированием скорости в процессе обработки экспериментальной осциллограммы $i(t)$.

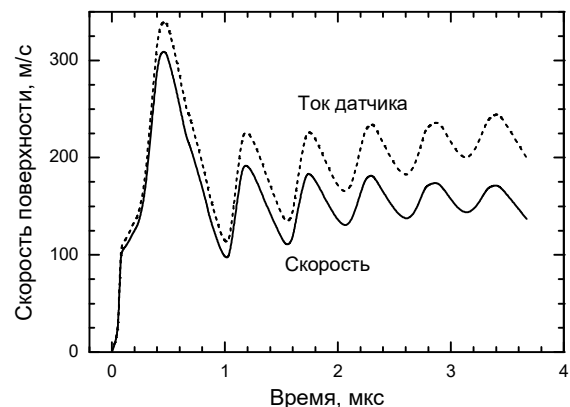
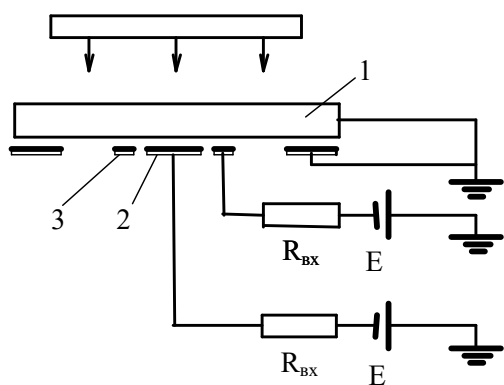


Рис.2.16. Схема опытов по регистрации скорости свободной поверхности образцов методом емкостного датчика: 1 - нагружаемый образец, 2 - измерительный электрод, 3 - охранный кольцо емкостного датчика, E - источник ЭДС, R - сопротивление нагрузки.

Рис. 2.17. Пример осциллограммы опыта с емкостным датчиком и полученный из ее обработки профиль скорости свободной поверхности образца стали 35Х3НМ при ударе тонкой алюминиевой пластиной.

В качестве источника ЭДС используются конденсаторы с емкостью порядка 0,01 мкф, заряжаемые до напряжения 3 кВ. При таком напряжении на источнике характерный уровень сигнала емкостного датчика составляет единицы-десятки милливольт. На рис. 2.17 показана типичная осциллограмма тока, полученная в опыте с емкостным датчиком, и результат ее обработки.

Данный метод является бесконтактным, поэтому его разрешающая способность ограничена, в принципе, лишь разновременностью выхода регистрируемого импульса нагрузки на поверхность образца в контролируемой датчиком области. В зависимости от требуемых разрешающей способности и полного времени регистрации диаметр измерительного электрода и расстояние между ним и поверхностью образца варьируется в пределах 5-25 мм и 1-6 мм соответственно. При минимальном диаметре измерительного электрода 5 мм реальная разрешающая способность датчика составляла в опытах 10-15 нс. Такое временное разрешение для емкостного датчика, по-видимому, является предельным. Дальнейшее уменьшение диаметра измерительного электрода связано с возрастанием неопределенности в интерпретации результатов измерений.

§ 2.3.2. Лазерные измерители скорости движения свободных и контактных поверхностей образцов.

Применение лазеров для измерений скорости вещества в экспериментах с ударными волнами основано на использовании эффекта Доплера. Так как при скорости движения отражающей поверхности $\sim 100-1000$ м/с эффект весьма мал (сдвиг длины волны излучения составляет $\sim 10^{-2} - 10^{-1}$ ангстрем), то для его фиксации используются двухлучевые или многолучевые интерферометры. При этом измерения принимают дифференциальный характер, что существенно повышает их точность. Высокое пространственное разрешение лазерных методов обеспечивается тем, что зондирующее излучение лазера фокусируется на исследуемом образце в пятно диаметром $\sim 0,1$ мм.

На рис. 2.18 приведена схема лазерного доплеровского измерителя скорости VISAR (Velocity Interferometric System for Any Reflection) [6]. Измерение скорости отражающей поверхности производится путем регистрации периодических изменений интенсивности (биений) при интерференции двух лучей когерентного света с близкими длинами волн. В данном случае интерферируют лучи света, отраженного от движущейся поверхности в разные моменты времени. Если скорость отражающей поверхности изменяется, то, вследствие сдвига по времени, величина эффекта Доплера для интерферирующих лучей оказывается различной. Регистрируемые фотоприемниками биения интенсивности имеют частоту, пропорциональную ускорению отражающей поверхности и величине относительного сдвига по времени.

Идея метода реализована в приборе следующим образом. Излучение одночастотного лазера фокусируется на поверхности образца. Отраженный от контролируемой поверхности свет собирается линзой в квазипараллельный пучок и направляется в интерферометр. После сужения во входном телескопе пучок отраженного света расщепляется светоделителем на два луча равной интенсивности, которые направляются в оптически симметричные "плечи" интерферометра. Одно из плеч содержит стеклянную линию задержки, вследствие чего время двукратного прохождения света в этом плече больше, чем в противоположном, на некоторую величину Δt . После отражения от концевых зеркал оба луча возвращаются на светоделитель, где и происходит их интерференция.

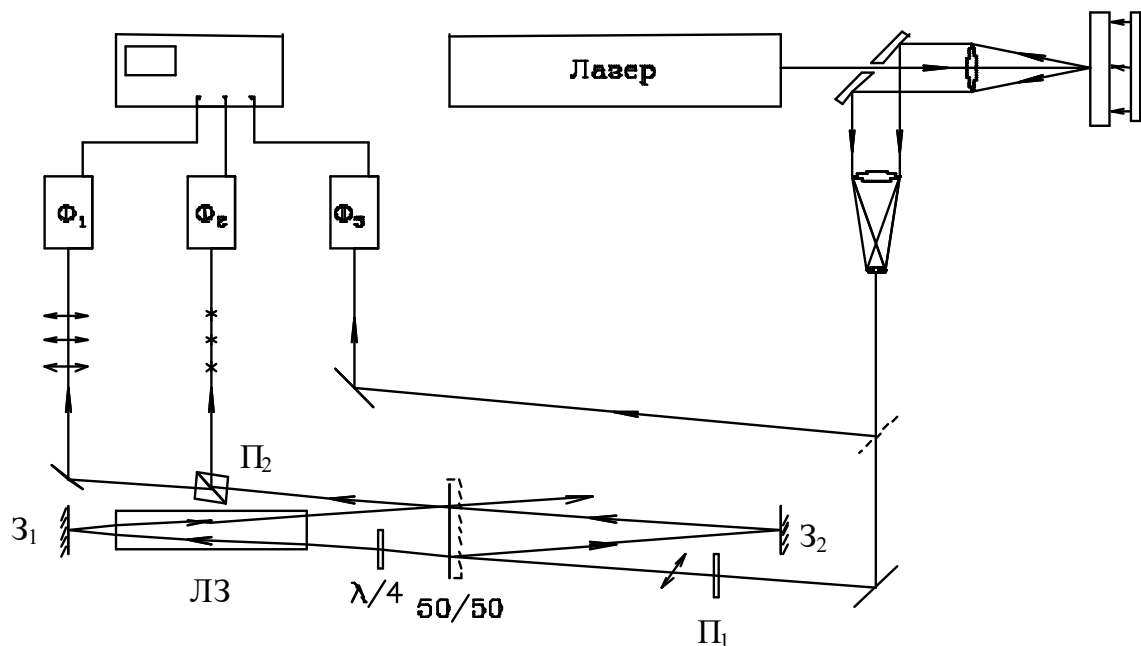


Рис.2.18. Схема регистрации волновых профилей лазерным доплеровским измерителем скорости. З1,З2 – 100%-е концевые зеркала; 50/50 - 50%-й светоделитель; ЛЗ – стеклянная линия задержки; П1 – поляризатор, ориентированный под углом 45 к горизонтали; П2 – поляризационный светоделитель; $\lambda/4$ – четвертьволновая пластина; $\Phi_{1,2,3}$ – приемники выходного излучения и контроля интенсивности.

Для выполнения требования параллельности волновых фронтов рекомбинирующих лучей геометрические пути света в двух плечах интерферометра должны различаться на строго определенную величину $\Delta L = l(1 - 1/n)$, где l , n – длина и показатель преломления линии задержки. В этом случае время задержки равно:

$$\Delta t = \frac{2l}{c}(n - 1/n), \quad (2.2)$$

где c – скорость света в вакууме. Вследствие оптической симметрии данного интерферометра пространственная когерентность анализируемого излучения не требуется. Хороший интерференционный контраст получается даже при работе со светом, отраженным от рассеивающей, шероховатой поверхности, когда входящий в интерферометр пучок имеет пятнистую поперечную структуру.

Текущее значение монотонно изменяющейся скорости отражающей поверхности $u(t)$ определяется по числу зарегистрированных фотоприемниками биений интенсивности света $N(t)$ из соотношения:

$$u(t) = \frac{\lambda}{2\Delta t} \frac{N(t)}{1 + \delta}, \quad \delta = \frac{n}{n^2 - 1} \lambda \frac{dn}{d\lambda}, \quad (2.3)$$

где λ – длина волны зондирующего излучения, n – показатель преломления стекла линии задержки, количество биений N может быть нецелым числом. Величина приращения скорости, приходящаяся на одно биение $\Delta u = \lambda/(2\Delta t(1 + \delta))$ называется постоянной интерферометра, величина которой варьируется от десятков до тысяч метров в секунду.

Для надежной фиксации изменений знака ускорения при немонотонном изменении $u(t)$ в приборе предусмотрена система поляризационного кодирования. Перед расщеплением в большом светоделителе пучок отраженного от образца света поляризуется под углом 45° к горизонтали. Одно из плеч интерферометра содержит четвертьволновую пластину, в которой происходит сдвиг на 90° фазы вертикально поляризованного света относительно горизонтальной компоненты. После рекомбинации лучей на выходе из интерферометра пучок света расщепляется поляризационным светоделителем на две компоненты с вертикальной и горизонтальной поляризацией. Двумя фотоприемниками независимо регистрируются биения интенсивности каждой компоненты, которые оказываются также сдвинутыми по фазе друг относительно друга на 90° . В результате смена знака ускорения неизбежно будет зафиксирована по крайней мере одним фотоприемником по смене (вне экстремумов биений) знака изменения светового потока, а направление изменения скорости легко определяется из соотношения фаз интерференционных биений.

Изменение светового потока на выходе из интерферометра связано с изменением скорости отражающей поверхности синусоидальной зависимостью. Исходя из этого, текущие значения скорости могут быть определены из экспериментальных осциллограмм не только дискретно – подсчетом числа биений, но и измерением мгновенных значений относительных световых потоков в каждом канале регистрации в пределах отдельных биений. Благодаря контролю интенсивности попадающего в прибор света и поляризационному кодированию погрешность измерений скорости, превышающей величину $\lambda/2\Delta t$, может быть снижена до $\sim 1\%$ и меньше. Наилучшая разрешающая способность по времени, достигнутая при измерении данным методом ширины фронта ударной волны в металлах, составила примерно 1 нс.

Лазерные интерферометрические измерители скорости вещества в ударных волнах применяются как для фиксации скорости движения свободной поверхности тела, так и для измерений волновых профилей внутри прозрачной среды или на поверхности контакта между исследуемым образцом и "окном" из прозрачного материала. При этом следует учитывать влияние ударного сжатия прозрачной среды на ее оптические характеристики и закономерности отражений света в ней от движущейся поверхности.

В случае работы с окнами зондирующее излучение проходит через поверхность окна, затем через движущийся фронт ударной волны, за которым вещество имеет измененный показатель преломления, после этого оно отражается внутри ударно-сжатого вещества и выходит наружу через фронт ударной волны и неподвижную поверхность. Переход каждой границы сопровождается изменением скорости света и его длины волны. В простейшем приближении можно принять, что разность длин оптического пути в веществе и в вакууме при одной и той же геометрической длине пути пропорциональна интегральной плотности вещества в пределах этой длины пути, выраженной числом атомов на 1 см^3 , независимо от сжатия вещества. Это приближение называют моделью Гладстона-Дейла. В этом случае величина Доплеровского сдвига длины волны излучения при его отражении в ударно-сжатой прозрачной среде в точности соответствует тому, которое имеет место при той же скорости в вакууме. Если же модель Гладстона-Дейла для выбранного оконного материала недостаточно точна, то в обработке интерферограмм должны быть учтены соответствующие поправки. В результате основная расчетная формула для двухлучевого интерферометра принимает вид:

$$u(t) = \frac{\lambda}{2\Delta t} \frac{N(t)}{(1 + \delta)(1 + \Delta v/v_0)}, \quad (2.4)$$

где $\Delta\nu/\nu_0$ – частотная коррекция, связанная с влиянием сжатия на показатель преломления.

Скорость отражающей поверхности $u(t)$ получается в результате совместной обработки трех осциллограмм. При линейной работе фотоумножителей их показания $i(t)$ связаны с текущим значением измеряемой скорости $u(t)$, относительной интенсивностью попадающего в интерферометр света $A(t)$ и величиной интерференционного контраста $K(t)$ соотношениями:

$$\begin{aligned} i_1(t) &= \frac{1}{2} J_{10} A(t) \left\{ 1 + K(t) \sin \left[2\pi \frac{u(t)}{\Delta u} + \varphi \right] \right\} + i_1^{\min} A(t) \\ i_2(t) &= \frac{1}{2} J_{20} A(t) \left\{ 1 + K(t) \sin \left[2\pi \frac{u(t)}{\Delta u} + \varphi + \theta \right] \right\} + i_2^{\min} A(t) \\ i_3(t) &= \frac{1}{2} J_{30} A(t) \end{aligned} \quad (2.5)$$

В этих соотношениях Δu – постоянная интерферометра, φ – начальная фаза биений, θ – сдвиг по фазе между биениями интенсивности вертикально и горизонтально поляризованных компонент света на выходе из интерферометра, J_{10} , J_{20} – начальный размах биений, J_{30} – начальное значение интенсивности входящего в интерферометр света, $i_1^{\min}$, $i_2^{\min}$ – отклонения лучей осциллографов в минимумах биений, величина которых из-за несовершенства оптических покрытий и погрешностей электронной части прибора обычно составляет $i^{\min} \approx 0.1 J_0$. Величина интерференционного контраста $K(t)$ может уменьшаться от 1 до 0.5-0.7 из-за смещения пятен в интерферирующих пучках и неоднородности движения поверхности в пределах зондирующего луча. Значения θ и φ определяются из осциллограмм по величинам i_1 и i_2 перед началом движения поверхности образца с учетом направления их последующего изменения.

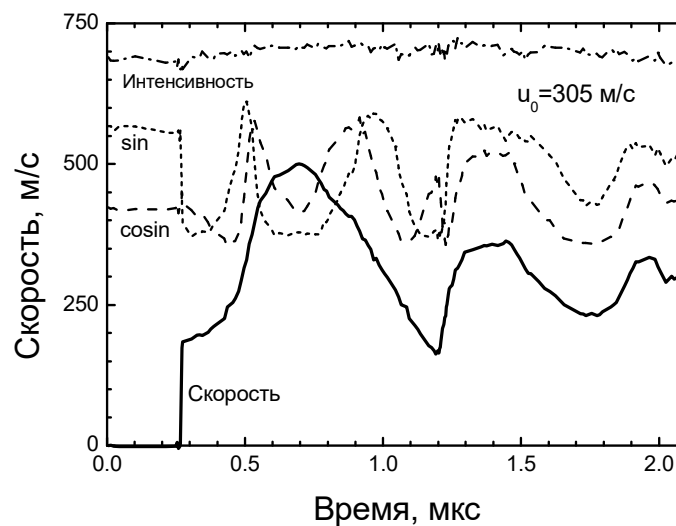


Рис. 2.19. Экспериментальные осциллограммы интерферометрической регистрации скорости свободной поверхности пластины титанового сплава и результат их совместной обработки.

В качестве иллюстрации на рис. 2.19 приведены экспериментальные осциллограммы интерферометрической регистрации импульса сжатия в образце титана ВТ6 толщиной 10

мм при соударении с ним алюминиевой пластины толщиной 2 мм со скоростью ~ 700 м/с и полученный из их обработки профиль скорости свободной поверхности. Постоянная скорости интерферометра в этом опыте составляла 305 м/с.

В экспериментах с сильными ударными волнами время нарастания скорости в ударном скачке может быть меньше времени задержки в VISAR и выходить за пределы временного разрешения регистрирующей аппаратуры. При этом становится невозможным определение непосредственно из осциллограмм абсолютных значений скорости за ударной волной. В этом случае для определения числа «пропущенных» биений привлекаются анализ распада разрыва, численное моделирование экспериментальной ситуации, и иные дополнительные соображения.

§ 2.3.3. Манганиновые пьезорезисторы для регистрации профилей давления ударного сжатия

Основным методом регистрации механических напряжений или давления в настоящее время является метод манганиновых датчиков. Применение манганиновых датчиков основано на высокой чувствительности удельного электросопротивления манганина к давлению при низкой чувствительности к изменениям температуры. Обычно датчик изготавливают в виде плоской зигзагообразной ленты толщиной 10-30 мкм, занимающей площадь $\sim 0,1$ -1 см². Образец делается составным; датчик закладывается между пластинами образца и, в случае необходимости, отделяется от них изолирующими прокладками (рис. 2.10). Во время измерений через датчик пропускается ток, с помощью осциллографа регистрируется падение напряжения на нем, которое возрастает с увеличением действующего на датчик давления. Для улучшения отношения сигнала к электрическим шумам и исключения перегрева датчика используются импульсные источники тока силой 5-10 А и длительностью ~ 100 мкс. Датчик включается в мост сопротивлений или используются другие дифференциальные схемы регистрации с тем, чтобы исключить постоянную составляющую сигнала, определяемую начальным сопротивлением датчика и тем самым повысить точность измерений. Двухточечная схема включения применяется для относительно высокоомных (5-50 Ом) датчиков. В ряде случаев целесообразно использовать датчики с начальным сопротивлением на уровне десятых-сотых долей Ома. Такие датчики обладают, в частности, тем преимуществом, что их показания менее чувствительны к шунтирующему влиянию электропроводности окружающей среды. Низкоомные датчики включаются в измерительную цепь по четырехточечной схеме.

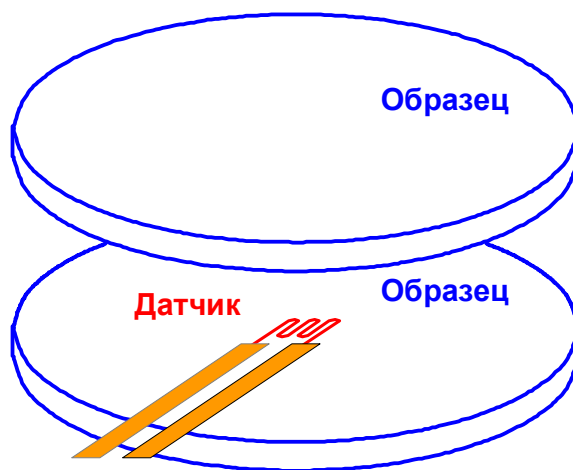


Рис. 2.10. Расположение манганинового датчика давления в образце.

Из-за разрушающего действия ударных волн невозможно прокалибровать каждый используемый датчик. По этой причине для определения давления используется единая зависимость относительного изменения электросопротивления $\Delta R/R_0$ от давления ударного сжатия, общая для всех датчиков из манганина данной марки. Калибровочная зависимость строится по результатам опытов с размещением датчиков в эталонных материалах с хорошо известной сжимаемостью. В сборках возбуждаются ударные волны, кинематические параметры которых определяются независимыми способами. Специальными измерениями показано, что в области давлений не ниже 7-10 ГПа изменение сопротивления манганина практически обратимо и не зависит от того, является ли динамическое сжатие ударным, ступенчатым или изэнтропическим. Разгрузка до нулевого давления сопряжена с небольшим гистерезисом показаний манганиновых датчиков. Необратимая составляющая приращения электросопротивления манганина связывается с наклепом материала при ударно-волновом сжатии и не превышает 2,5% от начального сопротивления. Отжиг манганина приводит к возрастанию амплитудных значений и гистерезиса показаний датчиков на одну и ту же величину.

На рисунке 2.11 показана зависимость электросопротивления от давления для манганина марки МНМцАЖ 3-12-0,25-0,2. Вычитание из экспериментальной зависимости 1 необратимой компоненты изменения сопротивления дает кривую 2, близкую к результатам измерений при гидростатическом сжатии (рис. 2.11б).

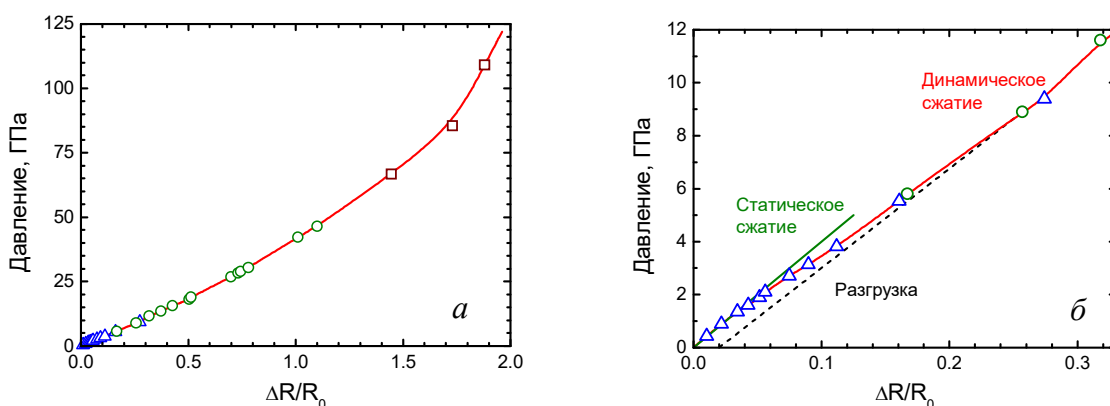


Рис. 2.11. Зависимость относительного приращения электросопротивления манганина $\Delta R/R_0$ от давления ударного сжатия. *а* – общий вид в широком диапазоне давлений. Разными маркерами показаны данные разных авторов. *б* – начальный участок зависимости. Показаны также гистерезис и пьезокоэффициент при статическом сжатии.

Поскольку для проведения измерений в образец наряду с датчиками вводятся прокладки изолирующего материала, показания датчиков могут иметь некоторую инерционность. Искажения определяются временем установления (в процессе многократных отражений волн в прокладках) давления в изоляции, равного сжимающему напряжению в окружающей среде в направлении, перпендикулярном плоскости датчика. Инерционность особенно значительна при регистрации волн малой интенсивности. С ростом давления искажения регистрируемого профиля уменьшаются вследствие возрастания скорости звука в изолирующих прокладках. При регистрации волновых профилей одновременно в двух и более сечениях образца искажения накапливаются от датчика к датчику.

В качестве иллюстрации применения манганиновых датчиков давления на рисунке 2.12 представлены результаты измерений волновых профилей в железе и стали при ударном сжатии до давлений ниже и выше их превращений в фазу высокого давления.

Увеличение сжимаемости при превращении приводит к расщеплению пластической ударной волны с образованием трехволновой конфигурации и, что более интересно, – ударной волны разрежения при разгрузке. Ударная волна разрежения – довольно экзотическое явление, которое до этих измерений идентифицировалось по косвенным проявлениям. Прямая регистрация ударной волны разрежения не только наглядна, но и дает возможность определения параметров обратного превращения в фазу низкого давления.

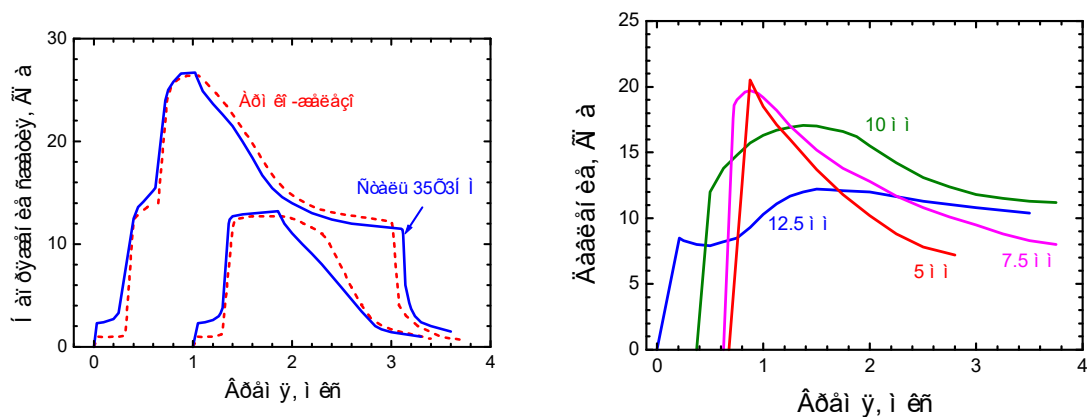


Рис. 2.12. Профили давления в образцах железа и стали при ударном сжатии ниже и выше давления превращения $\alpha \rightarrow \epsilon$.

Рис. 2.13. Профили давления при нерегулярном отражении конической ударной волны в цилиндрических вставках из оргстекла, размещенных на оси зарядов из гексогена. Указаны значения радиусов датчиков.

В условиях неоднородного нагружения изменение длины чувствительного элемента датчика приводит к появлению дополнительного приращения электросопротивления. Для разделения давления и деформации проводят измерения с использованием геометрически одинаковых датчиков из материалов с существенно различными зависимостями электросопротивления от давления. Тогда, имея две осциллограммы и две неизвестные величины – давление и длина чувствительного элемента, нетрудно рассчитать реальный профиль давления $p(t)$. С этой целью применяются датчики из константана, пьезокоэффициент электросопротивления у которого значительно ниже, чем у манганина.

Описанный метод использовался, в частности, для измерений профилей давления в цилиндрических вставках, расположенных на оси детонирующего заряда ВВ. В этих условиях детонационная волна, скользящая вдоль образующей цилиндра, возбуждает в нем коническую сходящуюся ударную волну. Отражение конической ударной волны на оси цилиндра имеет нерегулярный характер и сопровождается образованием вогнутого Маховского диска. На некотором расстоянии процесс стабилизируется – в цилиндрической вставке образуется стационарная ударно-волновая конфигурация, имеющая форму, близкую к усеченному конусу, и распространяющуюся со скоростью детонации заряда ВВ. На рисунке 2.13 представлены результаты измерений профилей давления при нерегулярном отражении конической ударной волны в цилиндрических вставках из оргстекла, размещенных на оси зарядов из гексогена. Чувствительные элементы датчиков выполнялись в виде незамкнутых колец и располагались в образце коаксиально с тем, чтобы обеспечить синхронность нагружения. Результаты измерений показали, что, в отличие от классического режима нерегулярного отражения сильных

ударных волн, волновая конфигурация в данном случае не содержит отраженной ударной волны.

Манганиновые датчики давления нашли широкое применение в экспериментах с ударными волнами. С их помощью проводятся измерения при пониженных (до 77 К) и повышенных (до 600 К) начальных температурах образцов. Исследуются упругопластические свойства и полиморфные превращения веществ, эволюция импульсов сжатия в реагирующих взрывчатых материалах, определяются параметры динамической нагрузки в технологических условиях взрывной обработки. Следует отметить, что манганин - не единственный пьезорезистивный материал, используемый в качестве датчиков давления. В области низких давлений (до 15-20 кбар) применяются иттербиевые датчики, пьезочувствительность которых значительно выше, чем у манганина. Область применения иттербия ограничена полиморфным превращением при давлении около 4 ГПа.

Манганиновые пьезосопротивления в различных конфигурациях являются основным инструментом для измерений профилей давления ударного сжатия твердых тел. Помимо них существуют кварцевые и полимерные датчики, работа которых основана на эффекте пьезоэлектричества, пленочные датчики, прокалиброванные на изменение их емкости при сжатии, однако используются они значительно менее широко, чем пьезорезисторы.

Глава 3. Основные направления исследований поведения конденсированных веществ при ударном сжатии методами механики сплошных сред.

§ 3.1. Структура волн сжатия и разрежения в упругопластическом теле

Уравнения безразрывного одномерного движения упругопластической среды получаются из уравнений газовой динамики заменой давления на нормальное напряжение [7]:

$$\rho_0 \frac{\partial V}{\partial t} - \frac{\partial u_p}{\partial h} = 0, \quad \rho_0 \frac{\partial u_p}{\partial t} + \frac{\partial \sigma_x}{\partial h} = 0, \quad \frac{\partial E}{\partial t} = -\sigma_x \frac{\partial V}{\partial t}, \quad (3.1)$$

где ρ_0 – плотность среды при нулевом давлении, $V = 1/\rho$ – удельный объем, u_p – массовая скорость вещества, σ_x – нормальное напряжение, действующее в осевом направлении, E – удельная внутренняя энергия, t – время, h – Лагранжева (субстанциональная) координата; напряжения сжатия приняты положительными.

В рассматриваемом диапазоне напряжений ударное сжатие твердых тел имеет существенно упругопластический характер. Для определения пределов упругого деформирования используются разнообразные критерии текучести. Задача последних заключается в том, чтобы на основании простых стандартных испытаний установить условия, при которых в материале начинается пластическая деформация. В частности, согласно гипотезе Кулона и Геста, предельное упругое состояние в данной точке сплошной среды наступает тогда, когда наибольшее касательное напряжение τ достигает значения, соответствующего предельному упругому состоянию того же материала при простом растяжении:

$$\left| \tau \leq \frac{\sigma_T}{2} \right|, \quad (3.2)$$

где σ_T - предел текучести материала. По гипотезе Губера и Мизеса предельное упругое состояние в точке сплошной среды наступает, когда удельная энергия формоизменения достигает значения, соответствующего этой энергии при простом растяжении:

$$\frac{1}{2}[(\sigma_x - \sigma_y)^2 + (\sigma_y - \sigma_z)^2 + (\sigma_z - \sigma_x)^2 + 6(\tau_{xy}^2 + \tau_{yz}^2 + \tau_{zx}^2)] \leq \sigma_T^2. \quad (3.3)$$

В простейших случаях одноосного напряжения и одноосной деформации эти две гипотезы дают тождественные результаты.

В пластической области приращение деформации вдоль каждой оси равно сумме упругой и пластической составляющих:

$$d\varepsilon_k = d\varepsilon_k^{el} + d\varepsilon_k^{pl}. \quad (3.4)$$

Пластические деформации не сопровождаются изменением объема:

$$d\dot{\varepsilon}_x^{pl} + d\dot{\varepsilon}_y^{pl} + d\dot{\varepsilon}_z^{pl} = 0. \quad (3.5)$$

Приращение полной максимальной деформации сдвига γ выражается как

$$d\gamma = d\varepsilon_x - d\varepsilon_y = d\tau/G + d\gamma_p, \quad (3.6)$$

где γ_p – пластическая компонента сдвиговой деформации.

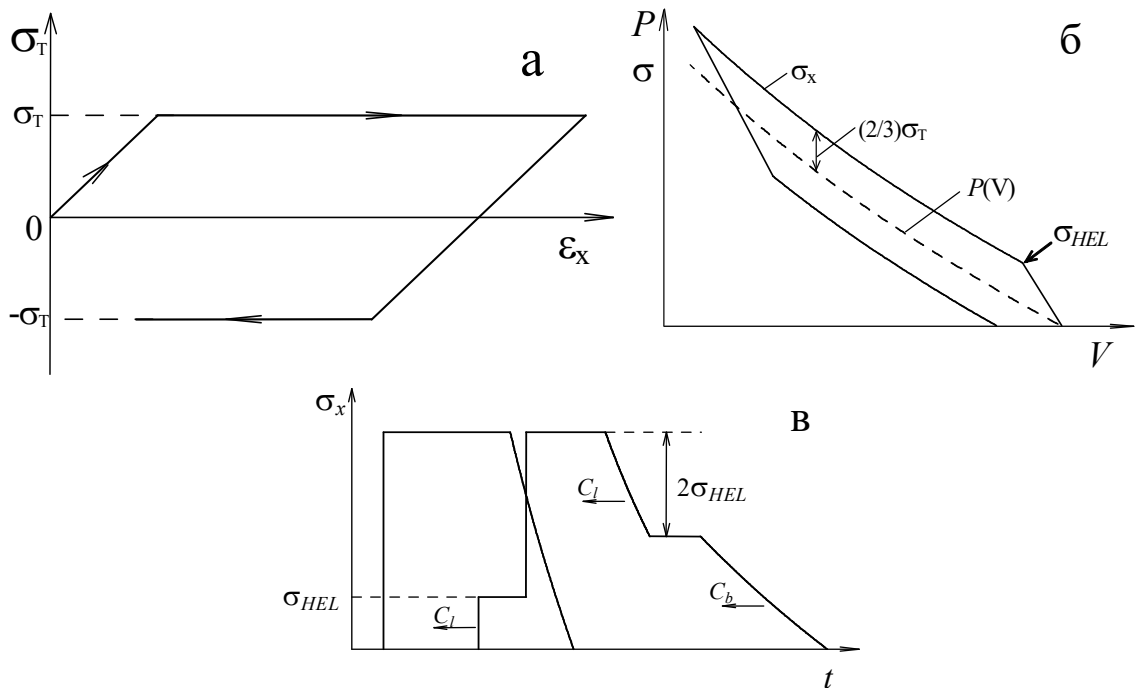


Рис. 3.1. Особенности упругопластического деформирования твердых тел в условиях одноосно напряженного состояния и в условиях одноосной деформации.

В условиях стандартных испытаний при одноосном напряженном состоянии идеализированная диаграмма деформирования упругопластического тела имеет вид, представленный на рис. 3.1а. В данном случае:

$$-\sigma_T \leq \sigma_x \leq \sigma_T; \quad \sigma_y = \sigma_z = 0; \quad \varepsilon_y = \varepsilon_z \neq 0. \quad (3.7)$$

Деформация имеет упругий характер до тех пор, пока напряжение не достигнет величины предела текучести σ_T . При этом реакция материала на нагрузку описывается законом Юнга. В области пластического деформирования напряжение остается неизменным: $\sigma_x = \sigma_T$. При изменении направления деформирования на обратное материал вновь ведет себя упруго вплоть до выполнения условия текучести в области напряжений обратного знака.

В плоских волнах сжатия и разрежения условия нагружения характеризуются одномерной деформацией: $\varepsilon_y = \varepsilon_z = 0$; при этом нормальные напряжения в направлениях, перпендикулярных к направлению сжатия, не равны нулю: $\sigma_y = \sigma_z \neq 0$. Изменение напряженного состояния в цикле сжатие-разрежение для этого случая показано на рис. 3.1б. В упругой области продольная сжимаемость материала, равная:

$$-\frac{1}{V} \frac{dV}{d\sigma_x} = \frac{1}{K + 4G/3}, \quad (3.8)$$

меньше объемной сжимаемости:

$$-\frac{1}{V} \frac{dV}{dp} = \frac{1}{K}. \quad (3.9)$$

Здесь K – модуль всестороннего сжатия, G – модуль сдвига, $p = (\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z)/3$ – давление (шаровая часть тензора напряжений). Условие текучести выполняется при $|\tau| = 1/2 \sigma_T$, то есть при

$$|\sigma_x - p| = 2/3 \sigma_T. \quad (3.10)$$

Продольная сжимаемость в пластической области равна объемной.

Переход от упругого деформирования к пластическому происходит при достижении напряжения

$$\sigma_x = \sigma_{HEL} = \sigma_T (K/2G + 2/3), \quad (3.11)$$

где σ_{HEL} – предел упругости при одноосном ударном сжатии. При разгрузке участок упругой деформации имеет вдвое большую величину $2\sigma_{HEL}$, так как в волне разрежения происходит уменьшение величины сдвиговых напряжений до нуля, затем происходит смена знака при τ и возрастание абсолютной величины τ до предельного значения $|\tau| = \sigma_T/2$.

На рис. 3.1в показана эволюция первоначально прямоугольного импульса сжатия в идеализированном упругопластическом материале. Из-за различия продольных сжимаемостей в упругой и пластической областях деформирования волны сжатия и разрежения расщепляются с выделением упругих предвестников, распространяющихся со

скоростью продольных звуковых волн: $c_l = \sqrt{(K + 4G/3)/\rho}$. Напряжение сжатия за фронтом упругого предвестника определяется пределом текучести материала и равно σ_{HEL} . Скорость распространения возмущений в пластической области определяется «объемной» скоростью звука: $c_b = \sqrt{K/\rho}$. Напряжение сжатия и другие параметры состояния за пластической ударной волной определяются условиями ударно-волнового нагружения, например – скоростью удара. Вследствие нелинейной сжимаемости материалов скорости упругой и пластической ударных волн обычно превышают значения продольной и объемной скоростей звука в исходном состоянии. Скорость пластической ударной волны U_s возрастает с увеличением давления и при $U_s > c_l$ двухволновая конфигурация сжатия исчезает.

По результатам измерений профиля скорости свободной поверхности продольное напряжение на фронте упругого предвестника или Гюгониевский предел упругости определяется как

$$\sigma_{HEL} = 0.5 u_{HEL} \rho_0 c_l, \quad (3.12)$$

где u_{HEL} – скачек скорости свободной поверхности в предвестнике. Предел упругости при одномерной деформации связан с пределом текучести в обычном понимании σ_T соотношением

$$\sigma_T = \frac{3}{2} \sigma_{HEL} \left(1 - c_b^2/c_l^2 \right). \quad (3.13)$$

§ 3.2. Волна сжатия в упрочняющемся и разупрочняющемся материалах

Помимо динамического предела упругости, детальный анализ структуры упругопластической волны сжатия может дать сведения о деформационном упрочнении и релаксационных свойствах материала в условиях высокоскоростного деформирования. Деформационное упрочнение (возрастанием напряжения течения τ в пластической области) проявляется в форме профиля упругого предвестника. Вязкость или релаксация напряжений вызывают некоторое затухание упругого предвестника по мере его распространения и уменьшают крутизну пластической ударной волны.

Для пояснения связи между формой предвестника и диаграммой деформирования материала на рис. 3.2 показаны идеализированные диаграммы напряжение–деформация, соответствующие случаям идеальной пластичности, деформационного упрочнения, и временного разупрочнения с формированием верхнего и нижнего пределов текучести. Для идеального упругопластического материала и разупрочняющегося материала (кривые 1 и 3 на рис. 3.2) начальное состояние для линии Рэлея второй волны сжатия совпадает с состоянием на динамическом пределе упругости (HEL – Hugoniot elastic limit). Важно отметить, что линия Рэлея в этих координатах может иметь только положительный или нулевой наклон и не может иметь промежуточные пересечения с диаграммой деформирования. По этой причине, в частности, состояния на кривой напряжение–деформация разупрочняющегося материала, которые находятся ниже горизонтальной линии ab , не могут быть реализованы в волне сжатия. Вследствие этого так называемый «зуб текучести», наблюдающийся на диаграммах низкоскоростного деформирования железа и некоторых сталей, сам по себе не может привести к формированию аналогичной особенности в структуре упругопластической волны сжатия. В качестве индикатора временного разупрочнения в этом случае может быть малая, меньше объемной скорости звука c_b , скорость распространения пластической волны сжатия.

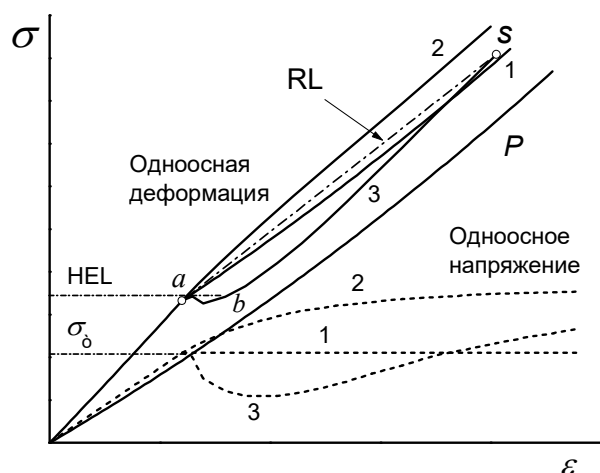


Рис. 3.2. Диаграммы упругопластического сжатия материалов с идеальной пластичностью (кривые 1), деформационным упрочнением (кривые 2) и начальным разупрочнением (кривые 3). Пунктирные линии соответствуют условиям одноосного напряженного состояния, сплошные – одноосной деформации. Луч aS показывает пример линии Рэлея (RL).

При анализе характера течения в области между упругим предвестником и пластической волной сжатия примем во внимание, что скачкообразным изменениям сжимаемости вещества соответствуют разрывы в зависимости скорости звука от напряжения. В свою очередь, скачек скорости звука приводит к формированию участков течения с неизменными параметрами. Иными словами, если начало пластического деформирования сопряжено с изломом диаграммы напряжение-деформация, то упругий предвестник волны сжатия в таком материале должен иметь прямоугольный профиль.

Закон упрочнения описывается обычно эмпирическими соотношениями вида

$$\tau = \tau_0 (1 + A \gamma_p)^n \quad (3.14)$$

$$\tau = \tau_0 + B \gamma_p^n \quad (3.15)$$

где показатель упрочнения $n < 1$, γ_p – пластическая компонента сдвиговой деформации. Дифференцирование (3.14) дает

$$\frac{d\tau}{d\gamma_p} = \frac{\tau_0 n}{(1 + A \gamma_p)^{1-n}} \rightarrow \tau_0 n \quad \text{при} \quad \gamma_p \rightarrow 0. \quad (3.16)$$

То есть в этом случае на диаграмме деформирования имеется излом при переходе от упругой к пластической деформации. В результате упругий предвестник приобретает форму скачка с областью постоянных параметров между его фронтом и фронтом пластической ударной волны. Влияние упрочнения по (3.14) проявляется в увеличении скорости пластической ударной волны.

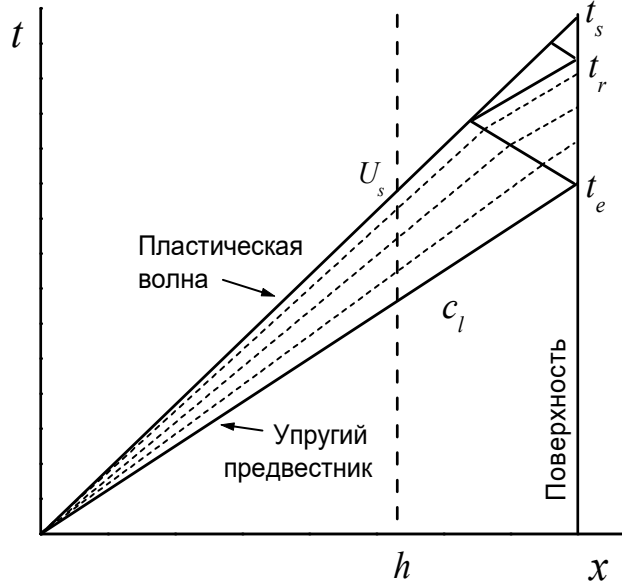


Рис. 3.3. Характеристики упругопластической волны сжатия в деформационно упрочняющемся материале.

При дифференцировании (3.15) при $n < 1$ получаем

$$\frac{d\tau}{d\gamma_p} = \frac{nB}{\gamma_p^{1-n}} \rightarrow \infty \text{ при } \gamma_p \rightarrow 0. \quad (3.17)$$

Это означает сохранение непрерывности производной с началом пластической деформации. В этом случае область аномальной кривизны диаграммы одноосного приводит к формированию дисперсионного участка за фронтом упругого предвестника, на котором имеет место непрерывное уменьшение волновых скоростей по мере возрастания напряжения.

Дисперсионный участок представляет собой простую волну, описываемую на диаграмме расстояние–время (рис. 3.3) веером характеристик, для которой

$$d\sigma_x = -\rho_0 c_\sigma^2 d\varepsilon_x, \quad d\tau = \frac{3}{4} \left(1 - \frac{c_b^2}{c_\sigma^2} \right) d\sigma_x \quad (3.18)$$

где c_σ - фазовая скорость распространения фиксированного уровня напряжения σ_x в координатах Лагранжа [8]. Отсюда

$$\frac{d\gamma_p}{d\tau} = -\frac{d\varepsilon_x}{d\sigma_x} \frac{d\sigma_x}{d\tau} - \frac{1}{G} = \frac{4}{3} \frac{1}{\rho_0 (c_\sigma^2 - c_b^2)} - \frac{1}{G} \quad (3.19)$$

$$\frac{d^2\gamma_p}{d\tau^2} = -\frac{8}{3} \frac{c_\sigma}{(c_\sigma^2 - c_b^2)^2} \frac{dc_\sigma}{d\tau} = -\frac{32}{9} \frac{c_\sigma^3}{\rho_0 (c_\sigma^2 - c_b^2)} \frac{dc_\sigma}{d\sigma_x} \quad (3.20)$$

Дифференцирование (3.15) дает

$$\frac{d\gamma_p}{d\tau} = \frac{\gamma_p^{1-n}}{Bn}; \quad \frac{d^2\gamma_p}{d\tau^2} = \frac{1-n}{B^2n^2} \gamma_p^{1-2n} \quad (3.21)$$

Приравнявая выражения для производных (3.19) и (3.21) получаем

$$\frac{4}{3\rho_0(c_\sigma^3 - c_b^3)} - \frac{1}{G} = \frac{\gamma_p^{1-n}}{Bn}; \quad -\frac{32}{9} \frac{c_\sigma^3}{\rho_0(c_\sigma^2 - c_b^2)^3} \frac{dc_\sigma}{d\sigma_x} = \frac{1-n}{B^2n^2} \gamma_p^{1-2n} \quad (3.22)$$

Отсюда следует, что при $\gamma_3 = 0$ $c_\sigma = c_l$ и при $n < 1$ величина c_σ монотонно уменьшается по мере увеличения пластической деформации. Учитывая, что для простой центрированной волны

$$c_\sigma = \frac{h}{h/c_l + t(\sigma_x)}, \quad \frac{dc_\sigma}{d\sigma_x} = \left(\frac{\partial c_\sigma}{\partial \sigma_x} \right)_h = \frac{c_\sigma^2}{h \cdot (d\sigma_x/dt)_h} \quad (3.23)$$

где h – пройденное волной расстояние, t – промежуток времени между фронтом предвестника и моментом достижения данного уровня напряжения σ_x , получаем, что при $n < 1/2$ за упругим скачком градиент напряжения $\partial\sigma_x/\partial t \rightarrow \infty$ и по мере последующей деформации наклон профиля $\sigma_x(t)$ в предвестнике уменьшается. В случае $n > 1/2$ величина $\partial\sigma_x/\partial t$ за упругим скачком равна нулю и возрастает по мере пластического деформирования. При $n = 1/2$ $d\sigma_x/dt = \text{const} \neq 0$. При этом константа упрочнения определяется соотношением

$$B^2 = -\frac{9}{16} \frac{(c_\sigma^2 - c_b^2)^3 \rho_0}{c_\sigma^3 \cdot dc_\sigma/d\sigma_x} \quad (3.24)$$

§ 3.4. Эволюция упругого предвестника в релаксирующем материале

Вследствие ограниченности скорости движения и размножения носителей пластической деформации (дислокаций) напряжение течения возрастает с увеличением скорости деформирования. Феноменологически зависимость напряжения течения от скорости деформирования трактуется как проявление "вязкости" или релаксации напряжений в твердом теле. Динамика деформирования релаксирующих сред описывается различными моделями упруговязкого и упруговязкопластического тел. Простейшей из них является модель Максвелла, включающая последовательно упругий G и вязкий η элементы (рис. 3.4а).

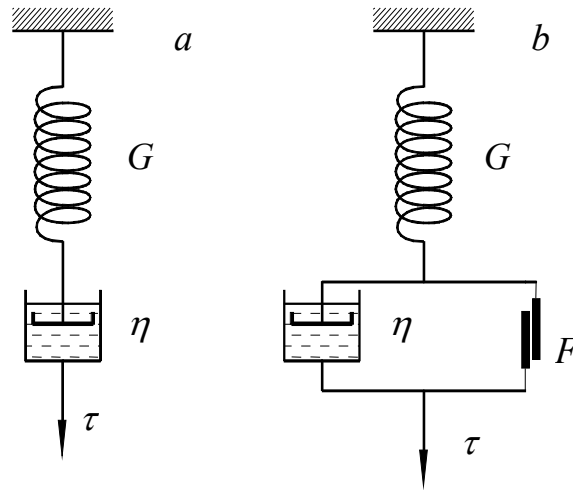


Рис. 3.4. Реологические модели упруговязкой деформации. G – упругий элемент, η – элемент с вязкостью, F – элемент трения.

Общая деформация γ в модели Максвелла есть сумма упругой γ_e и пластичной (вязкой) γ_p компонент:

$$\gamma = \gamma_e + \gamma_p \quad (3.25)$$

Упругая компонента деформации связана с напряжением законом Гука: $\gamma_e = \tau/G$, в то время как напряжение в вязком элементе определяется скоростью изменения этой компоненты деформации: $d\gamma_p/dt = \tau/\eta$, где η – коэффициент вязкости. При мгновенном приложении нагрузки деформация в первый момент локализуется в упругом элементе, затем развивается вязкая деформация, сопровождающаяся релаксацией напряжения, которая описывается уравнением

$$\frac{1}{\tau} \frac{d\tau}{dt} = -\frac{G}{\eta}.$$

Интегрирование этого уравнения приводит к экспоненциальному закону релаксации напряжений со временем при фиксированной общей деформации γ :

$$\tau = \tau_0 e^{-\frac{G}{\eta} t}. \quad (3.26)$$

Отношение коэффициента вязкости к модулю сдвига, η/G , в рамках данной модели есть время релаксации – параметр, часто используемый в качестве характеристики упруговязкой среды.

В другом характерном случае фиксированной скорости деформирования $\dot{\gamma}$ напряжение монотонно возрастает от нуля до некоторой предельной величины, определяемой коэффициентом вязкости и скоростью деформирования:

$$\tau = \eta \frac{d\gamma}{dt} \left[1 - \exp\left(-\frac{G}{\eta} t\right) \right]. \quad (3.27)$$

Упруговязкий характер деформирования твердого тела приводит к появлению ряда специфических особенностей эволюции импульсов ударной нагрузки. Упругий предвестник ударной волны в такой среде уменьшает свою амплитуду по мере распространения. Для упруговязких след характерно формирование релаксационных зон, в которых асимптотически достигаются конечные состояния, непосредственно за участками с большими градиентами параметров.

Рассмотрим затухание предвестника волны сжатия в упруговязкой среде более подробно, для чего выпишем частные производные массовой скорости и напряжения на его фронте вдоль h,t -траектории его распространения [9]. С учетом законов сохранения массы и количества движения получаем:

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{HEL} = \dot{\sigma} - \rho_0 c_l \dot{u}, \quad \left. \frac{du}{dt} \right|_{HEL} = \dot{u} + \rho_0 c_l \dot{V}. \quad (3.28)$$

где c_l – скорость упругого предвестника, точкой над символом обозначена частная производная по времени. Отсюда с учетом соотношений Рэнкина-Гюгонио получаем

$$2 \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{HEL} = \dot{\sigma} + \rho_0^2 c_l^2 \dot{V} \quad (3.29)$$

Пусть релаксация сдвиговых напряжений описывается некоторой функцией $F = G \dot{\gamma}_p$. Тогда

$$\dot{\tau} = -G \rho_0 \dot{V} - F, \quad \dot{\sigma} = -\rho_0 E' \dot{V} - \frac{4}{3} F, \quad (3.30)$$

что после соответствующей подстановки приводит к известному [6] уравнению затухания предвестника в релаксирующем материале с линейной сжимаемостью

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{HEL} = -\frac{2}{3} F. \quad (3.31)$$

Последнее уравнение не содержит никаких параметров течения кроме напряжения на фронте упругого предвестника. Иными словами, в релаксирующем линейно сжимаемом материале предвестник должен затухать независимо от того, уменьшается или возрастает напряжение за скачком на его фронте. В случае предвестника, имеющего форму пика напряжения, некоторый вклад в его затухание дает также нелинейность сжимаемости материала.

Возможности применения модели упруговязкого тела расширяются введением параллельно вязкому элементу элемента трения (тело Шведова-Бингама - рис. 3.4б) и нелинейной вязкости.

Для того, чтобы выявить детали процесса формирования упругого предвестника ударной волны, рассмотрим для примера процесс формирования упругого предвестника после соударения двух пластин из одного и того же материала. Вследствие симметрии такого удара скорость поверхности соударения сохраняется неизменной ($\dot{u} = 0$) вплоть до начала разгрузки. В этом случае на начальном этапе

$$\dot{\sigma} = \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{\text{HEL}} = -\frac{2}{3} \dot{F} \quad \text{и} \quad \dot{V} = \frac{\dot{\sigma}}{\rho_0 E'} . \quad (3.32)$$

Для того, чтобы выявить тенденцию дальнейшего изменения волнового профиля, рассмотрим уравнение для эволюции градиентов напряжения и массовой скорости непосредственно за скачком на фронте упругого предвестника:

$$\left. \frac{d\dot{\sigma}}{dt} \right|_{\text{HEL}} = \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial t} - \rho_0 c_\ell \frac{\partial \dot{u}}{\partial t} \quad (3.33)$$

Поскольку в случае симметричного удара скорость поверхности соударения сохраняется неизменной, $\partial u / \partial t = 0$ и $\partial \dot{u} / \partial t = 0$, то

$$\frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial t} = -\frac{2}{3} \ddot{F} \quad \text{и} \quad \left. \frac{d\dot{\sigma}}{dt} \right|_{\text{HEL}} = -\frac{2}{3} \ddot{F} \quad (3.34)$$

Таким образом, градиент напряжения за фронтом предвестника на начальном этапе должен сохраняться постоянным, если скорость пластической деформации не изменяется ($\dot{F} = 0$), формировать пик, если пластическая деформация ускоряется ($\dot{F} > 0$), и формировать подъем в случае замедляющейся релаксации напряжений.

В то время как однозначным свидетельством релаксации напряжений за фронтом упругого предвестника является его затухание по мере распространения, формирование пика напряжения в лидирующей части предвестника является свидетельством интенсивного размножения носителей пластической деформации – дислокаций. Так называемый «зуб текучести» на квазистатической диаграмме деформирования сам по себе не может привести к формированию предвестника в форме пика напряжения. Нарастание параметров за фронтом упругого предвестника может быть следствием как деформационного упрочнения, так и замедляющейся релаксации напряжений.

§ 3.5. Интерпретация профилей скорости свободной поверхности при выходе упругопластической волны сжатия

Регистрация профилей скорости свободной поверхности $u_{fs}(t)$ (скорости тыльной поверхности пластины испытуемого материала как функции времени) в настоящее время является наиболее распространенным способом исследования структуры интенсивных упругопластических волн сжатия в твердом теле. Хотя разработаны и применяются другие способы измерений, в частности – регистрация профилей массовой скорости и напряжения сжатия во внутренних сечениях образца или на границе с эталонной преградой, измерения профилей скорости свободной поверхности имеют такие преимущества, как простота постановки, надежность и наиболее высокое временное разрешение. Очень часто интерпретация результатов измерений ограничивается определением величины динамического предела текучести материала, хотя волновые профили содержат более полную информацию о диаграмме деформирования $\sigma(\varepsilon)$ при сжатии и, следовательно, о деформационном упрочнении материала, а также о его релаксационных свойствах. Следует, однако, помнить, что профиль скорости свободной поверхности формируется в результате взаимодействия падающей волны сжатия и

отраженной волны разрежения и по этой причине не совсем точно воспроизводит структуру волны сжатия внутри испытуемого образца.

Диаграмма деформирования восстанавливается из измеренного профиля упругопластической волны сжатия в рамках приближения простой центрированной волны. Для простой волны, описываемой всею прямолинейных характеристик, приращения продольного напряжения $d\sigma_x$ и деформации $d\varepsilon_x = -dV/V_0$ связаны соотношением

$$d\sigma_x = \rho_0 a_\sigma^2 d\varepsilon_x. \quad (3.35)$$

где a_σ – фазовая скорость распространения участка волны с напряжением сжатия σ_x в координатах Лагранжа. Максимальное напряжение сдвига τ при одномерной деформации в ударной волне определяется из разности между продольным напряжением σ_x и давлением p :

$$\tau = \frac{3}{4}(\sigma_x - p) \quad (3.36)$$

Из рассмотрение диаграммы расстояние–время для простой центрированной волны следует, что фазовая скорость a_σ определяется как

$$a_\sigma = \frac{h}{h/c_l + t(\sigma_x)} \quad (3.37)$$

где h – расстояние между поверхностью соударения (полусом веера характеристик центрированной волны) и сечением в образце, для которого анализируется профиль напряжения $\sigma_x(t)$, t – интервал времени, отсчитываемый от фронта упругого предвестника. В случае, если вместо профиля напряжения $\sigma_x(t)$ анализируется профиль скорости свободной поверхности $u_{fs}(t)$, используется эмпирический закон удвоения скорости:

$$u_{fs}(t) = 2u_p(t) \quad \text{и} \quad d\sigma_x(t) = \rho a_\sigma \cdot du_p(t) \quad (3.38)$$

Более детальный анализ с учетом взаимодействия между падающей и отраженной волнами вблизи поверхности образца дает

$$a_\sigma = c_l \frac{2h - c_l t(\sigma)}{2h + c_l t(\sigma)} \quad (3.39)$$

Пластическая компонента деформации γ_p рассчитывается интегрированием соотношения

$$d\gamma_p = d\varepsilon_x - d\tau/G. \quad (3.40)$$

Поскольку время сжатия известно, то средняя скорость деформирования в конкретных экспериментах оценивается достаточно точно делением величины деформации на соответствующий интервал времени.

Взаимодействие упругопластической волны сжатия со свободной поверхностью испытуемого образца приводит к появлению серии отражений и искажению регистрируемого волнового профиля. На рис. 3.5 показан профиль скорости свободной поверхности, полученный численным моделированием ударного сжатия пластины идеального упругопластического материала. Видно, что хотя в целом график подобен профилям напряжения во внутренних сечениях пластины, профиль скорости свободной поверхности содержит ряд дополнительных особенностей. Причины появления последних поясняются диаграммами напряжение – массовая скорость и расстояние – время на рис. 3.6 и 3.7.

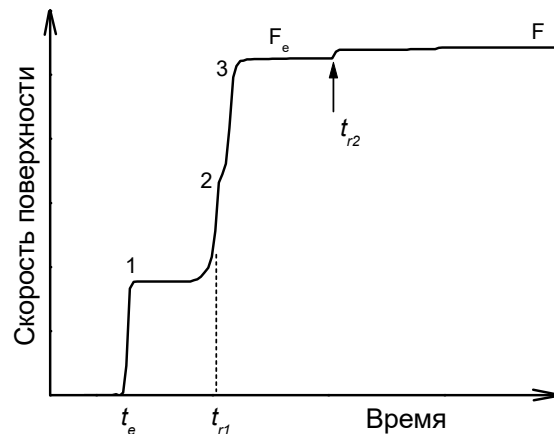


Рис. 3.5. Профиль скорости свободной поверхности пластины идеального упругопластического материала, полученный в результате численного моделирования.

Выход упругого предвестника на свободную поверхность приводит ее в движение со скоростью $u_{fs,1}$, равной удвоенной величине массовой скорости на динамическом пределе упругости: $u_{fs,1} = 2u_{p,HEL}$ и вызывает появление отраженной волны разрежения. После встречи отраженной волны с пластической ударной волной в разгруженном материале вновь формируется упругая волна сжатия, что может быть интерпретировано как отражение упругой волны разрежения от пластической волны сжатия. Это отражение формирует вторую ступеньку на профиле скорости свободной поверхности – точка 2 на рис. 3.5.

Пусть начальное состояние ударного сжатия соответствует точке S_0 на исходной ударной адиабате материала (рис. 3.6). После взаимодействия отраженной и падающей волн дальнейшее распространение последней описывается ударной адиабатой $1-S_1$, сдвинутой относительно исходной вдоль оси скорости на величину $2u_{p,HEL}$. При этом существенно, что разгрузка ударно-сжатого вещества из точки S_0 в точку S_1 имеет упругий характер. Затем реверберация упругой волны между свободной поверхностью и пластическим фронтом вызывает дальнейшее понижение напряжения из состояния S_1 в точку S_2 и опять переход происходит упругим образом потому что точка S_1 на смещенной ударной адиабате соответствует состоянию ударно-сжатого вещества выше кривой всестороннего сжатия, отвечающему условию текучести. Реверберации упругой волны прекращаются с падением напряжения во второй волне до величины динамического предела упругости.

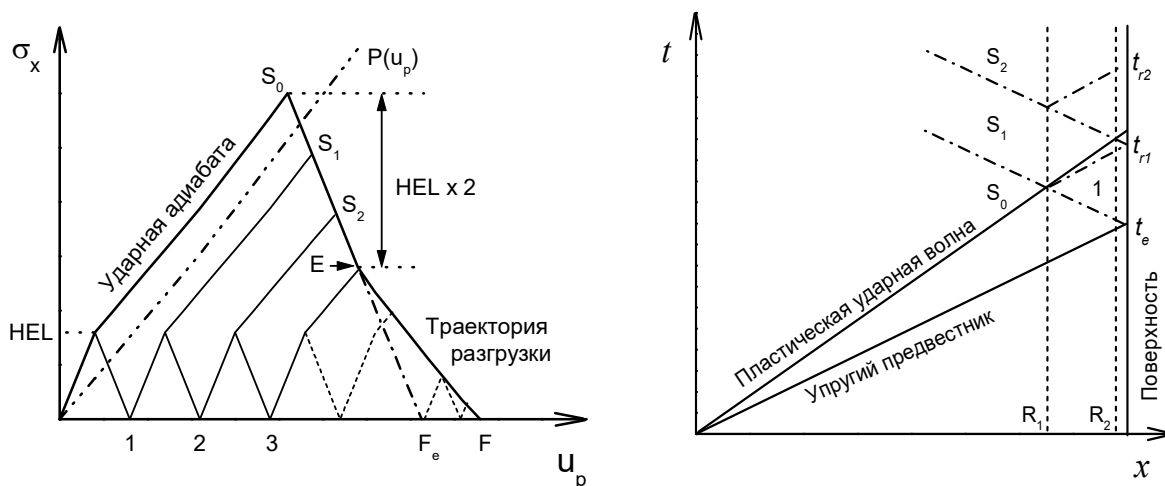


Рис. 3.6. Диаграмма напряжение – массовая скорость взаимодействия упругопластической волны сжатия со свободной поверхностью пластины. Цифрами 1, 2, 3 показаны значения скорости поверхности в соответствующих точках волнового профиля на рис. 1.5. Точки S_0 , S_1 , S_2 показывают начальное состояние ударного сжатия и состояния, получаемые в результате взаимодействия падающей волны сжатия и отраженных волн разрежения. Точки F и F_e соответствуют указанным на рис. 1.5.

Рис. 3.7. Диаграмма расстояние – время отражения упругопластической волны сжатия от свободной поверхности пластины. Точки S_0 , S_1 , S_2 соответствуют состояниям, отмеченным на рис. 1.6.

В ходе ревербераций состояние в падающей волне сжатия поэтапно переходит от точки S_0 в точку F_e на рис. 3.5 вдоль траектории упругой разгрузки S_0-F_e . Иными словами, тонкий приповерхностный слой претерпевает только упругие деформации. В то же время более удаленные слои, расположенные по левую сторону от линии R_1 на рис. 3.7, находились в ударно-сжатом состоянии значительно выше предела упругости и должны разгружаться упругопластическим образом вдоль траектории S_0-E-F . В результате этого процесса скорость свободной поверхности должна быть выше и соответствовать точке F на диаграмме напряжение – массовая скорость. Рассогласование импедансов различных слоев пластины вызывает дополнительные отражения, которые проявляется в виде продолжительных ступенек в верхней части профиля скорости свободной поверхности на рис. 3.5. В случае дисперсии волн эта часть профиля скорости свободной поверхности упругопластического тела приобретает некоторый наклон. Таким образом, даже при отсутствии релаксационных процессов, когда внутри пластины имеет место плато напряжения за пластической ударной волной, на профиле скорости свободной поверхности появляются дополнительные скачки или наклон начального участка ожидаемого плато параметров состояния.

3.6. Структура пластической ударной волны

В то время как в классической газодинамике ударную волну обычно представляют в виде скачка параметров состояния, а ее ширина представляется пренебрежимо малой, время нарастания параметров при ударно-волновом сжатии твердого тела во многих случаях оказывается вполне измеримым. Ширина пластической ударной волны определяется временем релаксации сдвиговых напряжений – параметром, обратно

пропорциональным вязкости материала. Swegle и Grady [10] нашли, что максимальная скорость $\dot{\epsilon}_m$ деформирования в пластической ударной волне для различных материалов связана с давлением ударного сжатия универсальным соотношением:

$$\dot{\epsilon}_m = A(\Delta\sigma)^4, \quad (3.41)$$

где A – константа материала, $\Delta\sigma$ – разность между максимальным напряжением сжатия в пластической ударной волне и напряжением в упругом предвестнике. Если волна сжатия стационарна, то изменение девиаторных напряжений в ней полностью определяется взаимным положением ударной адиабаты и линии Рэлея, как это показано на рис. 3.8. При этом скорость деформирования определяется кинетикой движения и размножения дислокаций и автоматически устанавливается такой, какой она должна быть при данных напряжениях и предыстории деформирования.

Можно показать, что максимальное сдвиговое напряжение в стационарной волне примерно пропорционально квадрату максимального напряжения ударного сжатия. В точке максимума ($\dot{\tau} = 0$) скорость пластической деформации $\dot{\gamma}_p$ равна общей скорости сжатия $\dot{\epsilon}_x$. При этом эмпирическое соотношение Swegle и Grady преобразуется к

$$\dot{\gamma}_p = A' \left(\tau - \frac{1}{2} Y \right)^2. \quad (3.42)$$

Величина коэффициента A' составляет примерно 10^8 ГПа⁻²с⁻¹ для алюминия, $6 \cdot 10^8$ ГПа⁻²с⁻¹ для висмута, $3 \cdot 10^8$ ГПа⁻²с⁻¹ для меди, $3 \cdot 10^7$ ГПа⁻²с⁻¹ для железа, $5 \cdot 10^7$ ГПа⁻²с⁻¹ для бериллия. Из последнего соотношения следует, что вязкость твердых тел не является константой и уменьшается с возрастанием скорости деформирования.

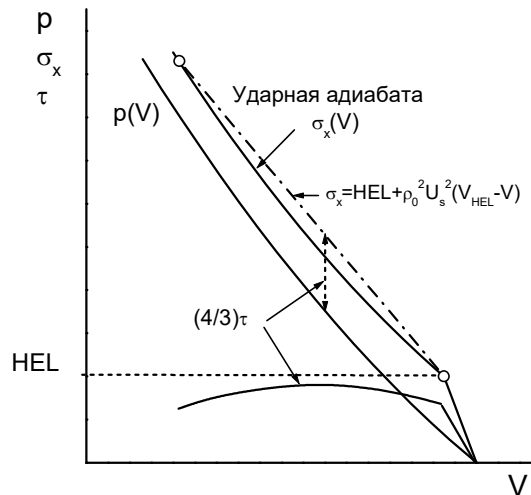


Рис. 3.8. Эволюция напряжений в упругопластической волне сжатия.

В случае многокомпонентных композитных материалов дополнительным фактором, приводящим к увеличению ширины ударной волны, является акустическое взаимодействие между компонентами. Соотношение Swegle и Grady, вообще говоря, не является универсальным. Недавние измерения ударных волн в глицерине показали, что в

этом случае зависимость скорости сжатия от давления гораздо слабее. Причина, очевидно, связана с различной природой вязкости твердых тел и жидкостей.

§ 3.7. Формирование двухволновой структуры при полиморфном превращении в процессе ударного сжатия.

Перестройка кристаллической структуры (полиморфное превращение) при сжатии материалов с низкой плотностью упаковки кристаллической решетки обычно сопряжена с возрастанием его плотности. В результате на ударной адиабате появляется область аномальной сжимаемости, что означает потерю устойчивости ударной волны и ее расщепление на две последовательные волны ударного сжатия.

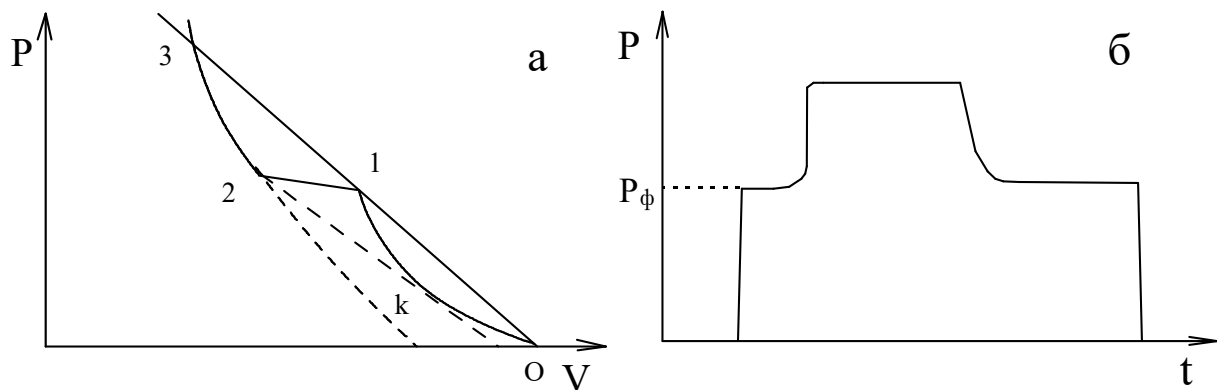


Рис. 3.9. Расщепление ударной волны и образование ударной волны разрежения вследствие обратимого полиморфного превращения с изменением объема. а - ударная адиабата материала, претерпевающего полиморфный переход; б - профиль давления в импульсе ударного сжатия.

Влияние полиморфных превращений с изменением объема на профили волн сжатия и разрежения поясняется на рис.1.9. Переход в более плотную фазу начинается в точке 1 при давлении p_1 и завершается в точке 2 при давлении p_2 . Область 1–2 является областью смешанных фаз. Область 1–3 ниже линии Рэлея, проходящей через точку 1, недоступна для однократных ударно-волновых переходов при сжатии из начального состояния 0. Ударные волны с давлением $p_1 < p < p_3$ расщепляются на две стационарные волны сжатия, причем скорость первой волны $U_{s1} = V_0 \sqrt{p_1 / (V_0 - V)}$ больше лагранжевой скорости второй волны $U_{s2} = V_0 \sqrt{(p_0 - p_1) / (V_0 - V)}$. Качественно ситуация подобна случаю потери устойчивости ударной волны при упругопластическом переходе, однако для волн разрежения такого сходства уже нет.

При разгрузке сжатой фазы высокого давления изменение ее состояния до начала обратного превращения в точке 2 соответствует кривой сжимаемости этой фазы. Область давлений $p_k < p < p_2$ для волн разрежения является аномальной в том смысле, что скорость звука с уменьшением давления изменяется немонотонно и в точке k она выше, чем на участке 2–1. В результате при разгрузке образуется ударная волна разрежения, которая распространяется со скоростью U_R :

$$U_R = V_0 \sqrt{(p_2 - p_k) / (V_k - V_2)}. \quad (3.43)$$

Образование двухволновой конфигурации сжатия и ударной волны разрежения является наиболее наглядным и убедительным свидетельством обратимого полиморфного перехода в импульсе сжатия. Помимо давлений прямого и обратного превращений, измерения волновых профилей дают сведения о скорости этих превращений. При этом кинетические данные получают из анализа затухания первой волны и измерений времени нарастания параметров во второй волне в зависимости от давления ударного сжатия подобно тому, как это делается при исследовании кинетики высокоскоростного упругопластического деформирования.

§ 3.8. Откольное разрушение твердых тел. Волновые взаимодействия при отколе.

Динамическая прочность материалов в области предельно малых длительностей нагрузки исследуется путем анализа так называемых «откольных» явлений при отражении импульсов сжатия от свободной поверхности тела. В результате интерференции падающей и отраженных волн внутри тела генерируются растягивающие напряжения, которые могут привести к его разрушению с образованием откольной пластины. Это явление называют откольным разрушением или отколом. Сопротивление разрушению материала в условиях откола называют откольной прочностью. Термин «откольная прочность» не является строгим физическим понятием и часто вызывает возражения по той причине, что величина разрушающего напряжения не постоянна, возрастает с увеличением скорости растяжения и определяется скорее балансом между скоростью разрушения и скоростью приложения нагрузки, чем неким «порогом разрушения». Тем не менее, этот термин принят и используется в литературе в качестве стандартного термина для описания динамической прочности материалов.

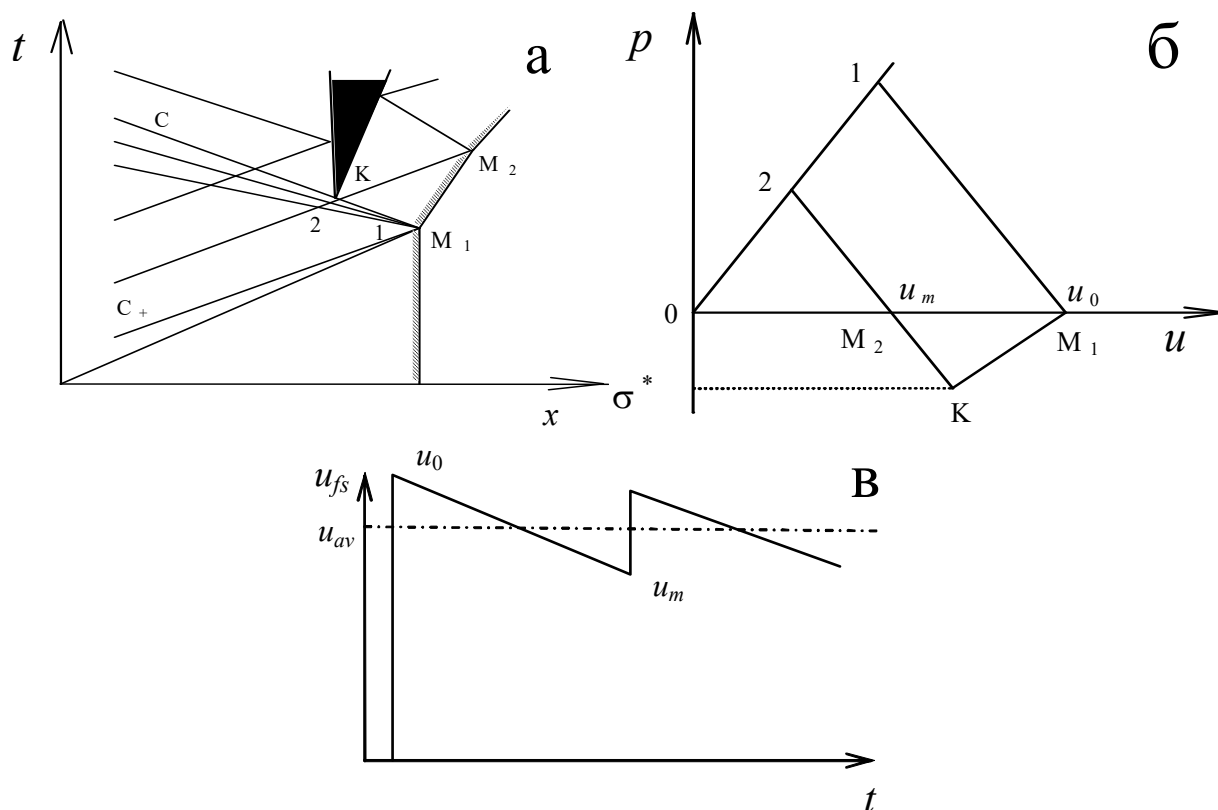


Рис. 3.9. Волновые взаимодействия при отколе: а – $t-x$ диаграмма отражения импульса сжатия от свободной поверхности; б – $p-u$ диаграмма волновых взаимодействий; в – профиль скорости свободной поверхности при откольном разрушении.

Методы измерения сопротивления материалов откольному разрушению базируются на анализе волновых взаимодействий. На рис. 3.9 представлены диаграммы расстояние – время и массовая скорость – давление, иллюстрирующие волновые взаимодействия при отражении треугольного импульса сжатия от свободной поверхности тела. Выход на свободную поверхность ударной волны вызывает скачкообразное увеличение скорости поверхности до величины W_0 , равной удвоенной массовой скорости в ударной волне. Отражение ударной волны от поверхности вызывает появление центрированной волны разрежения, которая на диаграмме $t-x$ представлена веером C_- - характеристик. Вслед за ударной волной на поверхность выходит падающая волна разгрузки, описываемая C_+ -характеристиками на диаграмме $t-x$. Волна разгрузки вызывает уменьшение скорости поверхности. Состояния вещества в зоне взаимодействия падающей и отраженной волн отыскиваются на диаграмме $p-u$ как точки пересечения Римановых траекторий изменения состояния вдоль характеристик C_+ и C_- , проходящих через данную точку вещества в данный момент времени.

При взаимодействии двух встречных волн разрежения давление и массовая скорость изменяются по кривым, параллельным ударной адиабате вдоль C_- - характеристик и, симметричным ей, вдоль C_+ - характеристик. В каждом слое образца максимальные значения растягивающих напряжений достигаются в момент прохождения хвостовой характеристики центрированной волны разрежения. В частности, состояние вещества в плоскости откола непосредственно перед началом разрушения отвечает на диаграмме $P-u$ точке пересечения K Римановых траекторий OK (изменение состояния вдоль хвостовой характеристики отраженной центрированной волны) и $2K$ (траектория вдоль последней C_+ -характеристики падающей волны разгрузки, прошедшей через плоскость откола). В слое, где растягивающее напряжение превзойдет некоторое критическое для данного материала значение, произойдет его разрушение – откол. Если величина критического разрушающего напряжения σ^* фиксирована и не зависит от времени действия, а разрушение происходит мгновенно, то напряжение в откольной плоскости быстро релаксирует от σ^* до нуля (состояние на свободной поверхности). В результате в обе стороны от поверхности откола пойдут волны сжатия. После выхода этой волны сжатия на свободную поверхность ее скорость вновь возрастает до u_0 . Тем самым формируется так называемый «откольный импульс» на профиле скорости свободной поверхности. Вследствие последующего многократного переотражения волн между поверхностью откола и свободной поверхностью образца движение последней происходит в виде затухающих колебаний. При этом скорость поверхности стремится к среднему значению между минимумом и максимумом скорости. Амплитуда ревербирующих в откольной пластине волн со временем уменьшается из-за диссипативных потерь.

Крутизна откольного импульса в реальных материалах зависит от характера разрушения. Если разрушение происходит без задержки в узкой области образца, то время нарастания скорости во фронте откольного импульса мало. Откольное разрушение материалов с высокой вязкостью сопровождается появлением слабого откольного импульса с плавным нарастанием скорости и быстрым затуханием колебаний скорости поверхности. На рис. 3.9в схематически показан типичный профиль скорости свободной поверхности образца при его откольном разрушении. Подобные профили скорости поверхности при отколе предсказывались с помощью численных расчетов и наблюдались экспериментально в многочисленных опытах.

§ 3.9. Определение величины разрушающего напряжения при отколе. Искажение волновых профилей при отколе в упруго-пластическом теле.

Величина разрушающего напряжения при отколе (откольная прочность материала) определяется на основании измерений профиля скорости свободной поверхности как функции времени $u_{fs}(t)$. Релаксация растягивающего напряжения при разрушении приводит к появлению волны сжатия, выход которой на поверхность тела формирует так называемый откольный импульс на профиле $u_{fs}(t)$.

Анализ взаимодействия падающей и отраженной волн методом характеристик дает соотношение между напряжением в плоскости откола σ^* и величиной спада скорости поверхности Δu_{fs} от ее максимального значения в импульсе сжатия u_0 до значения u_m перед фронтом откольного импульса: $\Delta u_{fs} = u_0 - u_m$. В линейном приближении это соотношение имеет вид [11]

$$\sigma^* = \frac{1}{2} \rho_0 c_0 \Delta u_{fs}, \quad (3.44)$$

где ρ_0 , c_0 - соответственно плотность материала и скорость звука в нем. Учет нелинейности сжимаемости вводит некоторую поправку в (1.46), величина которой для отколов миллиметровой толщины обычно невелика.

В случае явного проявления упругопластических свойств испытуемого материала возникает вопрос, какое из значений скорости звука следует использовать в (3.44): скорость упругих продольных возмущений $c_l = \sqrt{[K + (4/3)G]/\rho}$ или “объемную” скорость звука $c_b = \sqrt{K/\rho}$, соответствующую скорости возмущений в области пластического деформирования.

На рисунке 3.10 показана диаграмма продольное напряжение σ_x - массовая скорость u для волновых взаимодействий при отражении импульса сжатия от свободной поверхности тела. На диаграмме линией Н показана ударная адиабата, S_i , S_r - траектории разгрузки в падающей и отраженной волнах разрежения соответственно, R_{pl} , C_e - траектории изменения состояния вдоль C_+ -характеристик в области пластического растяжения перед отколом и упругого сжатия после откола. Наклон начального участка ударной адиабаты до предела упругости σ_{HEL} составляет $d\sigma_x/du = \rho c_l$. В области пластического деформирования выше предела упругости $d\sigma_x/du = \rho c_b$. Разрежение после ударного сжатия также имеет упругопластический характер. Если интенсивность импульса ударного сжатия превышает величину $2\sigma_{HEL}$, растяжение при взаимодействии падающей и отраженной волн разрежения генерируется в области пластических деформаций.

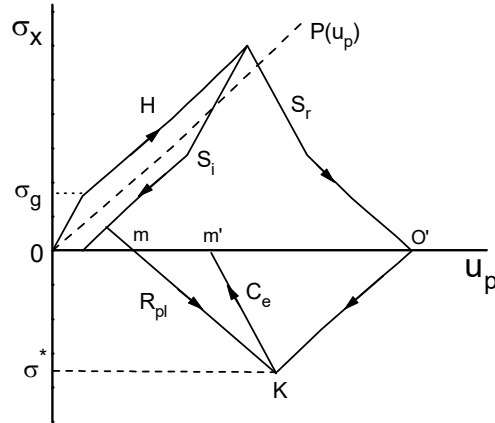


Рис. 3.10. Диаграмма продольное напряжение σ_x - массовая скорость u для волновых взаимодействий при отражении импульса сжатия от свободной поверхности тела. Н – ударная адиабата, S_i , S_r - траектории разгрузки в падающей и отраженной волнах разрежения соответственно, R_{pl} , C_e - траектории изменения состояния вдоль C_+ -характеристик в области пластического растяжения перед отколом и упругого сжатия после откола.

В работе [12] обращено внимание на тот факт, что с началом разрушения пластическое растяжение в откалывающемся слое сменяется его упругим сжатием. По этой причине скорость распространения фронта откольного импульса должна быть равна продольной скорости звука c_l , в то время как разгрузочная часть падающего импульса сжатия перед ним распространяется с объемной скоростью звука $c_b < c_l$. В результате профиль скорости свободной поверхности получается искаженным, а величина декремента скорости поверхности в (3.44) $\Delta u_{fs} = u_0 - u_{m'}$ оказывается заниженной по сравнению с величиной $(\Delta u_{fs} = u_0 - u_m)$, ожидаемой в пренебрежении упругопластическими свойствами твердого тела. Согласно [12], величина разрушающего напряжения определяется с использованием $\sigma_x - u$ диаграммы (рис. 3.10) на пересечении Римановой траектории $O'K$ с наклоном ρc_b , соответствующей хвостовой C_- -характеристике отраженной волны разрежения, и траектории $m'K$ с наклоном $-\rho c_l$, соответствующей C_+ -характеристике фронта откольного импульса. Точка m' соответствует значению скорости свободной поверхности перед фронтом откольного импульса. В этом приближении

$$\sigma_c^* = \rho_0 c_l \Delta u_{fs} \frac{1}{1 + c_l/c_b}. \quad (3.45)$$

Соотношение (3.45), полученное Г.В. Степановым [12], в англоязычной литературе почему-то называется соотношением Романченко и широко используется для определения откольной прочности. В этом соотношении толщина откола не учитывается. Между тем представляется очевидным (и имеющиеся экспериментальные данные это подтверждают), что искажение профилей скорости свободной поверхности должно зависеть от толщины откола и формы профиля импульса ударного сжатия. Соответственно, использование

соотношения (3.45) при обработке данных экспериментов с варьируемыми условиями нагружения может привести к различным значениям прочности, даже если на самом деле ее величина неизменна. Для того чтобы учесть это обстоятельство, в работе [13] введена дополнительная коррекция в соотношение (3.45):

$$\sigma_c^* = \rho_0 c_l \Delta u_{fs} \frac{1}{1 + c_l/c_b} + \Delta \sigma, \quad \Delta \sigma = \frac{1}{2} \frac{d\sigma}{dt} \bigg|_{C_-} h \cdot \left(\frac{1}{c_b} - \frac{1}{c_l} \right) \quad (3.46)$$

где $\frac{d\sigma}{dt} \bigg|_{C_-}$ – градиент напряжений вдоль хвостовой C_- -характеристики отраженной волны

разрежения, равный удвоенному градиенту в разгрузочной части падающего импульса сжатия, h – толщина откольного слоя. Дополнительная поправка в [10] не аргументирована. Фактически предполагается, что с ее введением определяется значение u_{fs} , которое имело бы место перед фронтом откольного импульса, если бы регистрируемый профиль $u_{fs}(t)$ не был бы искажен из-за различия волновых скоростей. Но тогда в первом соотношении (3.46) следует использовать объемную скорость звука, а не ее комбинацию с продольной. Соответствующее расчетное соотношение имеет вид:

$$\sigma^* = \frac{1}{2} \rho_0 c_b (\Delta u_{fs} + \delta), \quad (3.47)$$

Различие способов определения откольной прочности при одном и том же способе измерений свидетельствует о незавершенности анализа и стимулирует более детальное рассмотрение волновых взаимодействий в условиях откола в упругопластическом теле.

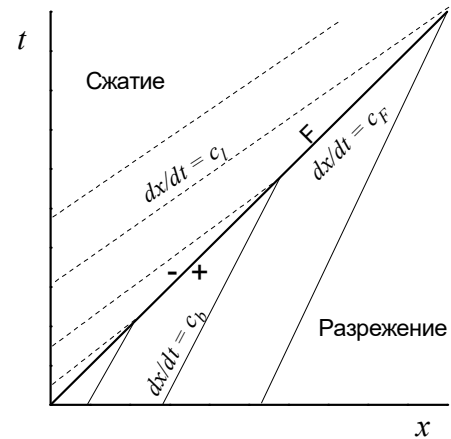
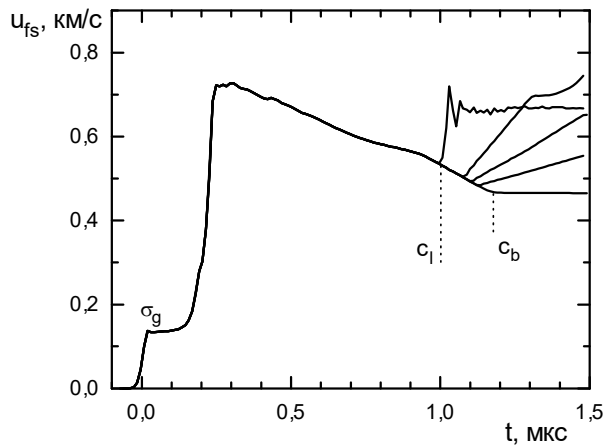


Рис. 3.11. Результаты численного моделирования взаимодействия догоняющей волны сжатия с волной разрежения в упругопластическом теле.

Рис. 3.12. Диаграмму расстояние x – время t взаимодействия догоняющей волны сжатия с волной разрежения в упругопластическом теле. Показаны C_+ -характеристики исходной пластической волны разрежения, за которой следует упругая волна сжатия. Линия F изображает траекторию фронта волны упругого сжатия.

На рис. 3.11 показаны результаты численного моделирования взаимодействия догоняющей волны сжатия с волной разрежения в упругопластическом теле. На левой границе пластины первоначально создавался импульс ударного сжатия треугольного профиля. Через 1 мкс линейный спад скорости границы сменялся ее ростом, что возбуждало вторую волну сжатия в пластине. В расчетах варьировалась крутизна второй волны сжатия. Профили скорости свободной поверхности, представленные на рис. 3.11, демонстрируют зависимость скорости фронта второй волны от ее крутизны. Если вторая волна является ударной, то скорость ее фронта равна продольной скорости звука. С уменьшением крутизны второй волны скорость распространения ее фронта падает, приближаясь к объемной скорости звука. Измерения, проводившиеся в подобных условиях, также показывают, что скорость второй волны сжатия малой интенсивности находится между c_l и c_b .

Для того, чтобы получить выражение для скорости фронта второй волны, рассмотрим диаграмму расстояние x – время t , представленную на рис. 3.12. Диаграмма показывает C_+ -характеристики исходной пластической волны разрежения, за которой следует упругая волна сжатия. Линия F изображает траекторию фронта волны упругого сжатия, распространяющейся со скоростью c_F , которая находится в диапазоне $c_l \geq c_F \geq c_b$. Для течения справа от траектории F скорость изменения напряжения вдоль траектории с учетом уравнения сохранения движения выражается как

$$\left. \frac{d\sigma_x}{dt} \right|_F = \dot{\sigma}_+ - c_F \rho_0 \dot{u}_+, \quad (3.48)$$

где индексом “+” обозначены параметры справа от траектории F , $\dot{f} = df/dt$. Аналогично, слева от траектории F

$$\left. \frac{d\sigma_x}{dt} \right|_F = \dot{\sigma}_- - c_F \rho_0 \dot{u}_-. \quad (3.49)$$

Градиент массовой скорости справа от траектории с учетом уравнения непрерывности выражается как

$$\left. \frac{du}{dt} \right|_F = \dot{u}_+ + c_F \rho_0 \dot{V}_+. \quad (3.50)$$

Поскольку предполагается, что материал перед фронтом второй волны деформируется пластически, то $\dot{V} = -\dot{\rho}/\rho^2 c_b^2$. Тогда получаем

$$\left. \frac{du}{dt} \right|_F = \dot{u}_+ - \frac{c_F \dot{\sigma}_{x+}}{\rho_0 c_b^2}. \quad (3.51)$$

Слева от траектории F пластическое расширение сменяется упругим сжатием, следовательно градиент массовой скорости в этой области определяется соотношением

$$\left. \frac{du}{dt} \right|_F = \dot{u}_- - \frac{c_F \dot{\sigma}_{x-}}{\rho_0 c_l^2}. \quad (3.52)$$

Если в течении нет разрывов, градиенты напряжения и массовой скорости вдоль траектории F по обе ее стороны должны совпадать. Тогда получаем два уравнения для скорости фронта упругой волны сжатия, нагоняющей пластическую волну разрежения

$$c_F = \frac{\dot{\sigma}_{x+} - \dot{\sigma}_{x-}}{\rho_0 (\dot{u}_+ - \dot{u}_-)}, \quad c_F = \frac{\dot{u}_+ - \dot{u}_-}{\dot{\sigma}_{x+}/\rho_0 c_b^2 - \dot{\sigma}_{x-}/\rho_0 c_l^2}. \quad (3.53)$$

Исключая из (3.54) $\dot{u}_+ - \dot{u}_-$, получаем соотношение между скоростью второй упругой волны и градиентами напряжений во второй волне и перед ее фронтом:

$$c_F = c_b c_l \sqrt{\frac{\dot{\sigma}_{x+} - \dot{\sigma}_{x-}}{\dot{\sigma}_{x+} c_l^2 - \dot{\sigma}_{x-} c_b^2}}, \quad (3.54)$$

где $\dot{\sigma}_{x+}$ и $\dot{\sigma}_{x-}$ имеют разные знаки. В соответствии с полученным решением, фронт нагоняющей волны сжатия распространяется с продольной скоростью звука только в двух предельных случаях: если градиент напряжения перед ним равен нулю, либо если догоняющая волна представляет собой ударный скачок ($\dot{\sigma}_{x-} \rightarrow \infty$).

При отражении импульса сжатия треугольного профиля от свободной поверхности тела интерференция падающей и отраженной волн разрежения происходит таким образом, что в каждом сечении пластины поддерживается постоянное растягивающее напряжение вплоть до момента прибытия откольного импульса, то есть $\dot{\sigma}_{x+} = 0$. Согласно (3.54), фронт откольного импульса в этом случае распространяется с продольной скоростью звука $c_F = c_l$ независимо от его крутизны. В этом случае соотношения (3.47) и (3.45) для расчета разрушающего напряжения одинаково справедливы и дают один и тот же результат, если поправка δ в (3.47) рассчитывается как

$$\delta = \left(\frac{h}{c_b} - \frac{h}{c_F} \right) \cdot |\dot{u}_1|, \quad (3.55)$$

где $c_F = c_l$. Обычно измерения откольной прочности проводятся при нагружении плоских образцов ударом пластины, что формирует в образце импульс ударного сжатия с плато конечной длительности. В этом случае напряжения в сечениях образца перед фронтом откольного импульса не постоянны, поэтому часть характеристик упругого фронта откольного импульса исчезает в процессе взаимодействия с пластической волной разрежения перед ним, как это показано на рис. 3.12. Следовательно, соотношение (3.45) уже не справедливо, даже если откольный импульс имеет ударный фронт. Расчет напряжения в момент откола может проводиться с использованием соотношения (3.47) с поправкой (3.55), где $c_F \neq c_l$ определяется по (3.54). Для идеализированного трапециидального импульса ударной нагрузки величина c_F может быть получена усреднением ее значений с учетом того, что у свободной поверхности $\dot{\sigma}_{x+} \approx 0$, в то время, как вблизи плоскости откола $\dot{\sigma}_{x+} \approx \rho c_b \dot{u}_1 / 2$, $\dot{\sigma}_{x-} \approx \rho c_l \dot{u}_2 / 2$.

Во всех обсуждавшихся приближениях величины σ^* и δ рассчитываются в предположении практически мгновенного разрушения, сосредоточенного в плоскости откола. На самом деле скорость разрушения, обуславливаемая количеством активированных очагов разрушения и скоростью их роста, не может быть сколь угодно большой. Поскольку кинетика разрушения априори не известна, нельзя быть уверенным в корректности экстраполяции участков профиля $u_{fs}(t)$, применяемой для оценки величины δ . По этой причине измерения откольной прочности должны быть организованы таким образом, чтобы свести величину δ к минимуму. Минимальные искажения $u_{fs}(t)$ имеют место при треугольном профиле импульса ударной нагрузки. Соотношение между измеренным декрементом скорости Δu_{fs} и коррекцией δ_t в (3.48) для треугольного импульса нагрузки равно

$$\delta_t = \frac{1}{2} \Delta u_{fs} \left(\sqrt{\frac{3(1-\nu)}{1+\nu}} - 1 \right), \quad (3.56)$$

где ν - коэффициент Пуассона. При типичных значениях ν в диапазоне от 0,3 до 0,35 величина δ_t составляет 10–14 % от измеренного спада скорости Δu_{fs} .

Нагружение образцов в опытах по измерению откольной прочности обычно осуществляется ударом пластины. При этом импульс ударной нагрузки имеет вначале приблизительно прямоугольную форму пока расстояние, пройденное волной сжатия, не достигнет примерно пяти толщин ударника. После этого фронт волны разрежения нагоняет волну сжатия, и импульс нагрузки становится по форме близким к треугольному. Следовательно, для того, чтобы величина поправки δ была минимальной, отношение толщин образца и ударника должно быть, как минимум, равно 5.

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:

$$\sigma_{spall} = \frac{1}{2} \rho_0 (c_0 - b \Delta u_{fs} / 2) (\Delta u_{fs} + \delta) \quad (3.57)$$

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 ее 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, то есть 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 встает вопрос о выборе критериев откольного разрушения, которые позволили бы использовать результаты ограниченного количества испытаний материала для прогнозирования его реакции в произвольных условиях нагружения.

В шестидесятые и семидесятые 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 откалываемой 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 до настоящего времени, в начале семидесятых годов 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 напряжение, при котором рост несплошностей компенсирует нарастание растягивающего напряжения в процессе волновых взаимодействий.

Корректность определения откольной прочности по профилям скорости поверхности $u_{fs}(t)$ многократно была подтверждена экспериментами с интенсивностями ударной нагрузки, близкими к величине откольной прочности. Откольный импульс в этих опытах не фиксировался при амплитудах нагрузки меньше величины откольной прочности и появлялся на профилях скорости с увеличением нагрузки выше σ^* . При дальнейшем увеличении нагрузки величина $\Delta u_{fs} = u_0 - u_m$ практически сохранялась.

Глава 4. Основные результаты исследований откольных явлений в различных материалах

4.1. Характерные значения субмикросекундной прочности твердых тел и жидкостей.

Динамическая прочность материалов на разрыв в субмикросекундном диапазоне длительностей нагрузки исследуется путем регистрации откольных явлений при отражении импульса одномерного ударно-волнового сжатия от свободной поверхности тела. Основной целью этих работ является получение информации для построения определяющих соотношений и моделей, необходимых для расчетов действия взрыва, высокоскоростного удара, интенсивных импульсных лазерных воздействий в широком диапазоне параметров. Эксперименты с ударными волнами проводятся в условиях одноосного деформирования. Поскольку для пластичных металлов и сплавов предел прочности на разрыв значительно превышает предел текучести, в условиях одноосной деформации разрушение происходит при напряженном состоянии, близком к всестороннему растяжению. Величина разрушающего напряжения при отколе (откольная прочность материала) определяется на основании измерений профиля скорости свободной поверхности как функции времени $u_{fs}(t)$. Высокоскоростное разрушение при отколе представляет собой кинетический процесс зарождения, роста и слияния многочисленных несплошностей. По этой причине реализуемые значения сопротивления разрушению возрастают с увеличением скорости приложения нагрузки.

К настоящему времени получены сведения о прочностных свойствах широкого круга технических металлов и сплавов, керамик и стекол, полимеров и жидкостей. В этом разделе мы приведем лишь некоторые типичные и, наоборот, экзотические результаты исследований. В последние годы основное внимание уделяется оценке определяющих факторов и изучению деталей механизма явления и их связи со структурой материала с тем, чтобы найти новые области применения техники ударных волн для решения задач материаловедения, физики прочности и пластичности. При этом все более важными становятся методические аспекты измерений. В частности, несмотря на то, что основная идея измерений откольной прочности проста, недостаточно детальный анализ явления приводит зачастую к существенному количественному расхождению данных, полученных разными авторами. Необходимо, четко понимать, каким образом условия ударно-волновых испытаний могут оказывать влияние на развитие разрушения и получаемые значения откольной прочности.

§ 4.1.1. Условия нагружения при измерениях откольной прочности материалов

В практике ударно-волновых испытаний материалов для генерации импульсов одноосного ударного сжатия используются удар пластиной, детонация взрывчатого вещества в контакте с образцом, импульсы интенсивного лазерного или корпускулярного излучения. При этом могут в широких пределах варьироваться как амплитуда и длительность действия нагрузки, так и форма профиля давления (или механического напряжения) как функции времени. Поскольку процесс разрушения сопровождается релаксацией напряжений, что в свою очередь оказывает влияние на дальнейшее развитие разрушения, реализуемые значения растягивающих напряжений оказываются связанными с историей нагружения. Качественно эту взаимосвязь можно понять из рассмотрения модели Максвелла, описывающей поведение упруговязких сред (рис. 4.1а). При мгновенном растяжении в модели реализуются высокие напряжения, которые затем постепенно релаксируют к нулю в результате роста несплошностей в материале (рис. 4.1б). В случае же растяжения с постоянной скоростью (рис. 4.1в) релаксация напряжений вследствие появления и роста несплошностей начинается при меньшем напряжении и ограничивает рост последнего.

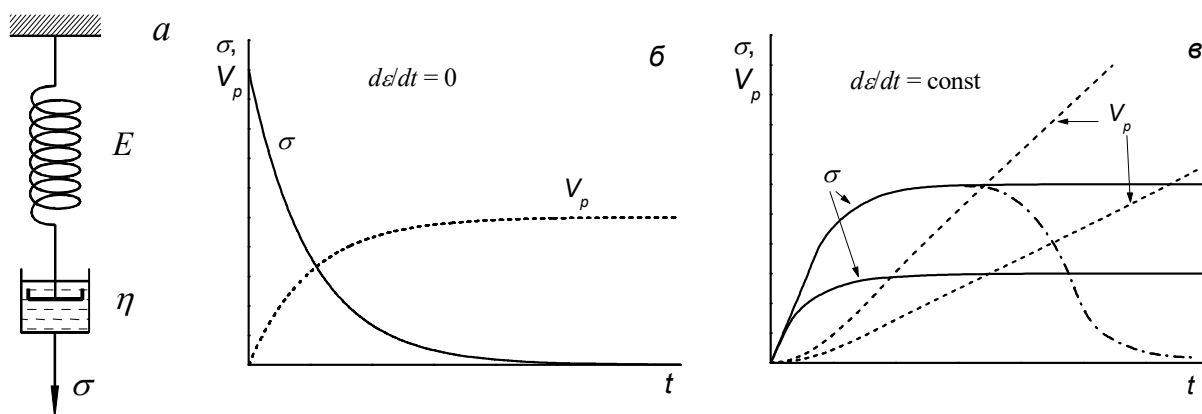


Рис. 4.1. К пояснению релаксации напряжений в рамках модели Максвелла (а) при мгновенной деформации (б) и деформировании с постоянной скоростью (в). V_p – объем несплошностей в материале. Штрих-пунктирной линией на графике (в) показан эффект нелинейности зависимости сопротивления росту несплошностей от их объема.

В зависимости от формы импульса ударного сжатия, генерируемого в испытуемом образце, начальная стадия откольного разрушения проходит в условиях, близких к тому или иному из двух предельных случаев, показанных на рисунках 4.1б и 4.1в. На рис. 4.2 показана история нагружения при отражении от поверхности импульса сжатия с треугольным профилем давления. В этом случае растягивающие напряжения появляются сначала в непосредственной близости от свободной поверхности, их величина монотонно возрастает по мере распространения отраженной волны вглубь образца. В каждом выделенном сечении нарастание растягивающего напряжения происходит быстро, после чего в течение некоторого времени напряжение поддерживается постоянным, то есть реализуются условия нагружения, близкие к показанным на рис. 4.1б.

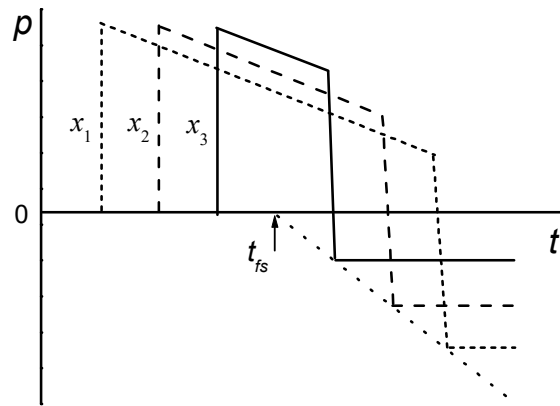


Рис. 4.2. Профили давления $p(t)$ в различных сечениях x_i при отражении импульса сжатия треугольной формы от свободной поверхности тела. t_{fs} – момент выхода фронта импульса сжатия на поверхность.

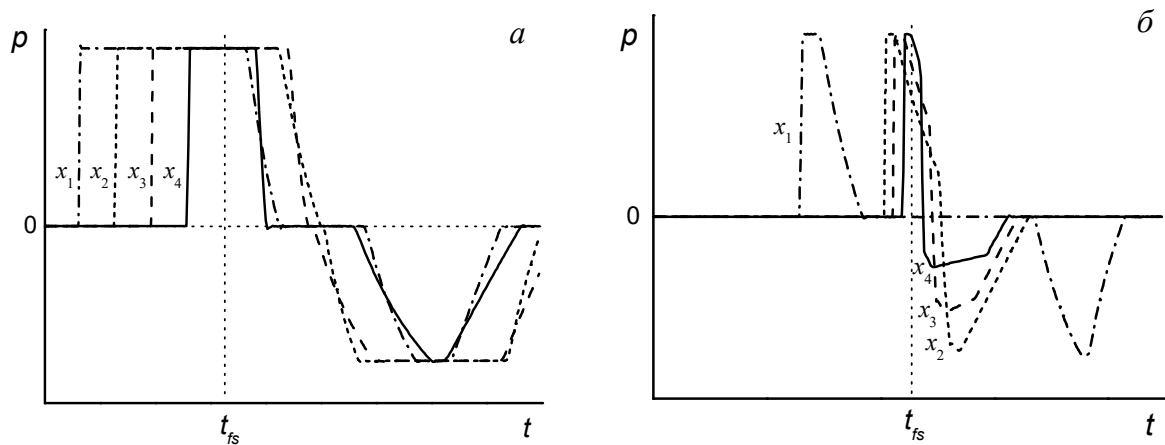


Рис. 4.3. *а* – Профили давления в нескольких сечениях x_i пластины-мишени после удара пластиной вдвое меньшей толщины. Результаты численного моделирования. *б* – профили давления после удара тонким ударником.

В практике измерений откольной прочности материалов часто используется генерация импульсов сжатия ударом пластины, толщина которой равна половине толщины испытуемого образца с тем, чтобы откольное разрушение происходило близко к середине образца. На рисунке 4.3*а* показаны истории нагружения в нескольких сечениях пластины-мишени, полученные для этих условий численным моделированием с реальным уравнением состояния. В этом случае растяжение сначала образуется вблизи среднего сечения образца, после чего распространяется к поверхности соударения и к тыльной поверхности образца. При этом вследствие зависимости скорости звука от давления нарастание растягивающего напряжения во всех сечениях происходит в течение довольно значительного времени, ситуация ближе к показанной на рис. 4.1*в*. Если в случае треугольного импульса можно говорить, что разрушение начинает развиваться после достижения максимального растяжения, то при меньшей скорости приложения нагрузки заметное разрушение может иметь место уже в процессе возрастания растягивающих напряжений. Для анализа условий инициирования разрушения может быть существенным,

что скорость нарастания растягивающих напряжений слева от среднего сечения в этих условиях выше, чем справа.

На рис. 4.3б показаны истории нагружения в случае малой (по сравнению с мишенью) толщины ударника. При достаточно малом отношении толщин ударника и мишени вблизи тыльной поверхности мишени импульс ударного сжатия принимает форму, близкую к треугольной, вследствие чего вблизи поверхности реализуются истории нагружения, подобные обсуждавшимся для треугольного импульса (рис. 4.2).

На рис. 4.4 приведены в качестве примера результаты измерений профилей скорости свободной поверхности образцов высокопрочного титанового сплава ВТ6. При малой амплитуде нагрузки профиль скорости свободной поверхности практически повторяет форму ударного импульса внутри образца. Регистрируется выход на поверхность упругопластической волны сжатия и следующей за ней волны разрежения. С увеличением амплитуды ударной нагрузки растут также растягивающие напряжения после отражения импульса сжатия от поверхности, вследствие чего инициируется процесс разрушения. По мере развития разрушения растягивающие напряжения релаксируют к нулю. В результате в растянутом материале появляется волна сжатия, которая выходит на поверхность в виде так называемого откольного импульса и вновь увеличивает ее скорость. Последующие затухающие колебания скорости вызваны многократными отражениями волн между поверхностью образца и поверхностью откола. Падение скорости поверхности Δu_{fs} от максимума до значения перед фронтом откольного импульса определяется величиной разрушающего напряжения, а период колебаний скорости поверхности определяется толщиной откола. Декремент скорости перед откольным импульсом, Δu_{fs} , в общем пропорционален величине растягивающего напряжения непосредственно перед началом откольного разрушения, то есть откольной прочности материала. Увеличение амплитуды импульса ударной нагрузки не оказывает существенного влияния на реализуемое значение откольной прочности. С увеличением длительности импульса ударного сжатия при сохранении подобия его формы сопротивление откольному разрушению, как и следовало ожидать, несколько уменьшается. Гораздо большее уменьшение величины Δu_{fs} вызывает переход от треугольного к прямоугольному профилю падающего импульса ударно-волновой нагрузки. Последнее, несомненно, вызвано искажением волнового профиля вследствие упругопластических эффектов, обсуждавшихся в разделе 3.8.

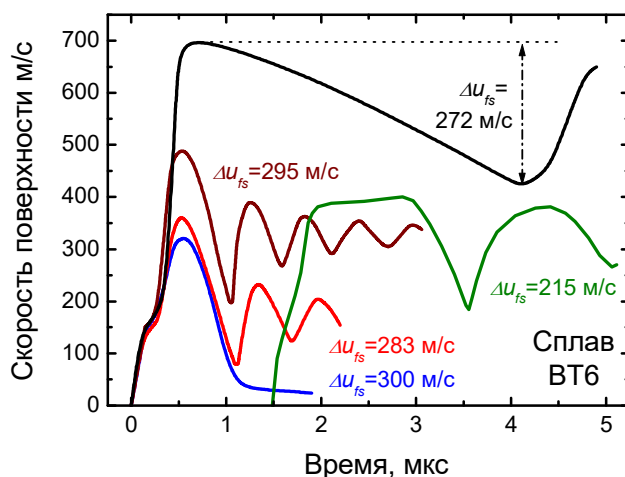


Рис. 4.4. Профили скорости свободной поверхности плоских образцов титанового сплава ВТ6, измеренных при различных давлениях и длительностях импульсов ударного сжатия.

Как уже говорилось, скорость разрушения, обуславливаемая количеством активированных очагов разрушения и темпом их роста, не может быть сколь угодно большой. Измеряемые величины разрушающих напряжений при отколе представляют собой результат конкуренции роста растягивающих напряжений в процессе волновых взаимодействий и их релаксации в результате появления и роста несплошностей в материале.

На рис. 4.5 показан схематически различные варианты профиля скорости свободной поверхности, регистрируемого при исследовании откольных явлений. Интуитивно ясно, что на динамику волновых взаимодействий заметное влияние могут оказывать процессы, сопровождающиеся достаточно быстрой релаксацией напряжений. Акустический анализ процесса отражении импульса сжатия от свободной поверхности разрушаемого тела [14] показывает, что регистрируемые значения напряжений откола соответствуют скорости роста объема несплошностей, примерно (с точностью до константы порядка нескольких единиц) равной скорости расширения вещества в разгрузочной части падающего импульса.

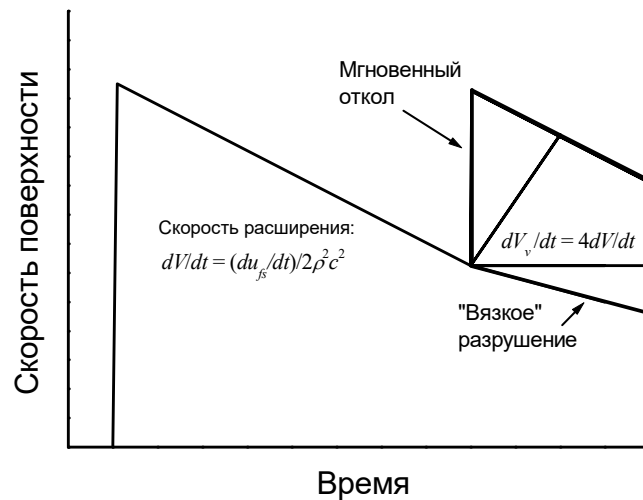


Рис. 4.5. Влияние скорости разрушения на форму откольного импульса на профиле скорости свободной поверхности.

Поскольку кинетика разрушения априори не известна, нельзя быть уверенным в корректности экстраполяции участков профиля $u_{fs}(t)$, применяемой для оценки величины коррекции δ . Следует отметить еще одно обстоятельство, существенно повышающее погрешность определения разрушающих напряжений из экспериментов с толстым ударником (отношение толщин ударника и мишени-образца 1/2, используемое западными исследователями).

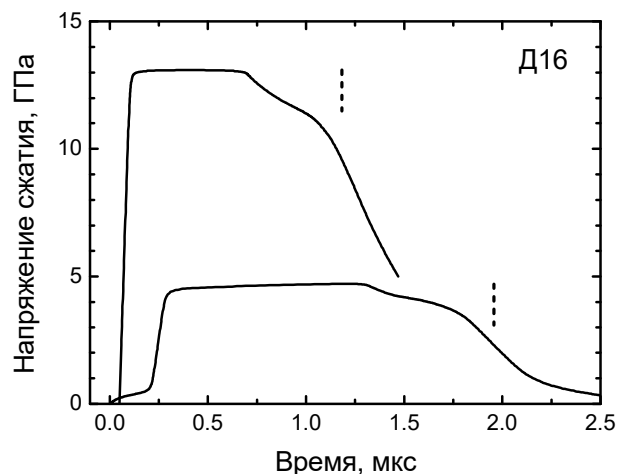


Рис. 4.6. Профили давления в образцах алюминиевого сплава Д16 при двух разных скоростях удара.

На рис. 4.6 показаны профили давления в образцах алюминиевого сплава Д16, измеренные с помощью манганиновых датчиков при двух разных скоростях удара. Из-за упругопластического характера разгрузки скорость уменьшения давления в ней изменяется немонотонным образом, что вносит дополнительную неопределенность в оценку величины поправки δ . Кроме того, поскольку предел текучести материала возрастает с давлением, величина начального («квазиупругого») участка волны разрежения оказывается тем большей, чем больше скорость удара. Если величина откольной прочности соответствует длине вертикальных пунктирных отрезков на рис. 4.6 то величина градиента скорости $\dot{u}_1$ перед фронтом откольного импульса и, соответственно, коррекция δ оказываются меньшими в случае большой скорости ударника, чем в случае удара с малой скоростью. Вероятно, это обстоятельство является одной из причин возрастания измеренных значений откольной прочности с увеличением давления предшествующего ударного сжатия, наблюдавшегося в экспериментах с толстыми ударниками и не наблюдавшегося в опытах с тонкими ударниками. Заметим, что удовлетворительного объяснения зависимости откольной прочности от давления предшествующего ударного сжатия не найдено.

Измерения откольной прочности должны быть организованы таким образом, чтобы свести величину δ к минимуму. Анализ источников погрешности показывает, что это достигается в случае, когда в момент выхода на поверхность импульс ударного сжатия имеет профиль треугольной или близкой к ней формы.

§ 4.1.2. Откольная прочность материалов и веществ различных классов

На рисунке 4.7 показаны результаты опытов по определению откольной прочности алюминия в различных структурных состояниях — технического алюминия АД1, высокочистого поликристаллического алюминия и монокристаллического образца алюминия. Гомогенные монокристаллы не содержат таких относительно крупных потенциальных очагов разрушения, как границы зерен, включения, микропоры и т.п. и благодаря этому демонстрируют наиболее высокое значение откольной прочности, в 2.5 раза превышающее прочность технического алюминия. Высокочистый поликристаллический алюминий имеет меньшую динамическую прочность, чем

монокристалл, но значительно более высокую, чем технический, который содержит до 0.7 % примесей.

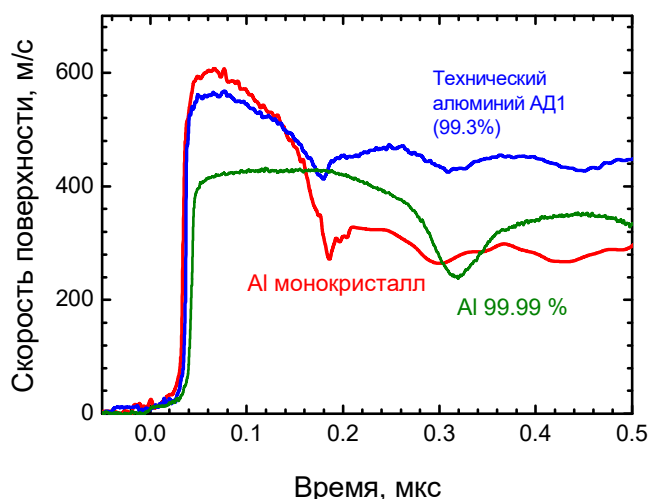


Рис. 4.7. Результаты опытов по определению откольной прочности технического алюминия АД1 [15], высокочистого поликристаллического алюминия [16] и монокристаллического образца алюминия [17].

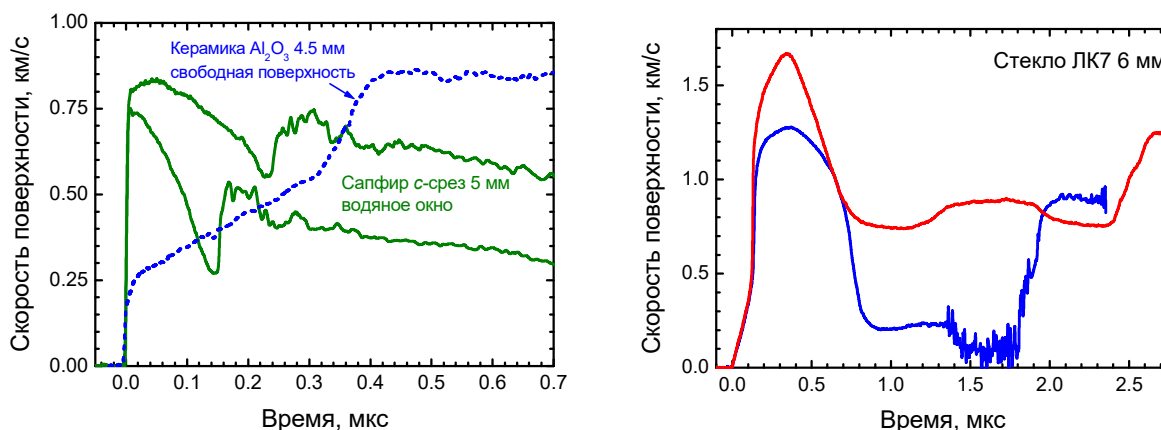


Рис. 4.8. Профили скорости контактной поверхности, измеренные в опытах с образцами сапфира и керамической окиси алюминия.

Рис. 4.9. Профили скорости свободной поверхности пластин стекла ЛК7 толщиной 6 мм, измеренные при ударе алюминиевой пластиной толщиной 2 мм со скоростью 1.2 км/с и 1.8 км/с. В последнем случае за ударником следовал толстый слой парафина.

На рисунке 4.8 сопоставлены профили скорости поверхности контакта с водяным окном образцов сапфира (монокристаллическая окись алюминия) [18] и керамики, спеченной из порошка окиси алюминия [19]. Максимальное напряжение при ударном сжатии сапфира было ниже его динамического предела упругости. В этих опытах сапфир показал откольную прочность 8.9 ГПа при максимальном напряжении сжатия в предшествующей ударной волне 18.2 ГПа и 4.2 ГПа после ударного сжатия до 20.6 ГПа и большей длительности импульса нагрузки. При длительности ~ 40 нс и напряжении сжатия в ударной волне 23 ГПа измеренная величина откольной прочности сапфира составила 20 ГПа. Неупругие деформации при превышении динамического предела упругости в предшествующей волне сжатия приводят к практически полной потере

сопротивления откольному разрушению сапфира. Керамическая окись алюминия, в которой границы зерен являются потенциальными очагами разрушения, имеет откольную прочность на уровне примерно 0.5 ГПа после ударного сжатия как ниже предела упругости, так и существенно выше его. Это значение откольной прочности типично для керамик и горных пород.

На рисунке 4.9 показаны результаты экспериментов по измерению откольной прочности боросиликатного оптического стекла ЛК7 после ударного сжатия выше и ниже динамического предела упругости [20]. И в том, и в другом случае откол не фиксируется, что означает очень высокую откольную прочность стекла: более 6.5 ГПа ниже предела упругости (который находится в диапазоне от 7.5 до 8 ГПа) и остающуюся большой с превышением предела упругости. Очевидно, в отличие от сапфира, неупругая деформация стекла происходит более гомогенным образом и не сопровождается появлением концентраторов напряжений.

На рисунке 4.10 показаны профили скорости свободной поверхности образцов плексигласа и резины. Плексиглас разрушается путем роста чечевицеобразных трещин, которые зарождаются на включениях твердых частиц и газовых пор, существующих в исходном материале. Форма волнового профиля при невысокой интенсивности ударной нагрузки в этом случае типична для твердых тел. Характерные значения откольной прочности твердых полимеров находятся в диапазоне от 0.15 до 0.3 ГПа при длительностях ударно-волновой нагрузки порядка $10^{-7} - 10^{-6}$ с. Эластомеры, в частности – резина, обладают способностью претерпевать очень большие обратимые деформации без разрушения. Поведение этих материалов при отколе несколько отличается от поведения других твердых тел. Профиль скорости свободной поверхности образца резины на рис. 4.10 лишь на малом начальном участке соответствует падающему импульсу ударного сжатия; затем регистрируется слабый откольный импульс. После начала откола в течение длительного времени происходит торможение отрывающегося поверхностного слоя, который, очевидно, сохраняет связь с основной частью образца. Осмотр сохранившегося образца резины не выявил какого-либо заметного разрушения. Измеренная величина откольной прочности резины составила 27 ± 3 МПа, что даже меньше истинного значения прочности резины на разрыв S_k при низкоскоростном растяжении в условиях одноосного напряженного состояния (88 МПа).

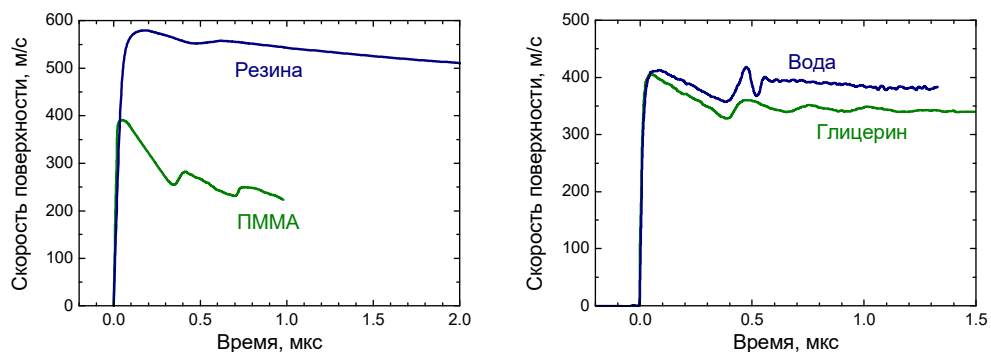


Рис. 4.10. Поведение плексигласа (ПММА) [21] и резины [22] при отколе.

Рис. 4.11. Профили скорости свободной поверхности, измеренные в опытах по отколу в воде и глицерине [23].

Известно, что разрыву эластомеров предшествует образование пор. Зарождение этих пор происходит при напряжениях намного меньших разрывного. В случае напряженном состоянии, близкого к всестороннему растяжению, как это имеет место при воздействии импульсом одноосного сжатия, поры зарождаются после малой деформации растяжения.

Однако после этого напряженное состояние между порами уходит от всестороннего растяжения, вследствие чего становятся возможными большие обратимые деформации пористой резины. Измеренное значение откольной прочности характеризует условия зарождения микронесплошностей в резине, но не характеризуют условия ее полного разрыва. Образование микроразрывов само по себе еще не является разрушением. После этого эластомеры могут претерпевать значительные растяжения, которые полностью или частично обратимы. Затянутое падение скорости свободной поверхности после выхода на нее откольного импульса определяется сопротивлением растяжению пористой резины.

Жидкости, как и твердые тела, обладают сопротивлением всестороннему растяжению, что может быть интерпретировано как объемная прочность. На рисунке 4.11 показаны результаты экспериментов [23] по измерению откольной прочности воды и глицерина. Измеренное значение откольной прочности воды составило примерно 40 МПа, для глицерина оно варьируется от 60 МПа до 140 МПа в зависимости от скорости деформации. Отметим атипичную особенность на профиле скорости свободной поверхности при отколе в воде (рис. 4.14), которая проявляется в виде большой амплитуды и малого времени нарастания откольного импульса. Скорость поверхности в откольном импульсе становится даже больше скорости непосредственно после выхода ударной волны на поверхность. Можно предположить, что это превышение есть следствие эффектов инерции роста кавитационных пузырьков. Профиль скорости свободной поверхности при отколе в более вязком глицерине такой аномалии не имеет. Оба волновых профиля на рис. 4.11 демонстрируют отчетливую задержку откольного разрушения, которая проявляется в том, что период осцилляций скорости после откола существенно меньше длительности первого импульса скорости перед отколом. Как правило, подобная задержка для твердых тел отчетливо не регистрируется. Другой возможной, но менее вероятной причиной уменьшения периода осцилляций u_{fs} может быть развитие кавитационных процессов в отколовшемся слое жидкости после отражения откольного импульса от поверхности.

В самое последнее время удалось измерить откольную прочность расплавленных металлов как в субмикросекундном диапазоне длительностей ударной нагрузки [24, 25], так и в пикосекундном диапазоне [26]. Оказалось, что при относительно больших временах откольная прочность жидких олова, свинца и цинка на порядок меньше прочности этих металлов в твердом состоянии и составляет значительно меньшую долю идеальной прочности, чем это имеет место для воды и других жидкостей при комнатной температуре. В пикосекундном диапазоне откольная прочность расплавленного олова составила 1.9 ± 0.3 ГПа, то есть менее 30% от идеальной прочности. Для металлов в твердом состоянии откольная прочность, измеренная в этом диапазоне длительностей, обычно превышает 70% идеальной прочности.

§ 4.1.3. Приближение к «идеальной» прочности конденсированного вещества.

С применением техники ударных волн в настоящее время удается проводить измерения на уровне растягивающих напряжений, сравнимых с предельной или «идеальной» прочностью конденсированного вещества, определяющей верхнюю границу возможного сопротивления разрушению. Поскольку разрушение при больших перенапряжениях в материале представляет собой кинетический процесс зарождения, роста и слияния несплошностей и не может происходить мгновенно, увеличение скорости приложения нагрузки позволяет создавать в материале все более высокие растягивающие напряжения. В настоящее время стало возможным проводить измерения на уровне напряжений, сравнимых с предельно возможной «идеальной» прочностью конденсированного вещества. Известно, что модули упругости твердых тел (и жидкостей) возрастают со сжатием и, соответственно, уменьшаются при растяжении. При некотором

значении растягивающих напряжений объемный модуль должен обращаться в нуль: $dp/dV = 0$, что соответствует абсолютной потере устойчивости конденсированного состояния. Эти значения напряжений и понимаются под термином «идеальная прочность». Существует довольно сильная корреляция между температурой плавления и величиной идеальной прочности на разрыв [27].

Интересно сопоставить измеренные значения откольной прочности однородных конденсированных сред с предельно возможными значениями сопротивления растяжению. На рис. 4.12 представлены зависимости нормализованных величин σ_{sp}/σ_{id} откольной прочности σ_{sp} металлических монокристаллов, аморфных полимеров и жидкостей от скорости деформирования. Значения идеальной прочности σ_{id} оценивались как давление в минимуме ударной адиабаты вещества, экстраполированной в область растяжения:

$$\sigma_{id} = \frac{\rho_0 c_0^2}{4b}, \quad (4.1)$$

где c_0 , b – коэффициенты линейного выражения для ударной адиабаты в виде $U_s = c_0 + bu_p$ (U_s – скорость фронта ударной волны, u_p – массовая скорость вещества за фронтом). Как показывает сопоставление с результатами первопринципных расчетов, погрешность такой оценки величины σ_{id} составляет примерно 20% с тенденцией к завышению σ_{id} . Для иллюстрации в Таблице 4.1 результаты оценки по (4.1) сопоставлены с результатами определения σ_{id} из первопринципных расчетов, экстраполяцией уравнения состояния вещества (EOS) в область отрицательных давлений, и путем молекулярно-динамического (MD) моделирования. Отметим, что первопринципные расчеты проводятся для температуры абсолютного нуля и вследствие этого дают верхние оценки идеальной прочности, σ_{id} уменьшается с ростом температуры. Хотя измеренные значения откольной прочности этого круга материалов различаются более чем на два порядка, в нормализованных координатах разброс данных уже не столь велик.

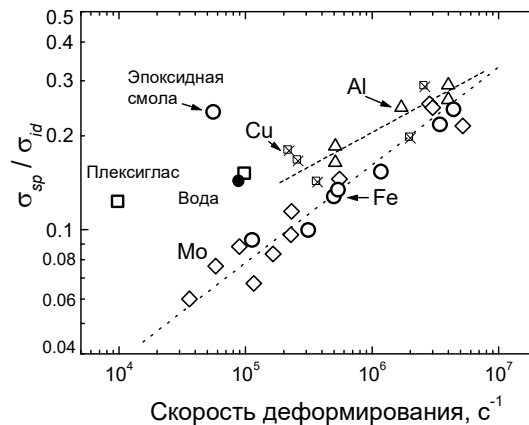


Рис. 4.12. Степень реализации идеальной прочности σ_{id} однородных материалов (монокристаллов, аморфных полимеров и жидкостей) при отколе в зависимости от скорости деформирования.

На рисунке 4.12 под скоростью деформирования понимается скорость расширения вещества в волне разрежения перед откольным импульсом, которая определяется как

$$\frac{\dot{V}}{V_0} = -\frac{\dot{u}_{fsr}}{2c_b} \quad (4.2)$$

где $\dot{u}_{fsr}$ – темп падения скорости свободной поверхности перед выходом на нее откольного импульса. Хотя в реальности скорость растяжения при взаимодействии встречных волн разрежения варьируется в широких пределах, представление экспериментальных данных в виде рис. 4.12 имеет то преимущество, что может быть непосредственно использовано для оценки кинетики разрушения. Показано [14, 28], что начальная скорость роста объема несплошностей при отколе с точностью до постоянного множителя $\sim(2-4)$ равна скорости расширения вещества в волне разрежения, посчитанной в соответствии с соотношением (4.2).

Представленные на рис. 4.12 данные показывают, что при наносекундных длительностях нагрузки реализуется до 30% идеальной прочности конденсированного вещества. Пластичные монокристаллы меди и алюминия со структурой г.ц.к. демонстрируют несколько более высокую степень реализации идеальной прочности, чем железо и молибден, имеющие о.ц.к. структуру кристаллической решетки. Вероятно, это связано с возможностью большей концентрации напряжений в окрестности микродефектов у о.ц.к. металлов с более высоким пределом текучести. Степень реализации идеальной прочности при отколе у аморфных полимеров и жидкостей, по крайней мере, не ниже, чем у металлов. Различие в степени реализации идеальной прочности различных веществ уменьшается по мере сокращения длительности нагрузки.

Table 4.1. Сопоставление различных способов оценки идеальной прочности.

Вещество	Оценка σ_{id} по (4.1), ГПа	$\sigma_{id} ab initio$, ГПа	σ_{id} при 300 К из EOS или MD, ГПа
Алюминий	13.4	11.7 [29]	12.2 – EOS [27]
Медь	23.3	19.8 [30]	21.0 – EOS [27]
Молибден	55	41.6 [31] 42.9 [30]	
Железо	31.6	27.9 [32] 27.7 [30] 13.4 [33]	13.5 – EOS [27]
ПММА	1.39		
Эпоксидная смола (полимеризованная)	1.34		
Вода	0.28		0.21 – EOS [34] 0.22 – MD [35]

В последние годы стало возможно проводить ударно-волновые измерения в пикосекундном диапазоне длительностей нагрузки. На рис. 4.13 суммированы результаты измерений и атомистического моделирования высокоскоростного разрушения и откола и первопринципных расчетов «идеальной» прочности алюминия. Экстраполяция экспериментальных данных к более высоким скоростям деформирования показывает их

согласие с молекулярно-динамическими расчетами и предсказывает достижение «идеальной» прочности при скорости растяжения примерно $2 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$.

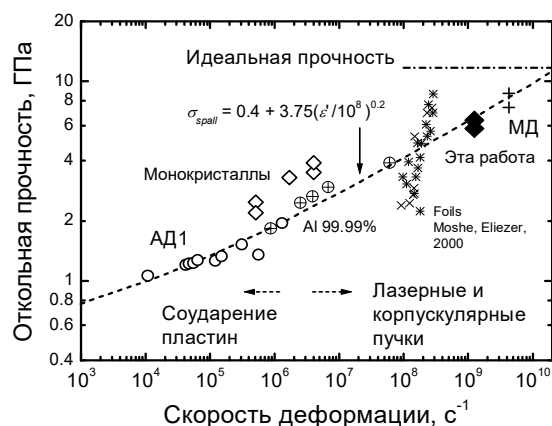


Рис. 4.13. – Результаты измерений откольной прочности алюминия различной чистоты в сопоставлении с данными для монокристаллического алюминия, результатами молекулярно-динамического моделирования откола, а также значением идеальной прочности алюминия из первопринципных расчетов.

§ 4.1.4. Влияние структурных факторов на субмикросекундную прочность металлов

На рис. 4.14 показаны результаты измерений профилей скорости свободной поверхности образцов сплава Д16Т при ударно-волновом нагружении в направлении прокатки и в поперечном направлении. При выбранном соотношении толщин ударника и образца условия нагружения вблизи свободной тыльной поверхности образца соответствуют началу затухания ударной волны под действием нагоняющей ее волны разрежения.

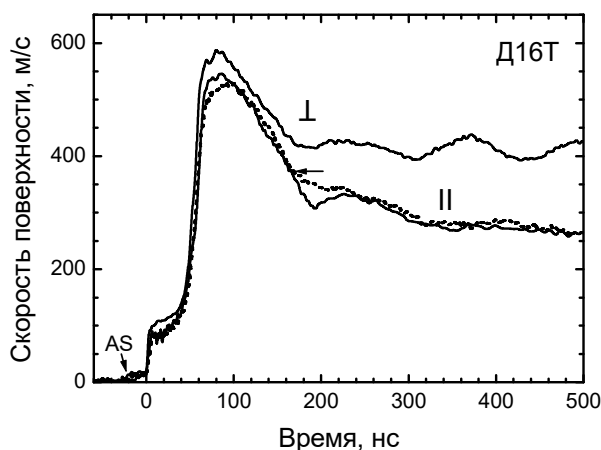


Рис. 4.14. Профили скорости свободной поверхности образцов сплава Д16Т толщиной 2 мм в исходном состоянии при нагружении ударом пластины толщиной 0.4 мм. Значками II и I обозначены условия нагружения в направлении прокатки и в поперечном направлении, соответственно. AS – результат воздействия воздушной ударной волны перед пластиной-ударником. Стрелкой на профиле без явно выраженного откольного импульса отмечено предполагаемое начало разрушения.

Из представленных на рис. 4.14 волновых профилей видно, что откольное разрушение сплава при нагружении в направлении прокатки имеет затянутый характер: в течение длительного времени после начала разрушения откалывающийся поверхностный слой остается связанным с остальной частью образца и, вследствие этого, продолжает тормозиться. Отметим, что подобный характер разрушения ранее наблюдался, в частности, в опытах со сталью 09Г2С [36], нагружаемой, как и в нашем случае, в направлении прокатки. Завершение разрушения сопряжено с работой роста и слияния зародившихся несплошностей, на что расходуется кинетическая энергия откалывающейся пластины. Разность кинетических энергий откалывающегося слоя непосредственно перед разрушением и после его завершения определяется работой разрушения.

Сопоставление двух волновых профилей, полученных в одинаковых условиях нагружения, показывает, что регистрируемое сопротивление разрушению при отколе при ударном сжатии в продольном направлении варьируется от опыта к опыту. Вариации значений откольной прочности объясняются, очевидно, неоднородностью структуры материала. Подобные эффекты можно наблюдать, если пространственное разрешение измерений (в данном случае – 0.1 мм) меньше характерного размера поперечных неоднородностей поля скоростей. Кроме того, эффекты неомогенности разрушения сглаживаются по мере распространения сигнала от плоскости откола к свободной поверхности образца. Толщина откола в этих опытах составила 0.35 мм, следовательно можно говорить о характерном размере неоднородности структуры материала, большем или примерно равным 0.1–0.3 мм. Начиная с момента времени 250 нс после выхода фронта волны на свободную поверхность результаты двух обсуждаемых опытов практически совпадают.

Непосредственное сопоставление волновых профилей на рис. 9, полученных в условиях нагружения в направлении прокатки и в поперечном направлении демонстрирует явно меньшее сопротивление откольному разрушению в последнем случае. В этом отношении поведение дюралюминия Д16Т подобно ранее наблюдавшемуся для текстурированных сталей и сплавов. При этом металлографический анализ сохранных образцов стали [36] показал отсутствие или малую степень слияния образовавшихся трещин или пор, по крайней мере – в направлении, перпендикулярном направлению ударной нагрузки. При поперечной ориентации ударной нагрузки разрушение быстрее завершается, практически не наблюдается торможение откольной пластины, а величина работы разрушения существенно меньше, чем при нагружении в направлении прокатки.

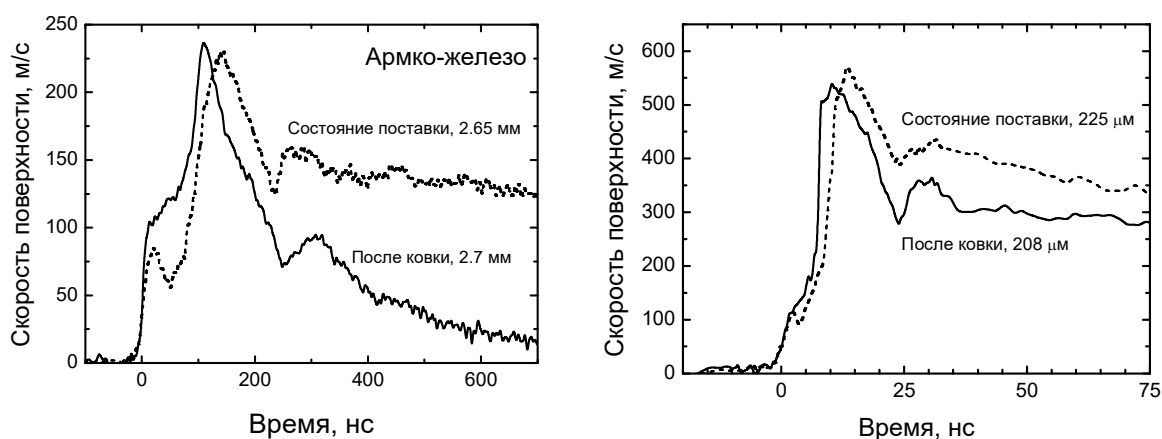


Рис. 4.15. Профили скорости свободной поверхности образцов Армко-железа толщиной 2.7 мм, нагружаемых ударом алюминиевой пластины толщиной 0.4 мм со скоростью 600 ± 30 м/с.

Рис. 4.16. Профили скорости свободной поверхности образцов Армко-железа толщиной 0.2 мм, нагружаемых ударом алюминиевой пластины толщиной 0.05 мм со скоростью 1200 ± 50 м/с.

На рисунках 4.15 и 4.16 показаны результаты опытов с железом Армко в исходном и ультрамелкозернистом состояниях. В исходном состоянии средний размер зерен составлял 28 мкм. Ультрамелкозернистое состояние армко-железа получалось в результате интенсивной пластической деформации методом всестороннейковки со сменой оси деформации при суммарной величине деформации более 1500 %. После проведения всестороннейковки зерна измельчились настолько, что определить их средний размер по металлографическим шлифам не удается.

Из приведенных на рис. 4.15 и 4.16 данных видно, что в данном случае уменьшение размера зерна привело к возрастанию величины откольной прочности железа. Однако это не является общей закономерностью. Известны примеры обратного влияния размера зерна на откольную прочность металлов, что объясняется увеличением общей площади границ зерен, являющихся потенциальными центрами зарождения разрушений. Профили скорости свободной поверхности демонстрируют также возрастание величины реализуемого сопротивления разрушению с сокращением длительности импульса ударной нагрузки.

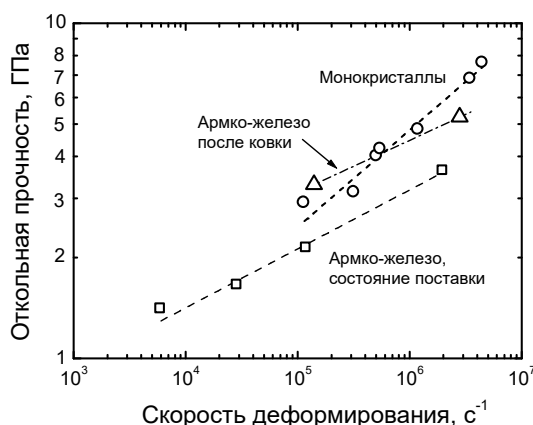


Рис. 4.17. Зависимость сопротивления откольному разрушению железа в различных структурных состояниях от скорости растяжения.

На рис. 4.17 суммированы результаты измерений сопротивления откольному разрушению армко-железа в исходном и ультрамелкозернистом состояниях, а также отдельных крупных (5–10 мм) зерен, фактически – монокристаллов, высокочистого железа в зависимости от скорости деформирования. Сопротивление разрушению субмикроструктурного железа мало отличается от откольной прочности монокристаллов.

На рис. 4.18 представлены результаты опытов с медью в наносекундном диапазоне длительностей ударно-волновой нагрузки. Образцы представляли собой высокочистую медь в монокристаллическом и поликристаллическом состояниях, монокристалл меди с 0.1% кремния и монокристалл Cu с 0.1% Si подвергнутый термообработке при 1030°C в закиси меди в течение 24 часов. Известно, что кремний с медью образуют твердый раствор замещения, выдержка которого в порошке Cu₂O при высокой температуре приводит к формированию в монокристаллической матрице рассеянных частиц SiO₂ с размером ~ 350 нм.

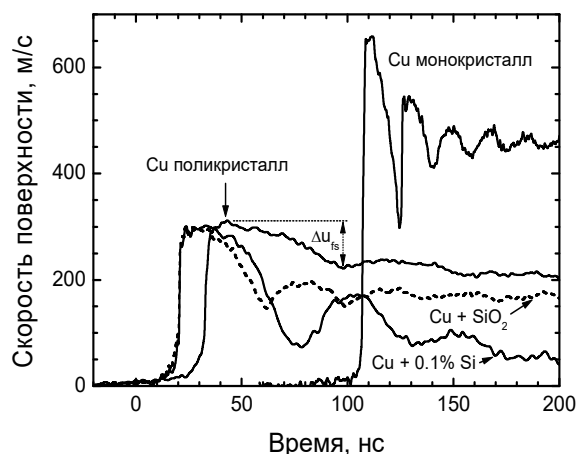


Рис. 4.18. Профили скорости свободной поверхности монокристаллических образцов меди толщиной 0.2 мм, меди с 0.1% кремния толщиной 0.5 мм и меди с включениями окиси кремния толщиной 0.5 мм, а также образцом высокочистой поликристаллической меди толщиной 1 мм. Толщина алюминиевых ударников варьировалась от 0.05 мм до 0.2 мм пропорционально толщине испытуемого образца; скорость удара составляла 1.2 ± 0.05 км/с и 0.66 ± 0.03 км/с, соответственно.

Приведенные на рис. 4.18 результаты измерений демонстрируют явное различие значений откольной прочности и характера откольного разрушения в зависимости от структурного состояния испытуемых образцов. Монокристалл чистой меди имеет наибольшую прочность и характеризуется быстрым завершением процесса разрушения. Скорость поверхности откалываемой пластины осциллирует вследствие реверберации волн, но ее среднее значение быстро устанавливается постоянным, откуда следует, что торможение пластины прекратилось через 5–10 нс после начала откола. Поликристаллическая медь имеет наименьшее сопротивление разрушению, но процесс разрушения развивается медленно. В этом случае связь между откалываемым слоем и остальной частью образца сохраняется в течение относительно длительного времени, что следует из наблюдаемого затянутого торможения откольной пластины. Монокристалл твердого раствора $\text{Cu} + 0.1\% \text{Si}$ имеет несколько меньшую прочность, чем монокристалл чистой меди, и вязкий, затянутый характер разрушения. С формированием мелкодисперсных частиц SiO_2 сопряжено дальнейшее понижение сопротивления откольному разрушению и его ускорение.

На рис. 4.19 показана фотография поверхности откола образца $\text{Cu} + 0.1\% \text{Si}$. Образец состоял из крупных зерен размером до 10 мм. Видно, что поверхность состоит из характерных ямок, типичных для пластичного разрушения. Крупные зерна разделены неглубокими канавками. Детали структуры межзеренного разрушения видны на микрофотографиях, приведенных на рис. 4.20. Меньший размер ямок на межзеренных границах означает более высокую концентрацию центров зарождения разрушения, что объясняет пониженную откольную прочность поликристаллической меди.

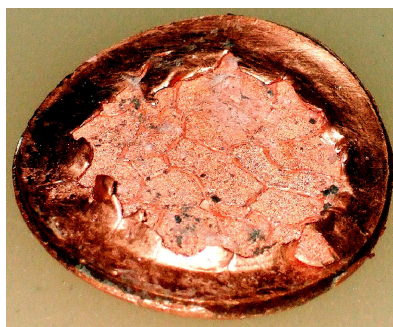


Рис. 4.19. Образец $\text{Cu}+0.1\%\text{Si}$ толщиной 3 мм после удара медной пластиной толщиной 5 мм со скоростью 480 м/с.

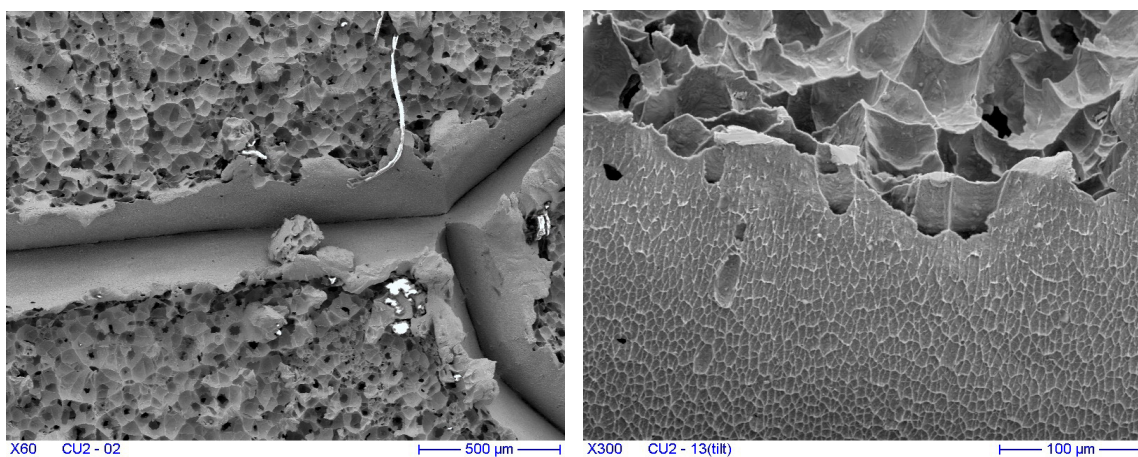


Рис. 4.20. Поверхность разрушения образца $\text{Cu}+0.1\%\text{Si}$ вблизи границ зерен (сканирующий электронный микроскоп)

На рисунке 4.21 показаны в сравнении поверхности откольного разрушения образцов $\text{Cu}+0.1\%\text{Si}$ и $\text{Cu}+\text{SiO}_2$. В случае твердого раствора $\text{Cu}+0.1\%\text{Si}$ размеры ямок варьируются в широких пределах; наблюдаются две основные популяции с размером ~ 4 мкм и ~ 40 мкм. В случае меди с субмикронными включениями окиси кремния ямки очень однородны и имеют размер примерно 2 мкм, примерно соответствующий среднему расстоянию между включениями.

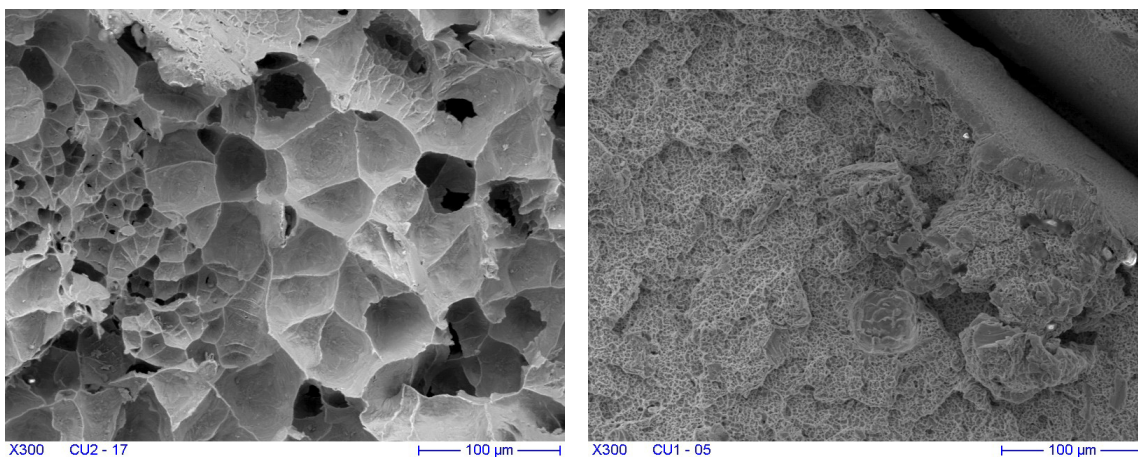


Рис. 4.21. Поверхности откольного разрушения образцов Cu+0.1%Si (слева) и Cu+SiO₂ (справа).

Большой размер ямок разрушения в образце Cu+0.1%Si означает большее время роста пор до их слияния, что объясняет затянутый характер откольного разрушения в этом материале. Сопоставление волновых профилей на рис. 4.18 и фотографий поверхностей разрушения дает основание предположить, что неравномерное распределение кремния в твердом растворе Cu+0.1%Si вызывает гетерогенное зарождение несплошностей в дополнение к гомогенному процессу в монокристалле.

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

§ 4.1.5. Откольная прочность монокристаллов и поликристаллов вблизи плавления

На рис. 4.22, 4.23 суммированы результаты первых измерений откольной прочности металлов в поликристаллическом и монокристаллическом состояниях при температурах вплоть до точки плавления. Там же приведены термодинамические оценки порогов разрушения, связанных с началом плавления при растяжении. Из приведенных данных видно, что поликристаллические алюминий и магний теряют прочность с приближением к температуре плавления, в то время как монокристаллы сохраняют высокую прочность на разрыв даже после пересечения фазовой границы плавления в области отрицательных давлений.

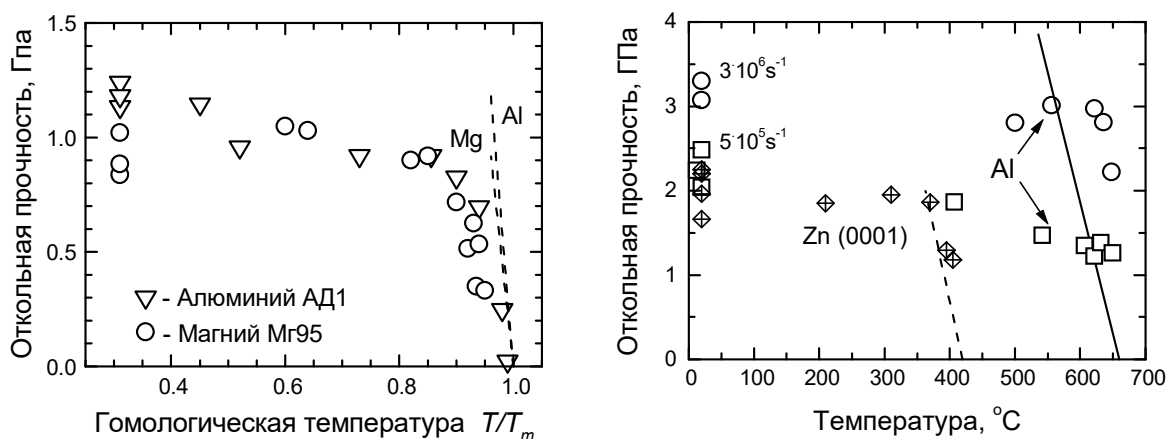


Рис. 4.22. Зависимость откольной прочности от температуры для поликристаллических алюминия и магния [37] технической чистоты.

Рис. 4.23. Зависимость откольной прочности от температуры для монокристаллов цинка [38] и алюминия [17]. Линиями показаны оценки, сделанные в предположении разрушения в момент начала плавления при растяжении.

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

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

С другой стороны, в поликристаллических материалах возможно плавление на границах зерен при температурах меньше температуры плавления кристалла [39]. Молекулярно-динамические расчеты [40] показывают, что плавление в объеме поликристаллов начинается на межзеренных границах при температурах заметно ниже температуры плавления. В терминах термодинамики это означает избыточную внутреннюю энергию приповерхностных слоев зерен, где кристаллическая структура искажена вследствие нарушения симметрии действующих сил. Можно надеяться, что измерения динамической прочности материалов вблизи температуры плавления дадут возможность оценить количественно энергию искажения приповерхностных слоев зерен.

В первых измерениях высокотемпературной откольной прочности металлов, показанных на рис. 4.22, наблюдалось падение сопротивления откольному разрушению технического алюминия АД1 и литого магния Мг95 практически до нуля с приближением к температуре плавления, в то время как монокристаллы алюминия и цинка сохраняли высокую прочность в непосредственной близости от точки плавления. На этом основании делался вывод о реализации перегретых твердотельных состояний монокристаллов и предплавлении поликристаллических металлов в области отрицательных давлений. Позднее появились результаты опытов с высокочистыми металлами и сплавами, которые не следуют этой логике. В высокочистых поликристаллических металлах – алюминии, меди, серебре предплавление не фиксировалось, а алюминиевый сплав 6061 [41] сохранял некоторые пониженные значения динамического предела упругости и откольной прочности даже при превышении температуры солидуса.

Для того, чтобы выяснить, является ли это различие следствием разных свойств материалов или следствием систематической экспериментальной погрешности в различных измерениях, были проведены в одинаковых условиях сравнительные эксперименты с техническим алюминием АД1 и алюминием А999 с чистотой 99.999 % при температурах до 640 градусов Цельсия (на 20 градусов ниже температуры плавления).

Эксперименты подтвердили резкое падение откольной прочности технического алюминия вблизи температуры плавления, что, вероятно, связано с ранним началом плавления на границах зерен, где сконцентрированы примеси. Алюминий А999 сохраняет высокую откольную прочность вблизи температуры плавления.

Глава 5. Специфические особенности высокоскоростной деформации металлов при ударном сжатии

§ 5.1. Общие представления

Исследования температурно-скоростных зависимостей сопротивления деформированию металлов и сплавов позволяют изучить основные закономерности движения носителей пластической деформации – дислокаций, выявить определяющие факторы и закономерности формирования и развития поврежденностей в материале. Эти сведения нужны для оптимизации режимов механической обработки материалов, а также для решения задач высокоскоростного удара и пробивания. В данном разделе представлены наиболее экзотические результаты исследований последнего десятилетия. Для их обсуждения полезно напомнить некоторые основы современных представлений о механизмах высокоскоростной деформации и разрушения твердых 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

$$\dot{\gamma} = bN_mv_d \quad (5.1)$$

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 и ОЦК. 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 усредненном и упрощенном смысле, не вдаваясь в недоступные для современных экспериментов детали механизма высокоскоростной деформации.

Известно, что напряжение течения кристаллических твердых тел возрастает с увеличением скорости нагружения. Для многих металлов эта зависимость резко усиливается с превышением скорости деформирования $\sim 10^3 - 10^4 \text{ с}^{-1}$, что интерпретируется как следствие изменения механизма движения дислокаций. При малых скоростях деформирования 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 оказываются настолько высокими, что дислокации оказываются способными

преодолевать барьеры и препятствия без дополнительного вклада тепловых флуктуаций. При этом доминирующим механизмом торможения становится фононная вязкость. Поскольку фононная вязкость пропорциональна температуре, при очень высоких скоростях деформации можно ожидать линейного возрастания напряжения течения с увеличением температуры [42]. При достаточно большом напряжении, называемом «идеальной» или «предельной» сдвиговой прочностью, материал должен терять устойчивость по отношению к сдвиговым напряжениям и может деформироваться без какого-либо вклада дислокаций. Величина τ_{id} идеальной сдвиговой прочности пропорциональна модулю сдвига G и по разным оценкам составляет $\tau_{id} \approx G/10 \dots G/2\pi$. 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. 5.1.

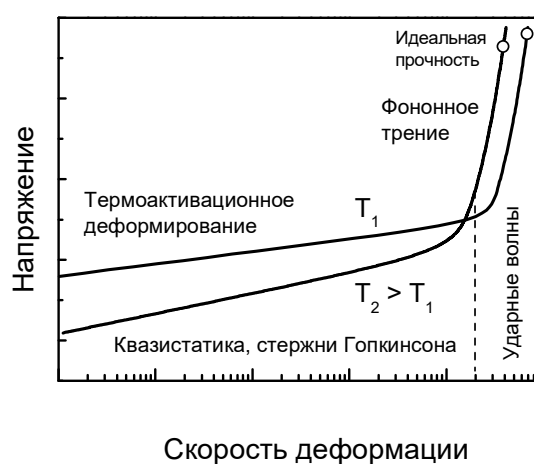


Рис. 5.1. К пояснению механизмов температурно-временных зависимостей предела текучести.

Вторым не менее важным параметром, определяющим сопротивление пластическому деформированию, является полная плотность дислокаций. Рисунок 5.2 поясняет зависимость предела текучести от плотности дислокаций. Бездефектные кристаллы характеризуются наивысшими значениями предела текучести. Подобные или близкие к ним высокопрочные структурные состояния реализуются в металлических «усах» микронной толщины. 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.



Рис. 5.2. Схематическое представление зависимости напряжения пластического течения кристаллического тела от плотности дислокаций.

В обсуждаемых экспериментах тем или иным способом в пластине исследуемого материала создается плоская ударная волна и измеряется ее структура – как правило, путем 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 микронной и субмикронной толщины, при этом временное разрешение измерений достигает пикосекундного (10^{-12} с) уровня.

На рисунке 5.3 приведены для примера профили скорости свободной поверхности $u_{fs}(t)$ плоских образцов магниевго сплава Ма2-1 разной толщины, измеренные 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 к пластическому ударная волна теряет устойчивость и расщепляется на упругий предвестник, который распространяется со скоростью, близкой к продольной скорости звука c_l , и следующую за ним пластическую ударную волну, скорость которой определяется объемной 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

$$\sigma_{HEL} = \rho c_l u_{HEL} / 2, \quad (5.2)$$

где u_{HEL} – скорость свободной поверхности за фронтом упругого предвестника, ρ – плотность материала. Хотя термин «динамический предел упругости» считается общепринятым, он, строго говоря, не является вполне корректным, так как величина σ_{HEL} не является константой. Из сопоставления волновых профилей на рис. 5.3 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.

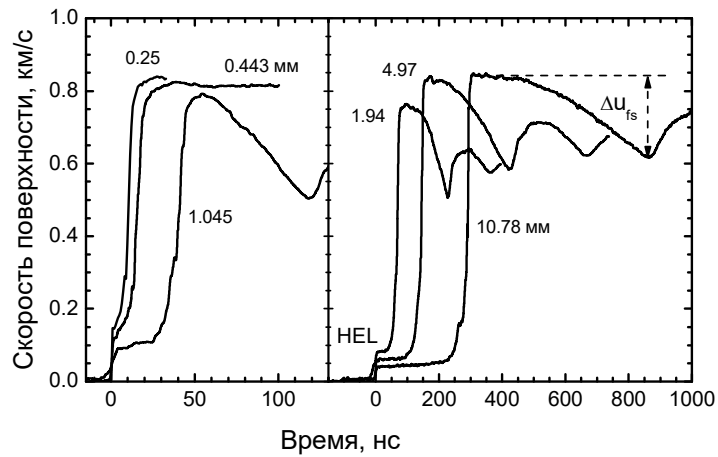


Рис. 5.3. Результаты измерений профилей скорости свободной поверхности образцов магниевого сплава Ма2-1. Числами у волновых профилей указаны значения толщины образца.

§ 5.2. Методология ударно-волновых исследований скоростных зависимостей сопротивления деформированию

Существуют два способа непосредственного получения информации о соотношении между скоростью пластической деформации и напряжением течения, основанные на измерениях затухания упругого предвестника [9, 43] и измерениях ширины пластической ударной волны [10, 44]. 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 здесь не рассматривается.

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 (3.31), которое мы здесь перепишем для удобства в виде:

$$\left. \frac{d\sigma_x}{dh} \right|_{\text{HEL}} = -\frac{4}{3} \frac{G\dot{\gamma}_p}{c_l} \quad (5.3)$$

где h – пройденное волной расстояние, G – модуль сдвига, c_l – скорость распространения фронта предвестника, принятая в этом приближении равной продольной скорости звука. На рисунке 5.4 суммированы экспериментальные данные по затуханию упругого предвестника в алюминии, в том числе данные в пикосекундном диапазоне длительностей, полученные на пленочных образцах толщиной порядка 1 мкм. 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 $U_s = 7.8$ км/с при конечном давлении ударного сжатия 38.7 ГПа. Столь сильное сжатие приводит к значительному возрастанию модуля сдвига в соотношении (5.3). Сплошными символами на рисунке 5.4 показаны нормализованные величины $\sigma_{\text{HEL}} G_0 / G$. С этой коррекцией весь набор экспериментальных данных с разумной точностью описывается эмпирическим соотношением

$$(G_0/G)\sigma_{HEL} = S(h/h_0)^{-\alpha} \quad (5.4)$$

где $h_0 = 1$ мм, $S = 0.16$ ГПа, показатель $\alpha = 0.63$. При напряжениях сжатия меньше 1 ГПа, что на рисунке 5.4 соответствует расстояниям больше нескольких десятков микрометров, возрастание модуля сдвига несущественно и в дальнейшем мы будем этим пренебрегать. Величина максимального напряжения сдвига за фронтом предвестника равна

$$\tau_{HEL} = (3/4)\sigma_{HEL} \left(1 - c_b^2/c_l^2\right) = \sigma_{HEL} G/E', \quad (5.5)$$

где $E' = \rho_0 c_l^2$ - модуль продольной упругости. В итоге эмпирическая зависимость (5.4) с учетом (5.3) и (5.5) трансформируется в зависимость начальной скорости пластической деформации от напряжения сдвига:

$$\dot{\gamma}_p = \frac{3}{4} \left(\frac{\tau E'}{SG} \right)^{\frac{\alpha+1}{\alpha}} \frac{S\alpha c_l}{h_0 G} \quad \text{или} \quad \dot{\gamma}_p = 9.1 \times 10^7 (\tau/\tau_0)^{2.59} \text{ с}^{-1} \quad (5.6)$$

где $\tau_0 = 1$ ГПа. Как видно из графиков на рисунках 5.5 и 5.6, начальная скорость пластической деформации за фронтом упругого предвестника по мере его распространения падает от 10^9 с^{-1} на расстоянии 1 мкм до 10^3 с^{-1} на 5-10 мм и в дальнейшем затухание предвестника резко замедляется. Заметим, что эксперименты со стержнями Гопкинсона [45] демонстрируют резкий рост напряжения течения при скорости деформации $\sim (2-5) \times 10^3 \text{ с}^{-1}$.

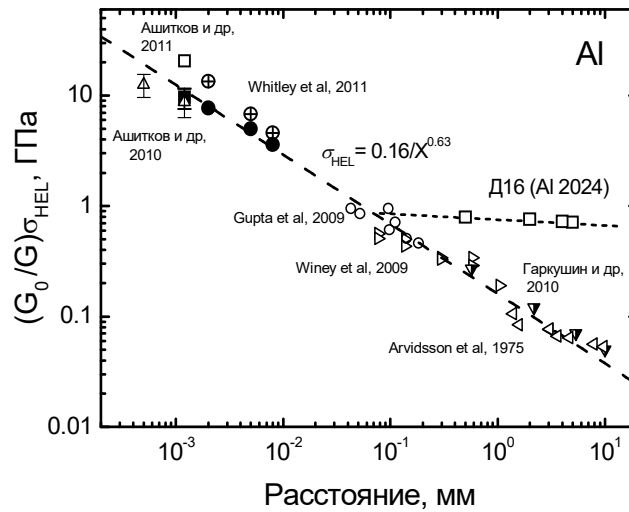


Рис. 5.4. Зависимость амплитуды упругой ударной волны в алюминии от пройденного расстояния. Для сравнения представлены также данные для алюминиевого сплава Д16.

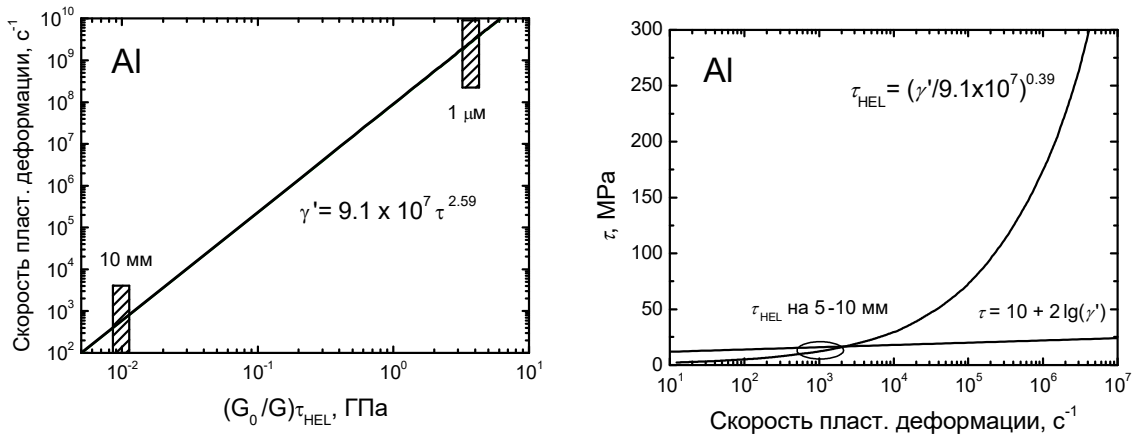


Рис. 5.5. – Зависимость начальной скорости пластической деформации за фронтом упругого предвестника в алюминии от величины напряжения сдвига, рассчитанные в соответствии с соотношением (5.6) по данным графика рис. 5.4.

Рис. 5.6. Напряжение течения алюминия при умеренных (логарифмическая функция) и высоких скоростях деформации.

На рисунке 5.4 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 мм до 5 мм. В этом диапазоне пройденных расстояний 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 $\sim 7 \times 10^5 \text{ с}^{-1}$. Естественно предположить, что для образцов меньшей толщины поведение сплава должно не столь сильно отличаться от алюминия.

Вторым источником данных о поведении материалов при чрезвычайно высоких скоростях деформирования является скорость сжатия в пластической ударной волне. 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.

Определение сдвиговых напряжений в ударной волне не столь однозначно. Приближение стационарной волны предполагает постоянство ее формы и постоянство параметров состояния вещества перед- 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 $\dot{\epsilon}_x = \dot{u}_{fs} / 2U_s$. Максимальна скорость сдвиговой деформации при одноосном сжатии $\dot{\gamma} = \dot{\epsilon}_x / 2$, есть сумма упругой компоненты $\dot{\gamma}_e = \dot{\tau} / 2G$, и скорости пластической деформации сдвига $\dot{\gamma}_p$. В результате имеем:

$$\dot{\gamma}_p = \frac{\dot{\epsilon}_x}{2} - \frac{\dot{\tau}}{2G} \quad (5.7)$$

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 σ_x на линии Рэлея и давлением p на ударной адиабате вещества при той же степени сжатия. При этом напряжение сдвига $\tau = (3/4)(\sigma_x - p)$ по мере сжатия проходит через максимум в некоторой промежуточной точке. В точке максимума $\dot{\tau} = 0$ 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 τ_{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 с магниевым сплавом Ма2-1 значения сдвигового напряжения τ и скорости деформирования представлены точкой на рис. 5.7. Давление ударного сжатия в этих опытах составляло 3.8 ГПа. Погрешность определения τ связана главным образом с отсутствием информации о напряженном состоянии сплава в ударно-сжатом состоянии. Из представленного на рис. 5.5 графика видно, что 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 [10], 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.

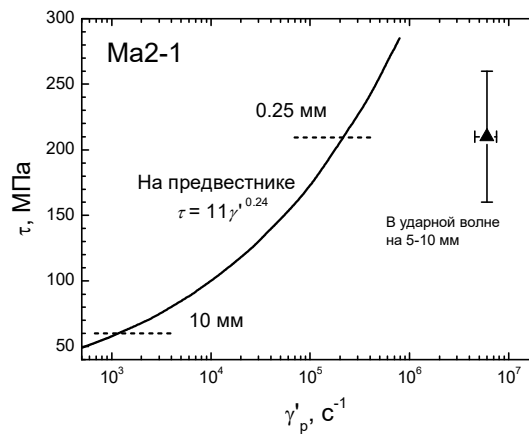


Рис. 5.7. Соотношение между скоростью пластической деформации $\dot{\gamma}_p$ и напряжением сдвига τ за фронтом предвестника (сплошная линия) и в пластической ударной волне (треугольник) по результатам опытов с магниевым сплавом Ма2-1. Пунктирными линиями отмечен экспериментальный диапазон параметров упругого предвестника.

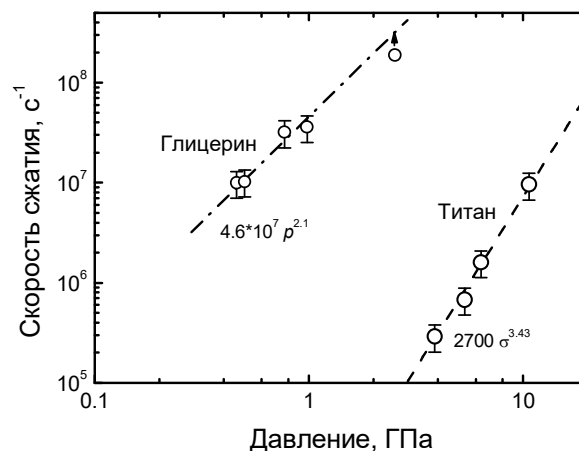


Рис. 5.8. Скорость сжатия в ударной волне как функция давления ударного сжатия для титана [46] и глицерина [47].

На рисунке 5.8 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 твердого тела. Причина различия связана с разной физической природой вязкости жидкостей и твердых тел: вязкость жидкостей, как известно, определяется переносом импульса в процессе хаотического движения молекул, в то время как вязкость кристаллических твердых тел определяется динамикой дислокаций. В частности, сильная зависимость скорости сжатия в ударной волне от ее интенсивности есть, по-видимому, результат быстрого размножения дислокаций в процессе высокоскоростной пластической деформации.

§ 5.3. Температурные эффекты.

Влияние температуры и скорости деформации на динамический предел текучести при ударно-волновом нагружении относительно высокопрочных металлов и сплавов не отличается или не сильно отличается от ожидаемого на основе экстраполяции данных, полученных при меньших скоростях деформации. Для примера на рисунке 5.9 суммированы данные по значениям предела текучести высокопрочного титанового сплава Ti-6-22-22S [48] при различных скоростях деформации, полученные разными способами. Результаты ударно-волновых измерений, измерений методом стержней Гопкинсона при умеренных скоростях деформации и стандартных измерений при низкоскоростной деформации, в общем, вполне согласуются и описываются единой логарифмической зависимостью. Для модели, иллюстрируемой на рис. 5.1, это означает сохранение термоактивационного механизма деформации, соответствующего низкоскоростной ветви общей зависимости. С увеличением температуры динамический предел текучести этого сплава убывает.

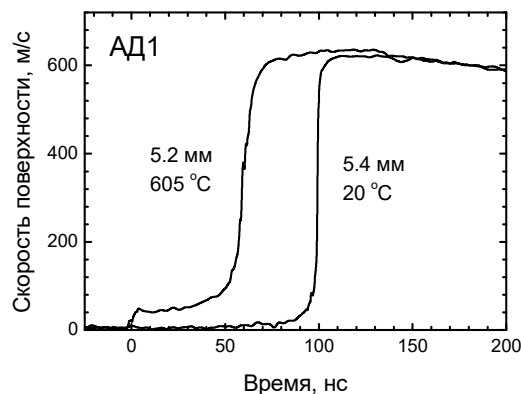
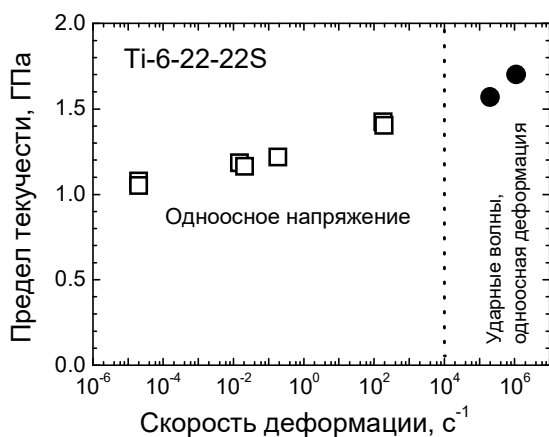


Рис. 5.9. Зависимость предела текучести высокопрочного титанового сплава Ti-6-22-22S по результатам измерений стандартными способами при низкоскоростной деформации, на стержнях Гопкинсона при умеренно высоких скоростях деформации и ударно-волновых измерений.

Рис. 5.10. Начальные участки волновых профилей ударного сжатия алюминиевых образцов толщиной 5 мм при температурах 20 °C и 605 °C [24].

Для ряда металлов и ионных кристаллов экспериментально обнаружено аномальное возрастание динамического предела упругости с увеличением температуры. Эффект иллюстрируется на рис. 5.10, где сопоставлены профили скорости свободной поверхности образцов технического алюминия, измеренные при нормальной и повышенной температурах. 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 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; расчет сдвиговых напряжений по величине σ_{HEL} с использованием значений модулей упругости при данной температуре подтверждает anomальное возрастание напряжения течения в этих условиях с температурой.

На рисунке 5.11 сопоставлены [49] 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.

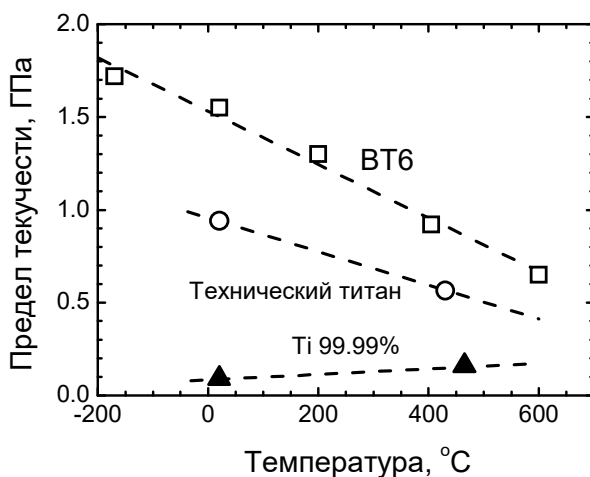


Рис. 5.11. Зависимости динамического предела текучести титана и его сплавов от температуры по данным ударно-волновых измерений.

§ 5.4. Приближение к предельной (идеальной) сдвиговой прочности

Рассмотрим на примере железа особенности поведения металлов при ультракоротком воздействии. На рисунке 5.12 показаны профили скорости свободной поверхности пленок железа толщиной 250 ± 5 нм и 540 ± 5 нм, измеренные при воздействии на них лазерных импульсов с длительностью $\tau = 150$ фс и плотности энергии в центре фокального пятна 3 Дж/см^2 [50]. 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 получены после нескольких итераций, в процессе которых добивались наилучшего согласия интеграла скорости с измеренной историей смещения поверхности. Итоговая погрешность скорости оценивается примерно в 10 %.

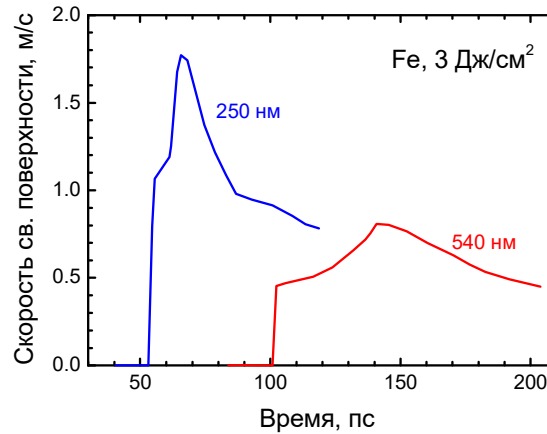


Рис. 5.12. Эволюция импульса сжатия, генерируемого в пленочных образцах железа лазерным импульсом фемтосекундного диапазона длительности.

Скорость распространения фронта волновой конфигурации на участке от 250 нм до 540 нм в среднем по всей сумме проведенных опытов составила $U_S = 6.45 \pm 0.2$ км/с. При этом скорость поверхности за первой ударной волной по мере распространения уменьшается от 1.06 ± 0.06 км/с на расстоянии 250 нм до 0.45 ± 0.03 км/с 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 ± 2.5 ГПа на расстоянии 250 нм и 11.0 ± 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 ГПа до 24 ГПа, динамический предел упругости алмаза составляет 50-100 ГПа.

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, что естественное приближение для оценки продольной скорости звука на основе предположения о постоянстве коэффициента Пуассона хорошо согласуется с имеющимися экспериментальными данными для металлов в широком диапазоне давлений ударного сжатия. Постоянство коэффициента Пуассона означает постоянство отношения продольной и объемной скоростей звука c_l/c_b . С использованием квазиакустического приближения для объемной 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 обеих ударных адиабат. Применимость этого приближения иллюстрируется на рис. 5.13 на примере четырех исследованных металлов.

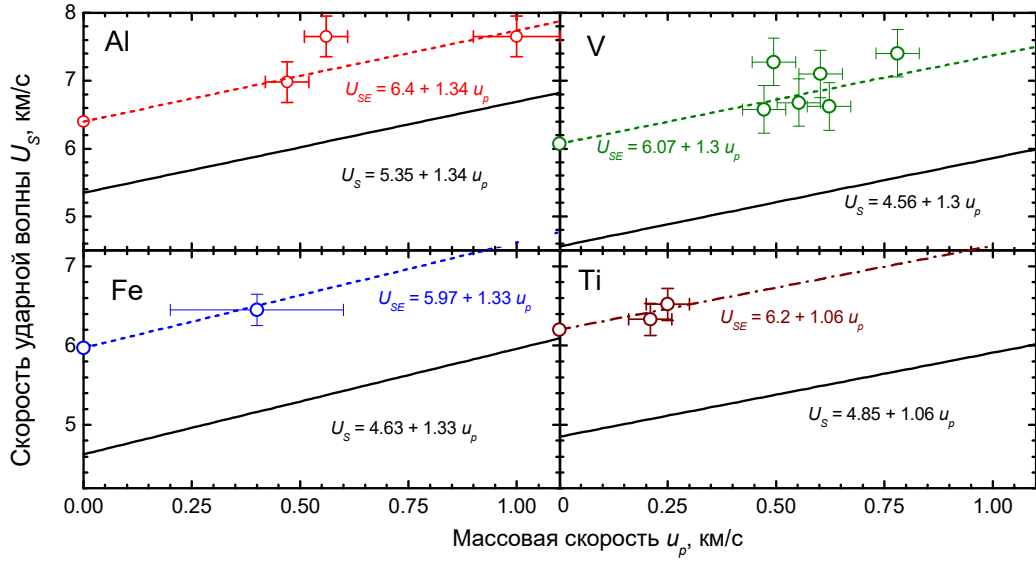


Рис. 5.13. Результаты измерений скоростей распространения U_s и массовых скоростей u_p за фронтом упругого предвестника в тонких пленках алюминия, железа, ванадия в сопоставлении с равновесными адиабатами и метастабильными ударными адиабатами упругого сжатия, рассчитанными в предположении постоянства коэффициента Пуассона.

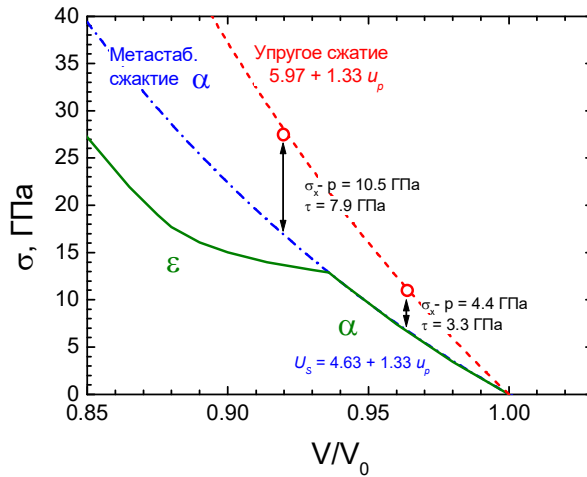


Рис. 5.14. Параметры состояния железа за фронтом упругого предвестника на расстояниях 250 нм и 540 нм.

На рисунке 5.14 показана соответствующая диаграмма состояний железа, реализованных в пикосекундном диапазоне длительностей нагрузки, на которой представлены равновесная ударная адиабата железа с переходом в ϵ -фазу высокого давления, метастабильная адиабата $p(V)$ α -фазы низкого давления и метастабильная адиабата одноосного упругого сжатия. По отклонению состояния за фронтом предвестника от равновесной адиабаты фазы низкого давления определена величина максимального напряжения сдвига τ из соотношения

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

где σ_z – продольное напряжение упругого сжатия. Полученные значения τ составили 7.9 ГПа и 3.3 ГПа.

Предельные значения сопротивления сдвигу – идеальной сдвиговой прочности, полученные из первопринципных расчетов, составляют для железа 7.2 – 7.5 ГПа [59, 60]. Оценки по результатам представленных здесь измерений дали максимальное значение $\tau = 7.9$ ГПа, то есть даже несколько выше расчетной 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 определенно утверждать, что в пикосекундном диапазоне длительностей нагрузки реализованы и измерены напряженные состояния железа, весьма близкие к значениям идеальной прочности.

К сожалению, значительная нестационарность волн и высокая скорость релаксационных процессов не дают возможность 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 [61] результаты измерений профилей скорости свободной поверхности более толстых образцов железа (1.2-1.6 мкм) указывают на возможность полиморфного превращения за время порядка 100 пикосекунд.

К настоящему времени проведены измерения динамического предела упругости и откольной прочности вблизи их предельно возможных значений для металлов со структурой ГЦК, ОЦК и ГПУ. Для этих же металлов проведены систематические измерения эволюции упругопластических волн ударного сжатия в субмикросекундном диапазоне длительностей. Все совокупности экспериментальных 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.

§ 5.5. Эффекты отжига и упрочняющей механической обработки.

Известно, что отжиг металла после его прокатки или другого вида интенсивной пластической деформации уменьшает плотность дислокаций в нем и, в результате, понижает предел текучести. Это однако не всегда верно для высокоскоростной деформации при субмикросекундном ударно-волновом нагружении. Рисунок 5.15 демонстрирует различие в эффектах отжига чистой меди и тантала. В то время как динамический предел упругости (HEL) меди многократно уменьшился после отжига, для тантала и других металлов со структурой ОЦК отжиг привел к увеличению HEL. На рисунке 5.16 показан эффект отжига технического титана, 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 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 еще раз, что для всех обсуждаемых металлов твердость после отжига уменьшилась. Следовательно, «критическая» плотность дислокаций, при которой напряжение течения принимает минимальное значение, различна для разных скоростей деформации.

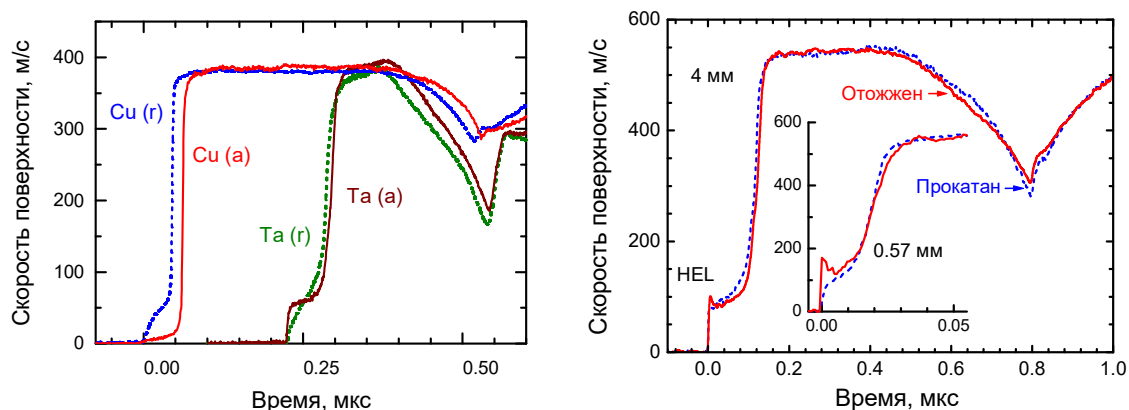


Рис. 5.15. Профили скорости свободной поверхности двухмиллиметровых пластин в состоянии после прокатки (пунктирные линии, индекс “r”) и после отжига (сплошные линии, индекс “a”) меди и тантала.

Рис. 5.16. Профили скорости свободной поверхности прокатанных и отожженных образцов технического титана BT1-0 толщиной 4 мм и 0.57 мм [64].

На приведенных 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. 5.17, где сопоставлены результаты измерений [51] этого интервала для прокатанного и отожженного тантала в зависимости от пройденного волной расстояния. На расстояниях $h < 1$ мм регистрируемая скорость пластической ударной волны оказывается равной объемной скорости звука c_b в тантале, хотя по теории должна превышать ее; в некоторых других случаях регистрируемая скорость пластической ударной волны может быть даже меньше скорости звука. Дозвуковая скорость пластической ударной волны часто ассоциируется с потерей сдвиговой прочности в процессе ударного сжатия. Такая трактовка, однако, может быть справедливой только для стационарных волн; график на рис. 5.17 свидетельствует скорее о процессе установления стационарности упругой и пластической волн. Нестационарные процессы в релаксирующих средах требуют более сложного анализа, который пока еще не проведен.

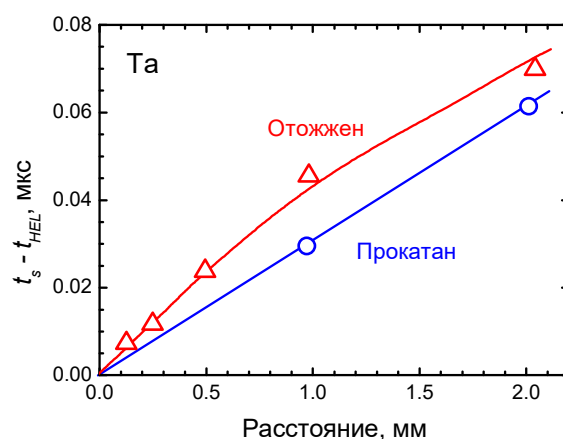


Рис. 5.17. Интервалы времени между упругой и пластической волнами в тантале в состояниях после прокатки и после отжига как функции пройденного расстояния.

С наблюдениями аномального влияния отжига на величину динамического предела текучести коррелируют результаты исследований эффектов измельчения зеренной

структуры методом интенсивной пластической деформации [52]. В то время как такая обработка всегда сопровождается значительным возрастанием твердости 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 BT1-0 и тантала вместо возрастания имеет место небольшое падение динамического предела текучести; для меди, железа и титанового сплава BT6 эффект существенно меньше, чем в условиях низкоскоростного деформирования.

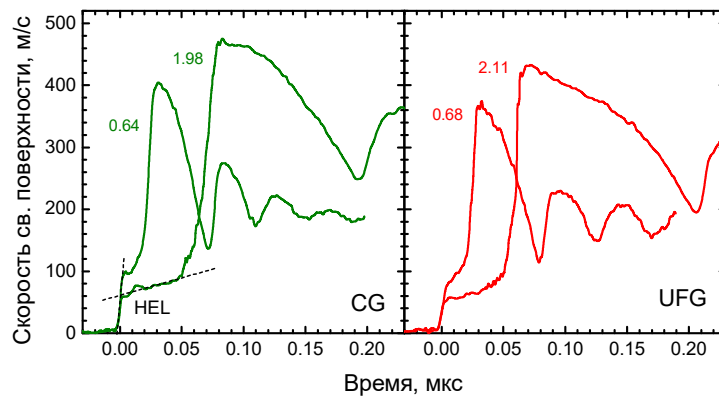


Рис. 5.18. Результаты измерений профилей скорости свободной поверхности образцов исходного (CG) и субмикрокристаллического (UFG) тантала. Цифрами у профилей указаны толщины образцов.

В качестве примера на рис. 5.18 сопоставлены результаты измерений профилей скорости свободной поверхности $u_{fs}(t)$ образцов исходного крупнозернистого (CG) и субмикрокристаллического (UFG) тантала. Их твердость составляет 76 – 79 и 103 – 104 единиц HRB, соответственно, то есть интенсивная пластическая деформация привела к тридцатипроцентному увеличению твердости. Тем не менее, из представленных на рис. 5.18 экспериментальных данных видно, что величина динамического предела упругости σ_{HEL} после измельчения зеренной структуры оказалась даже несколько меньшей, чем для исходного крупнозернистого материала. Особенно наглядно это различие проявляется в опытах с образцами толщиной ~ 0.65 мм. Эффект объяснен 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 проведенных 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 определенная доля пластической деформации является обратимой и не дает вклада в деформационное упрочнение. В пользу эффекта Баушингера говорят также многочисленные результаты регистрации полных импульсов напряжения, которые показывают, 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 проведенных 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. несовершенства 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 являться источниками носителей пластической деформации – дислокаций при высоких скоростях деформирования и, соответственно, высоких напряжениях и тем самым могут понижать сопротивление пластическому деформированию. Из приведенных 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.

§ 5.6. Температурно-скоростные зависимости напряжения течения на разных стадиях ударно-волнового деформирования металлов.

На рисунке 5.19 представлены экспериментальные данные [53] по температурно-скоростной зависимости напряжения течения высокочистого алюминия в диапазоне скоростей деформации $10^4 - 10^6 \text{ с}^{-1}$, 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 ~2%. Напряжение сдвига в упругом предвестнике τ_{HEL} связано со скоростью пластической деформации $\dot{\gamma}$ соотношением

$$\tau_{HEL} = A \dot{\gamma}^{\frac{\alpha}{\alpha+1}} \quad (5.8)$$

где $\alpha = 0.88 - 1.148(T/T_m) + 0.598(T/T_m)^2$ – показатель степени в эмпирическом соотношении (5.4) для затухания предвестника, варьируется от 0.33 до 0.6 ($T_m = 934 \text{ К}$ – температура плавления алюминия), а коэффициент A линейно возрастает с увеличением температуры: $A = 0.0155 T - 4.07$ при размерностях величины напряжения МПа и скорости деформации с^{-1} . Иными словами, начальная скорость пластической деформации за фронтом упругого предвестника возрастает с напряжением примерно пропорционально третьей степени последнего. На рисунке 5.18 напряжения течения в упругом предвестнике из рис. 5.17 представлены в виде их зависимостей от температуры при трех фиксированных значениях скорости пластической деформации. Линейный характер этих зависимостей согласуется с механизмом торможения дислокаций фононной вязкостью. С другой стороны, сильная зависимость начальной скорости пластической деформации от напряжения противоречит механизму фононной вязкости при плотности подвижных дислокаций, соответствующей исходному состоянию материала.

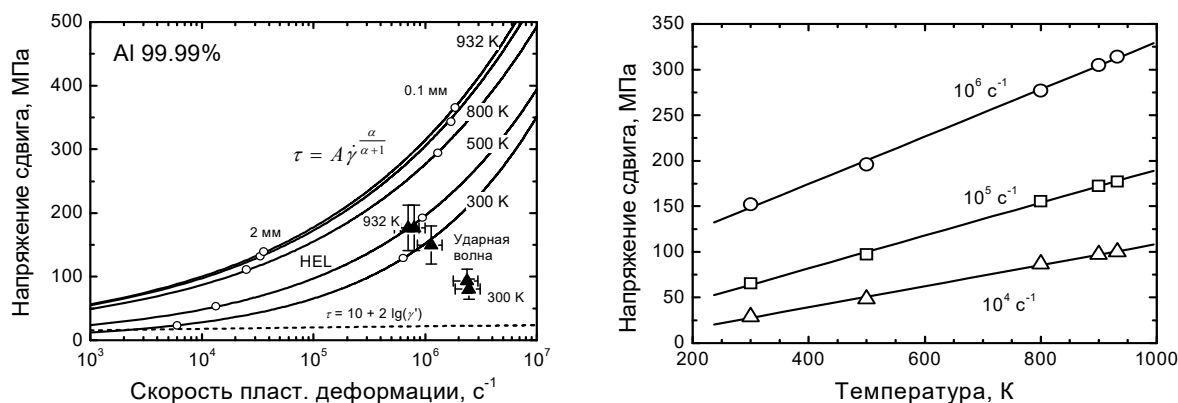


Рис. 5.19. Зависимости начального напряжения течения (линии) и напряжения течения после 2% деформации (точки) от скорости пластической деформации и температуры для высокочистого алюминия.

Рис. 5.20. Температурные зависимости начального напряжения течения в чистом алюминии при трех фиксированных скоростях пластической деформации. Линейный характер зависимостей согласуется с фоновым механизмом торможения дислокаций.

Скорость пластической деформации связана с плотностью подвижных дислокаций и их средней скоростью известным соотношением Орована (5.1). Значения плотности подвижных дислокаций $10^7 - 10^9 \text{ см}^{-2}$, необходимые для обеспечения наблюдаемых начальных скоростей пластической деформации, превышают обычную полную плотность дислокаций в отожженном чистом металле $10^6 - 10^7 \text{ см}^{-2}$. Следовательно, для описания высокоскоростной деформации в дислокационных терминах необходимо предполагать их интенсивное зарождение или размножение под действием приложенных напряжений. Подобные результаты получены и для серебра и меди, также металлов, имеющих структуру ГЦК. Молекулярно-динамическое моделирование движения дислокаций в ГЦК металлах 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 [54], тантал [51], ванадий [51]) демонстрируют несколько отличное поведение в этих условиях. Для примера на рис. 5.21 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 четко 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 предвестнике. 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 с толщиной более 1 мм; для тонких влияние температуры невелико. Слабая температурная зависимость получена также в молекулярно-динамическом моделировании [75] 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.

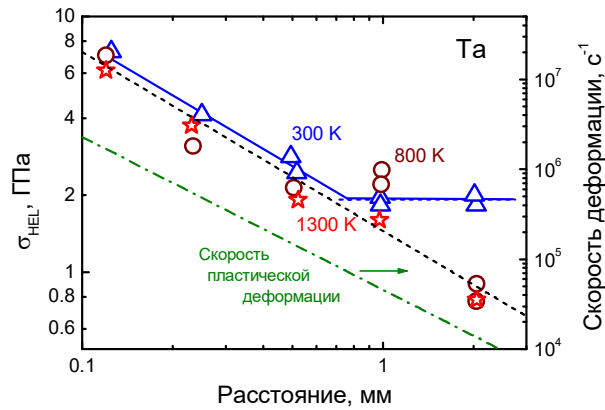


Рис. 5.21. Затухание упругого предвестника в тантале при нормальной и повышенных температурах.

Металлы с гексагональной плотноупакованной (ГПУ) структурой обычно менее пластичны и в чистом виде имеют склонность к образованию крупнозеренной 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 5.22 показаны результаты измерений [46] затухания упругого предвестника в отожженном техническом титане BT1-0. 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 учетом температурных зависимостей модулей упругости, оказываются уже практически нечувствительными к температуре. На рисунке 5.23 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 затухание предвестника незначительно, величина динамического предела упругости во всем диапазоне пройденных волной расстояний остается почти неизменной и соответствующей величине HEL в отожженном материале на больших расстояниях, а скорость сжатия в пластической ударной волне примерно та же, что и в отожженном материале.

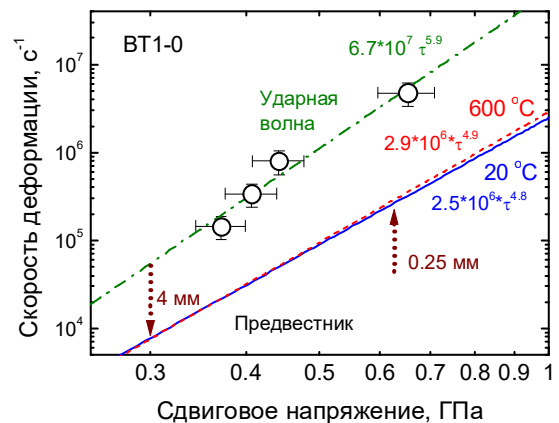
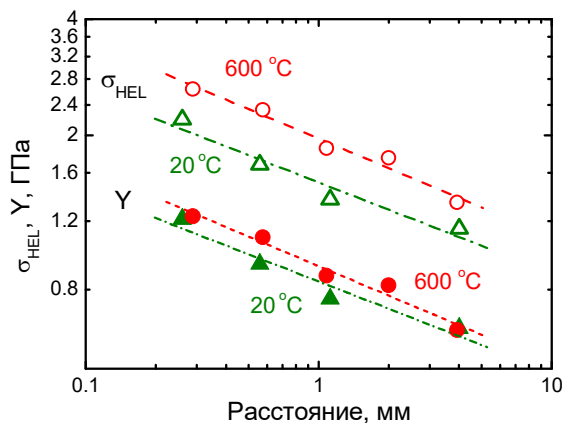


Рис. 5.22. Затухание упругого предвестника в титане BT1-0 при нормальной и повышенных температурах. σ_{HEL} - динамический предел упругости, равный напряжению сжатия в упругом предвестнике, Y – напряжение пластического течения.

Рис. 5.23. Зависимости скорости пластической деформации от величины сдвигового напряжения в упругом предвестнике для титана BT1-0 при нормальной температуре (сплошная линия) и при 600 °С (пунктирная линия). Вертикальные линии показывают границы исследованной области параметров. Круглые маркеры, соединенные штрих-пунктирной линией представляют скорость деформации в пластической ударной волне.

§ 5.7. 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, цинком и магнием. Исследовались также монокристаллы металлов с объемно-кубической структурой – молибден и тантал, и с гранецентрированной кубической структурой – медь, алюминий. Наиболее интересные результаты получены в опытах с ГПУ кристаллами. Ниже приведены некоторые результаты экспериментов [55] 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 перпендикулярно 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 рис. 5.24 сопоставляются волновые профили, измеренные при ударно-волновом нагружении в направлении осей c и a кристалла и под углом 45° относительно оси c . Результаты измерений четко 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 дает наименьшее значение динамического предела упругости при ударном сжатии.

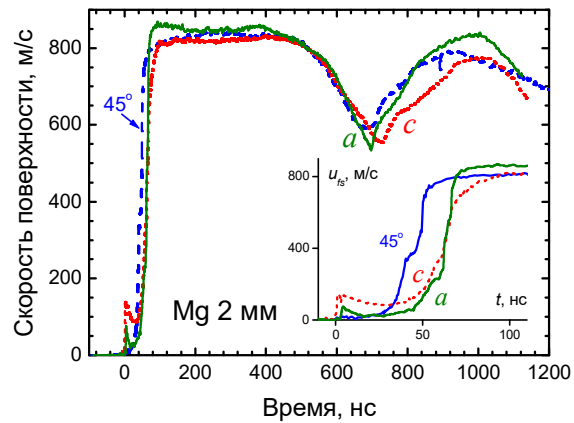


Рис. 5.24. Профили скорости свободной поверхности монокристаллических образцов толщиной 2 мм трех различных ориентаций.

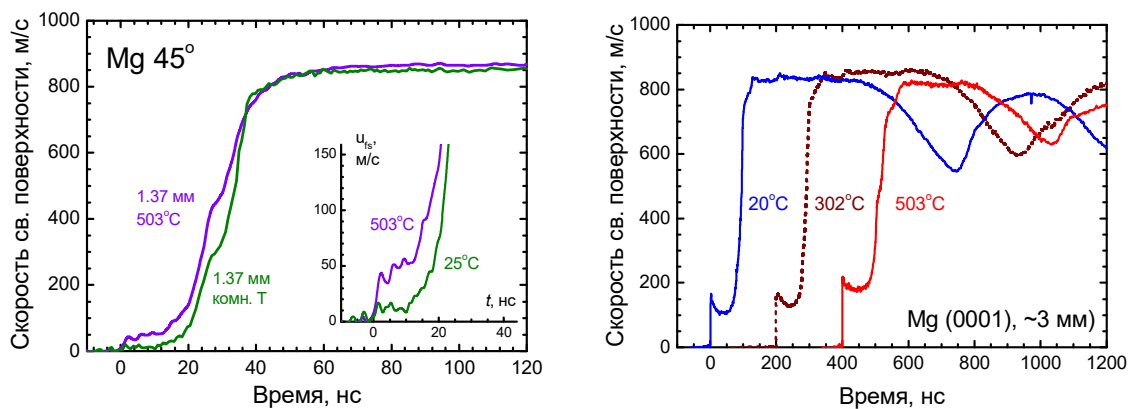


Рис. 5.25. Профили скорости свободной поверхности образцов с ориентацией 45° по отношению к плоскости (0001) при нормальной и повышенной температурах.

Рис. 5.26. Профили скорости свободной поверхности образцов толщиной 3 мм с ориентацией (0001) при нормальной и повышенных температурах.

На рисунках 5.25, 5.26 демонстрируется влияние температуры на величину динамического предела упругости монокристаллических образцов магния двух ориентаций. Ожидалось, что силы фоновой вязкости могут быть сравнимы с напряжением течения в базисной плоскости, что должно вызвать возрастание динамического 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. Расчет напряжений в плоскостях пластического сдвига с учетом 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 ориентаций нагрузки вдоль и перпендикулярно оси симметрии кристалла с дополнительная ступенька на профиле пластической ударной волны появляется в

результате переотражений упругого предвестника между свободной поверхностью и пластической ударной волной. 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 ее распространении под углом 45° к оси кристалла, которое также наблюдалось в экспериментах с монокристаллами бериллия, противоречит теории распространения плоских волн в анизотропных упругопластических средах [56].

Образование дополнительной ступеньки на волновом профиле в образце с ориентацией 45° 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.

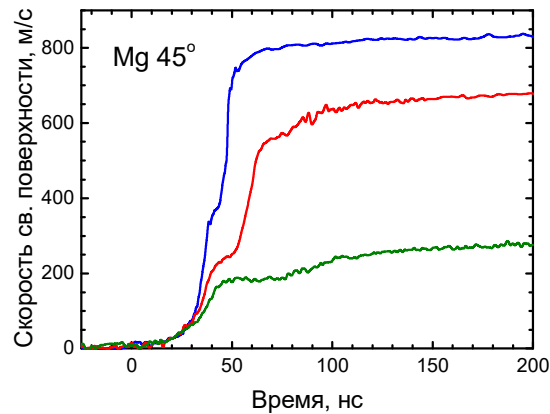


Рис. 5.27. Профили скорости свободной поверхности образцов толщиной 2 мм с ориентацией 45° при различных давлениях ударного сжатия.

Если два канала релаксации напряжений активируются один после другого, естественно предположить, что первая пластическая ударная волна должна быть подобна упругому предвестнику в смысле определенной скорости распространения и слабой зависимости ее 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 приведены на рис. 5.27. Из приведенных 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. Скорость волны разрушения определяется скоростью роста трещин, очень слабо зависит от давления и не связана непосредственно со сжимаемостью материала, из чего следует, что напряженное 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 – рис. 5.28. При величине массовой скорости до ~ 1 км/с (напряжение сжатия ~ 14

ГПа) волна сжатия представляет собой фактически 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 относительного 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.

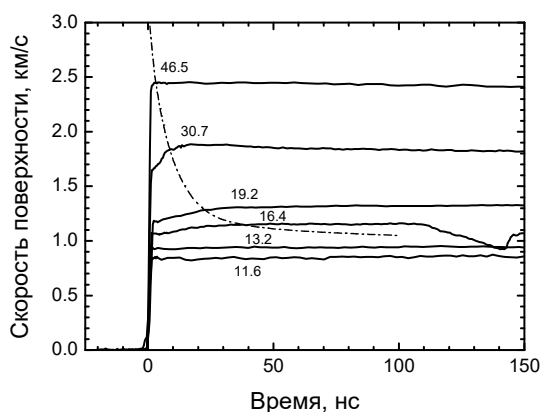


Рис. 5.28. Профили скорости свободной поверхности образцов цинка толщиной 0.25 – 0.5 мм с ориентацией <0001> при различных давлениях ударного сжатия. Ударные волны с давлением более 30 ГПа генерировались детонацией заряда ВВ в контакте с экраном; в остальных случаях осуществлялось соударение пластин. Указаны максимальные значения сжимающих напряжений за фронтом ударной волны.

§ 5.8. 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. 5.1. Ожидания основывались на соотношении Орована (5.1), в котором скорость дислокаций, контролируемая в этом режиме фоновой вязкостью, является линейной функцией напряжения, а плотность подвижных дислокаций соответствует исходному состоянию отожженного 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 5.29 показаны начальные участки профилей скорости свободной поверхности двухмиллиметровых образцов чистой меди, подвергнутых ударному сжатию при различных температурах [57]. Обращает на себя внимание сравнительно большое время нарастания параметров 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 нем: резкое сокращение ширины упругой волны вблизи температуры плавления сопровождается также изменением ее формы. Пик напряжения во фронтальной части появляется обычно вследствие ускоряющейся релаксации напряжения, например – как результат интенсивного размножения дислокаций. Из сопоставления волновых профилей на рис. 5.29 можно предположить, что сокращение времени нарастания смещает интенсивное размножение в область непосредственно за упругим скачком. К сожалению, сколь-нибудь полной теории волн в релаксирующих средах, которая устанавливала бы количественную связь между законом релаксации и эволюцией волны в настоящее время нет.

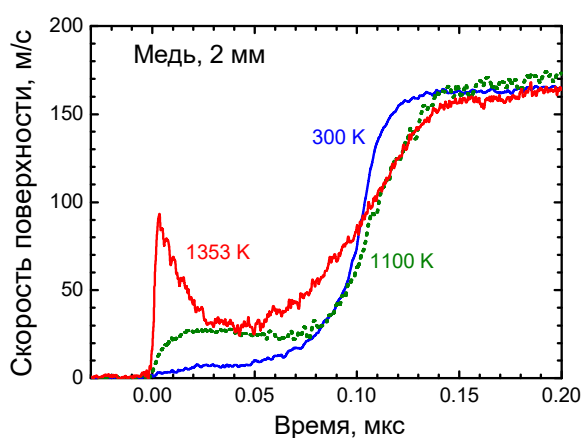


Рис. 5.29. Изменение динамического предела упругости и формы упругого предвестника волны ударного сжатия в чистой меди с увеличением температуры испытаний [62].

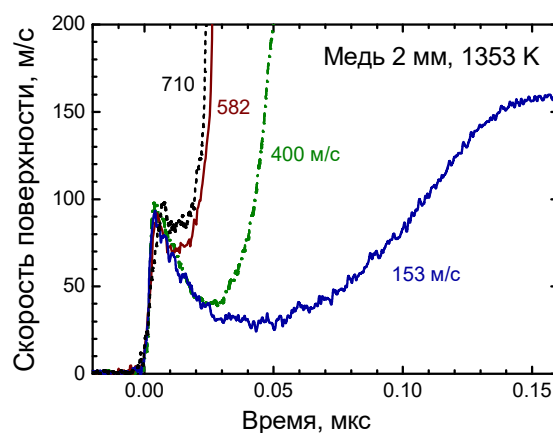


Рис. 5.30. Профили скорости свободной поверхности двухмиллиметровых образцов меди, подвергнутых удару медной пластиной с различными скоростями при температуре 1353 К. Числа у профилей указывают скорость удара в м/с.

На рисунке 5.30 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 остается 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.

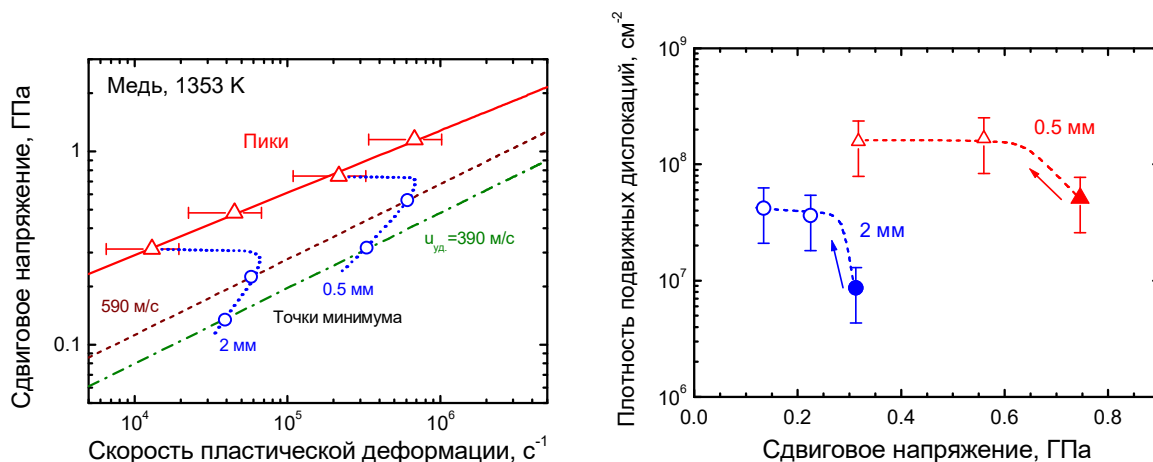


Рис. 5.31. Соотношение между скоростью пластической деформации и напряжением в затухающем упругом предвестнике в меди при температуре 1353 К [62]. Точечные линии соединяют точки для расстояний распространения волны 2 мм и 0.2 мм.

Рис. 5.32. Плотность подвижных дислокаций как функция сдвигового напряжения по данным рис. 5.31. Сплошные маркеры показывают параметры на пике предвестника. Стрелками показано направление изменения параметров за максимумом напряжения в пике.

По результатам измерений эволюции упругих предвестников в меди при температуре 1353 К удалось оценить скорость пластической деформации в предвестнике на различных его стадиях и затем, пользуясь соотношением Орована и расчетными данными о коэффициенте торможения дислокаций, оценить изменение плотности подвижных дислокаций. Результаты показаны на рисунках 5.31 и 5.32. Эти оценки показали, что плотность дислокаций возрастает почти на порядок величины в первые 13-15 наносекунд после сжатия во фронте упругого предвестника и затем остается практически постоянной в то время, как состояние материала приближается к точке минимума между упругой и пластической волнами. Сама пластическая деформация в первые 13-15 наносекунд 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 [58] эксперименты с ванадием, в которых волна сжатия вводилась в образцы через промежуточные пластины из различных сортов стекла. Сжимаемость силикатных стекол ведет себя аномальным образом, вследствие чего волны сжатия в них увеличивают свою ширину по мере распространения. На рис 5.33

сопоставлены волновые профили, измеренные для образцов толщиной 0.5 мм и 2 мм при трех типах динамического сжатия – ударном, безударном и смешанном. Конечное напряжение сжатия во всех трех 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 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. С другой стороны в экспериментах с полностью безударным сжатием напряжение на пике предвестника действительно понизилось вследствие увеличения времени нарастания.

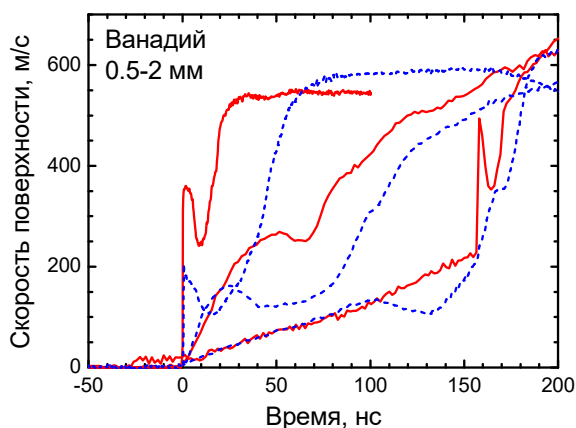


Рис. 5.33. Профили скорости свободной поверхности образцов ванадия толщиной 0.5 мм (сплошные линии) и 2 мм (пунктирные линии), измеренные при ударном, безударном и смешанном динамическом сжатии.

Более интересным представляется результат этой серии экспериментов, показанный на рис. 5.32. Оказалось, что для всех трех 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.

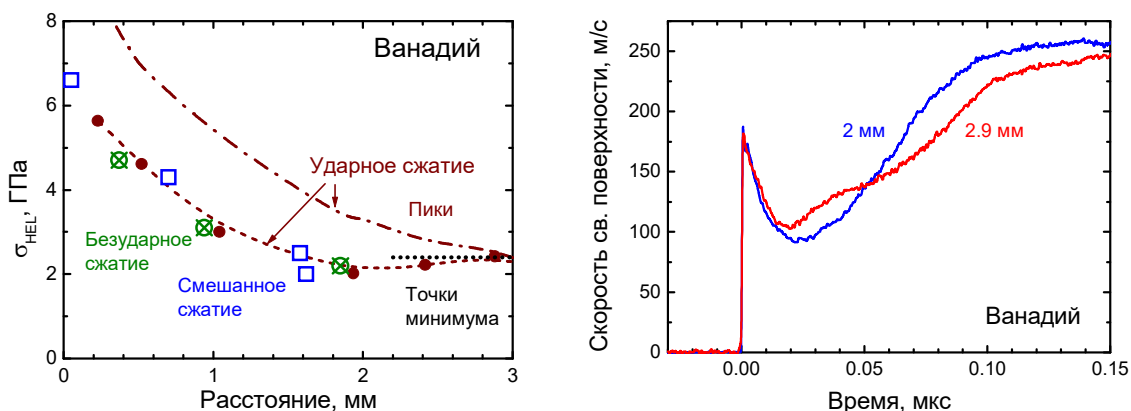


Рис. 5.34. Затухание упругого предвестника при ударном, безударном и смешанном динамическом сжатии ванадия. Маркерами показаны параметры в минимумах между

упругой и пластической волнами, штрих-пунктирная линия описывает затухание пика предвестника при ударном сжатии, точечная линия справа показывает оценку величины HEL после окончания затухания предвестника.

Рис. 5.35. Профили скорости свободной поверхности отоженных образцов, измеренные в области немонотонности эволюции упругопластической волны ударного сжатия. Числа у профилей показывают толщину образца.

График на рис. 5.34 демонстрирует также не наблюдавшуюся ранее немонотонность эволюции упругопластической волны ударного сжатия в отоженном ванадии. Затухание упругого предвестника вызвано релаксацией напряжений за его фронтом, но никакой релаксационный процесс не может привести к росту напряжения в волне по мере ее распространения. Возможный механизм роста напряжения в минимуме между упругой и пластической волнами следует из сопоставления волновых профилей на рис. 5.35, которое четко 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 определенного соотношения вкладов размножения дислокаций и вызванной ими релаксацией напряжения в волновую динамику. С другой стороны, известно, 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.

Глава 6. Ударно-волновое сжатие высокотвердых хрупких материалов. Волны разрушения.

Высокотвердые хрупкие материалы широко применяются в науке и технике, в том числе – в условиях, сопряженных с действием больших статических и динамических сжатий. В связи с рядом практических приложений, поведению высокотвердых хрупких материалов (горных пород, керамик, стекол) при ударно-волновом нагружении в последние десятилетия уделялось повышенное внимание.

Хрупкие материалы обычно имеют прочность на растяжение много меньше величины предела упругости и, в отличие от пластичных материалов, могут претерпевать разрушение также при сжатии. Основные закономерности и механизмы разрушения хрупких материалов при сжатии являются темой многих исследований, но до настоящего времени остаются не вполне изученными. Эксперименты с ударными волнами в этом смысле привлекательны специфическими условиями нагружения, характеризующимися строго одномерной деформацией и практически неограниченным диапазоном достигаемых напряжений..

По определению разрушение означает нарушение сплошности материала. Трещины, как и другие несплошности, могут образовываться в беспористой среде только под действием растягивающих напряжений. Известно, однако, что даже при общем сжатии локальные напряжения вблизи неоднородностей могут стать растягивающими. Один из возможных механизмов генерации растягивающих напряжений при сжатии схематически показан на рис. 6.1. Предполагается, что в материале имеются наклонные трещины или другие подобные дефекты ограниченного размера, вдоль которых облегчены сдвиговые

деформации. При негидростатическом сжатии скольжение материала вдоль поверхностей наклонной трещины формирует области избыточного сжатия и растяжения у ее концов (рис. 6.1а). При определенных условиях напряжение оказывается достаточным для инициирования разрушения. Согласно критерию Гриффитса [59], разрушение при сжатии инициируется, когда наибольшее локальное растягивающее напряжение достигает порогового значения. Для двухосного напряженного состояния критерий Гриффитса имеет вид

$$(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + 8K(\sigma_1 + \sigma_2) = 0, \quad (6.1)$$

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

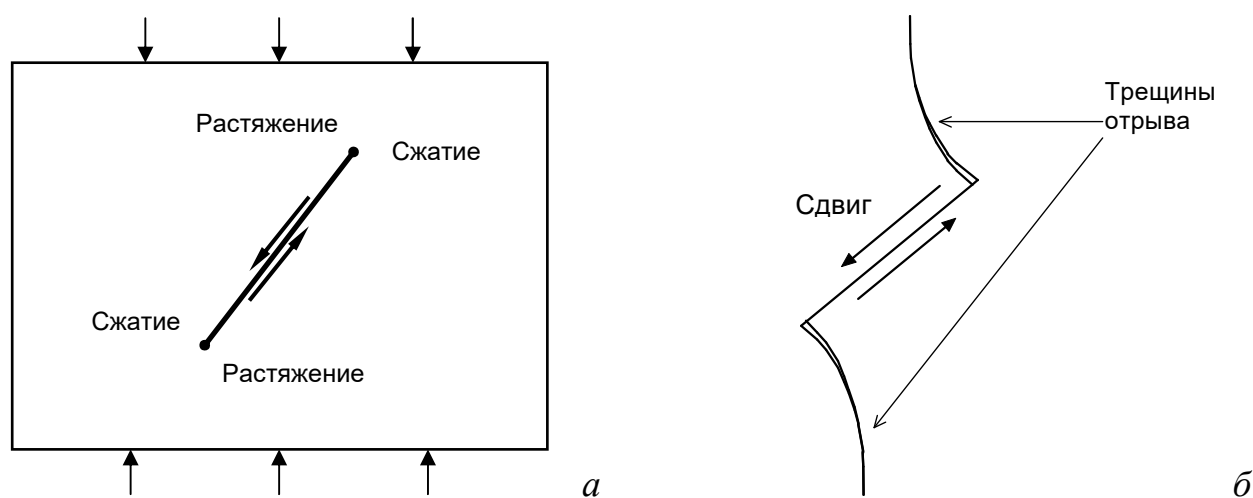


Рис. 6.1. Схема формирования крылообразных трещин при негидростатическом сжатии.

Модельные опыты со стеклянными и полимерными пластинами показали, что локальный сдвиг вдоль поверхности наклонной трещины приводит к формированию конфигурации трех трещин, называемой крылообразной трещиной (рис. 6.1б). На краях области локального сдвига инициируются трещины отрыва, которые растут вдоль искривленной поверхности вне плоскости сдвига, отклоняясь в направлении сжатия. С приближением направления роста к направлению сжатия процесс замедляется до полной остановки, однако рост трещины может возобновиться при увеличении сжимающего напряжения. Начало роста трещин при сжатии не сразу приводит к потере механической устойчивости тела, в отличие от того, как это имеет место при растяжении. Боковое давление препятствует раскрытию осевых трещин и тем самым повышает порог разрушения вплоть до начала пластического течения.

Нужно сказать, что не существует абсолютно хрупких материалов. Все хрупкие в обычных условиях материалы, включая даже алмаз, проявляют заметную пластичность под действием высокого давления. Однако, в отличие от пластичных металлов, для высокотвердых окислов и интерметаллидов с ковалентно-ионными межатомными связями и низкой симметрией кристаллов характерны высокая энергия образования дислокаций и малое количество плоскостей, где возможно скольжение дислокаций. По этой причине пластическая деформация сильно затруднена, в результате чего возможна высокая концентрация напряжений на микротрещинах и других неоднородностях. Блокирование

скольжения внутри тела на границе зерна или на пересечении с другой действующей системой сдвига может привести к появлению трещины.

При использовании результатов ударно-волновых измерений следует учитывать тот факт, что одномерное сжатие в ударной волне сопряжено с возрастанием не только продольных, но и поперечных напряжений. Поскольку пластическая деформация и разрушение сжатием имеют разную физическую природу и, соответственно, различным образом зависят от действующих напряжений, для построения определяющих соотношений и моделей, описывающих сопротивление неупругому деформированию хрупких материалов, важно знать, действительно ли имело место хрупкое разрушение при ударном сжатии испытуемого материала.

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

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

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

§ 6.1. Ударное сжатие и разрушение стекла.

Одним из традиционных модельных объектов для исследований закономерностей разрушения является стекло. В условиях ударного сжатия его поведение отличается рядом специфических особенностей, наиболее наглядной из которых является аномальная сжимаемость в упругой области. Аномальное уменьшение скорости звука при сжатии приводит к тому, что упругие волны сжатия в стекле расширяются по мере распространения. Как видно на рис. 6.2 область аномальной сжимаемости в разных стеклах занимает разные диапазоны давлений (напряжений сжатия). При этом для ряда стекол – оптического крона К8, натриево-известкового стекла и др., размывается и становится трудноопределимым переход от упругого деформирования к неупругому. Поскольку упругое сжатие обратимо, аномалия упругой сжимаемости должна приводить к формированию ударной волны разрежения. Рис. 6.3 показывает, что это действительно имеет место.

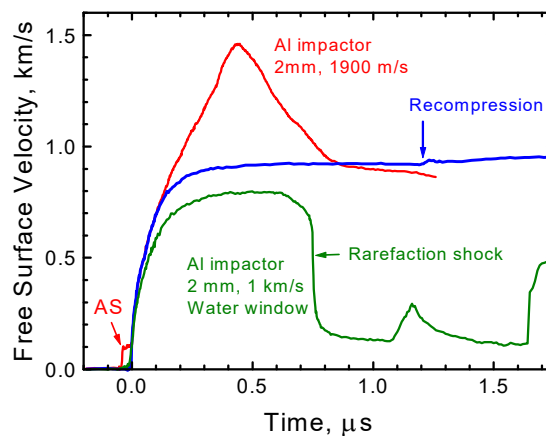
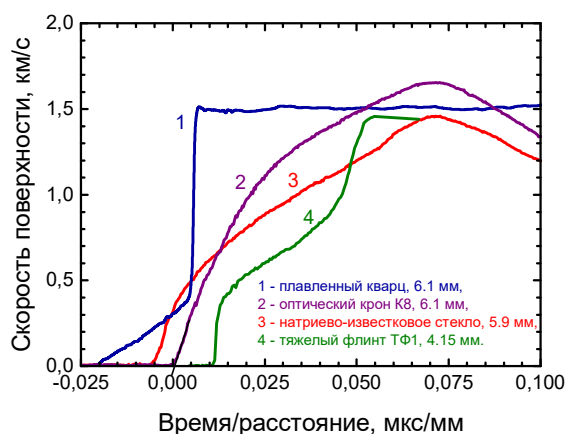


Рис. 6.2. Профили скорости свободной поверхности плоских образцов четырех марок стекла.

Рис. 6.3. Формирование ударной волны разрежения при разгрузке в натриево-известковом стекле. Эксперимент с водяным окном.

Превышение предела упругости сопровождается резким увеличением скорости звука и исчезновением условий формирования ударной волны разрежения. Это видно из результатов измерения эволюции импульса ударного сжатия в стекле К8, показанных на рис. 6.4. Результаты измерений наглядно демонстрируют также необратимое уплотнение стекла, которое проявляется в значительной остаточной деформации после прохождения импульса сжатия. Величина необратимого уплотнения стекла К8 после ударного сжатия до 14 ГПа составляет 7,5-8%. Необратимое уплотнение под действием высокого давления характерно для силикатных стекол с рыхлой структурой. В частности, необратимое уплотнение кварцевого стекла достигает 15% при давлениях ударного сжатия 10–15 ГПа. Предполагается, что необратимое уплотнение стекла лежит в основе механизма его пластичности при сжатии.

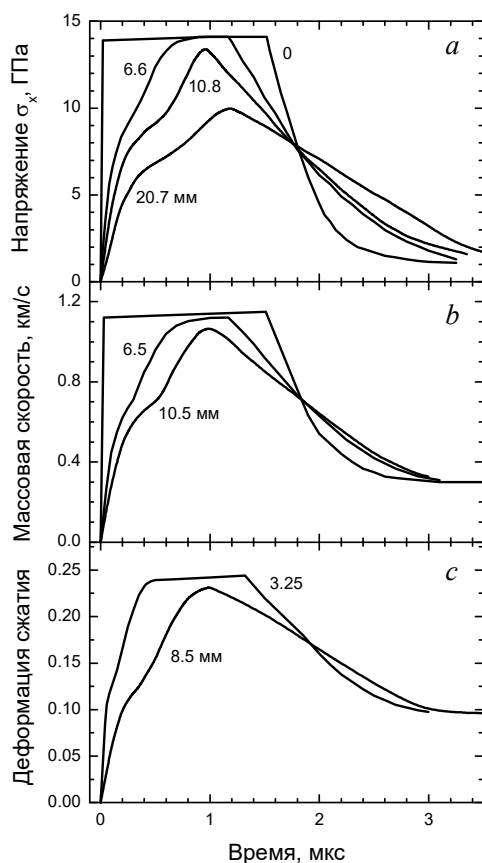


Рис. 6.4. Профили продольного напряжения $\sigma_x(t)$, массовой скорости (скорости частиц вещества) $u_p(t)$ и деформации $\varepsilon_x = 1 - V/V_0$ при ударном сжатии стекла К8. Указаны расстояния от поверхности соударения, на которых устанавливались датчики.

На рис. 6.5 приведены профили скорости свободной поверхности образцов стекла К8, измеренные в условиях ударного сжатия выше и ниже динамического предела упругости. В обоих случаях измеренные волновые профили повторяют форму импульса сжатия в образце. Ступенчатый характер спада скорости в волне разрежения при меньшей скорости удара объясняется различием динамических импедансов стекла и стального ударника. Неполная разгрузка в опыте с большей интенсивностью ударной волне объясняется тем, что в этом опыте к тыльной поверхности ударника примыкал толстый слой парафина.

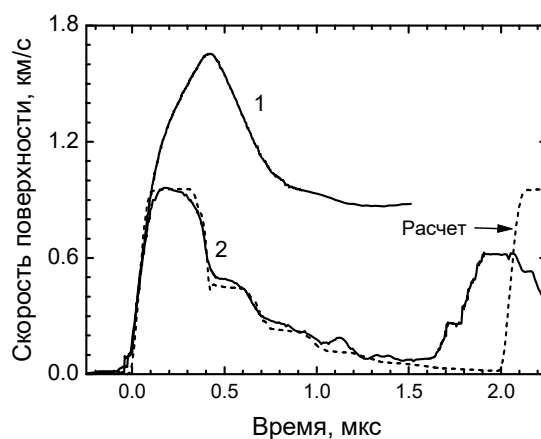


Рис. 6.5. Профили скорости свободной поверхности оптического стекла К8 при двух скоростях удара. В опыте 1 за алюминиевой пластиной-ударником находился слой парафина, что ограничивало разгрузку после ударного сжатия. Пунктиром показан расчетный профиль скорости, полученный в результате численного моделирования эксперимента 2 без учета разрушения.

Выход откольного импульса на поверхность на приведенных волновых профилях не фиксируется. Отсюда следует, что динамическая прочность стекла на разрыв превышает 6.8 ГПа при ударном сжатии ниже предела упругости и остается чрезвычайно большой с превышением последнего. Для сравнения: квазистатическая прочность стекла на разрыв составляет примерно 0.1 ГПа. Причина столь большого расхождения заключается в том, что в обычных условиях разрушение стекла инициируется на его поверхности, где всегда имеются зародышевые микротрещины. В то же время в экспериментах с ударными волнами откольное разрушение может инициироваться только в объеме материала без какого-либо участия поверхностных дефектов. Сохранение высокой прочности стекла при превышении динамического предела упругости означает, что материал не разрушен при сжатии, предел упругости связан с началом пластического деформирования и пластичность материала сохраняется в процессе разгрузки из ударно-сжатого состояния и последующего растяжения.

На рис. 6.5 измеренный профиль скорости свободной поверхности стеклянной пластины сопоставлен с результатом численного моделирования удара стальной пластиной по пластине из упругого неразрушающегося стекла. Видно, что время реверберации импульса сжатия/растяжения в стеклянной пластине меньше ожидаемого для продольной упругой волны. Дело в том, что отражение волны растяжения в стекле происходило не на поверхности удара, а на границе контактирующего с ударником приповерхностного слоя толщиной не более 1.5 мм, разрушенного распространявшимися с поверхности трещинами. Подобное растрескивание не происходит при ударном сжатии существенно выше предела упругости. Эксперименты с образцами стекла разной толщины, нагружаемыми импульсами ударного сжатия большой длительности, показали, что разрушенный слой расширяется со временем. Этот процесс можно представить как распространение волны разрушения.

Термин «волна разрушения» появился в 1960-х годах, когда была выдвинута гипотеза о возможности протекания процесса фрагментирования материала в относительно тонком слое, распространяющемся со скоростью звука. Этот фронт разрушения по мере распространения непрерывно насаждает в неразрушенном материале множество новых трещин. В конце 1980-х годов было экспериментально обнаружено формирование волн разрушения в стекле в условиях одномерного сжатия плоской ударной волной. Впоследствии факт формирования волн разрушения был многократно подтвержден и собран обширный объем эмпирических сведений о кинематических закономерностях их распространения и пределах инициирования. Волна разрушения представляет собой сетку трещин, инициируемых под действием приложенного напряжения на поверхности стекла, где всегда имеются многочисленные зародышевые микротрещины, и распространяющихся в объем материала. Скорость распространения волны разрушения меньше продольной и сдвиговой скоростей звука, близка к предельной скорости роста трещин (~1,5 км/с для стекла) и зависит от напряжения. Волны разрушения формируются при напряжениях сжатия выше некоторого порога, который можно идентифицировать как порог разрушения. При уменьшении действующего напряжения волна разрушения останавливается. В волне разрушения имеет место согласованное возрастание напряжения и плотности материала в соответствии с законами сохранения массы и импульса и происходит релаксация сдвиговых напряжений. Скорость волны разрушения несколько возрастает с увеличением напряжения сжатия. После прохождения волны разрушения материал полностью или почти полностью теряет сопротивление растяжению. Пластические деформации подавляют растрескивание материала.

Хотя показано, что волна разрушения действительно является волной, как это понимается в механике сплошной среды, ее кинематика отличается от кинематики упруго-

пластических волн. Ударная волна в упругопластическом теле теряет устойчивость из-за резкого возрастания сжимаемости по достижении предела текучести. В результате ударная волна расщепляется на упругую и пластическую волны сжатия. Напряжение за фронтом упругой волны при этом определяется величиной предела текучести материала. Подобная волновая структура должна формироваться в поликристаллическом хрупком материале, где разрушение инициируется в каждом зерне как только напряжение достигает порога разрушения. И в том, и в другом случае скорость распространения второй волны определяется объемной сжимаемостью материала. Скорость же распространения волны разрушения определяется скоростью роста трещин, которая не связана с объемной сжимаемостью. С другой стороны, конечное напряжение сжатия за волной разрушения определяется условиями на поверхности соударения. В результате, поскольку скорость распространения волны разрушения и конечное состояние материала за ней фиксированы, напряжение перед ее фронтом (то есть – напряжение в лидирующей упругой волне) определяется этими условиями и необязательно равно порогу разрушения.

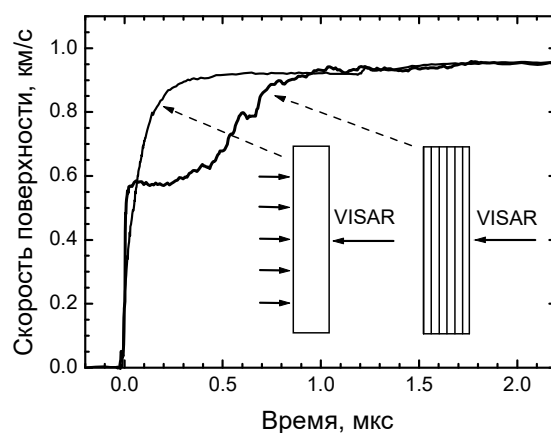


Рис. 6.6. Трансформация импульса ударного сжатия в стекле вследствие образования волн разрушения. Представлены профили скорости свободной поверхности пластины натриево-известкового стекла толщиной 5.9 мм и стопки из 8 стеклянных пластин толщиной по ~1.21 мм при одинаковых условиях нагружения.

Поверхность стекла является источником трещин и играет важную роль в волновом процессе разрушения. Вероятно, наиболее наглядно роль поверхностей и специфическая кинематика волн разрушения проявляются при распространении волн сжатия через стопку стеклянных пластин. При переходе через каждую поверхность волна сжатия расщепляется на лидирующую упругую волну и следующую за ней низкоскоростную волну разрушения. В результате напряжение на фронте лидирующей упругой волны ступенчатым образом уменьшается на каждой поверхности в стопке. Это должно происходить до тех пор, пока напряжение в упругой волне не уменьшится до порога разрушения. На рис. 6.6 сопоставляются результаты измерений [60] волновых профилей, генерируемых ударом в толстой стеклянной пластине и в стопке тонких пластин. Суперпозиция волн разрушения в пакете стеклянных пластин формирует двухволновую конфигурацию сжатия. При этом время сжатия во второй волне примерно соответствует времени распространения встречных трещин через пластину в стопке. Напряжение за фронтом лидирующей упругой волны в стопке составляет 4 ГПа. По-видимому, это напряжение близко к порогу разрушения стекла в данных условиях. Конечные значения скорости свободной поверхности практически одни и те же для толстой стеклянной пластины и стопки тонких пластин. Таким образом, эксперименты с ударным сжатием стопки пластин представляют собой простой и наглядный способ обнаружения волн разрушения.

В то время как надежно установлено, что порог образования волн разрушения ниже предела упругости стекла, положение верхней границы области существования волн разрушения не вполне ясно. На рисунке 6.7 представлены данные [61] о скорости распространения волны разрушения c_f в зависимости от напряжения сжатия в двух типах стекла. Из приведенных данных видно, что переход через динамический предел упругости не сопровождается появлением каких-либо особенностей на зависимости скорости волны разрушения от величины напряжения сжатия. Результаты проведенных экспериментов с двумя типами стекла подтвердили результаты экспериментов с предварительно напряженными образцами стекла [62] о том, что верхняя граница диапазона напряжений, при которых возможно формирование волн разрушения, значительно превышает предел упругости. Вероятно, в механизме распространения волны разрушения существенную роль играют процессы локального уплотнения в окрестности наклонных трещин, а верхний порог разрушения стекла определяется началом его уплотнения в объеме. Нижний порог по результатам опытов со стопками стеклянных пластин оценен как 5.3 ГПа для стекла К8 и 4 ГПа для ТФ1.

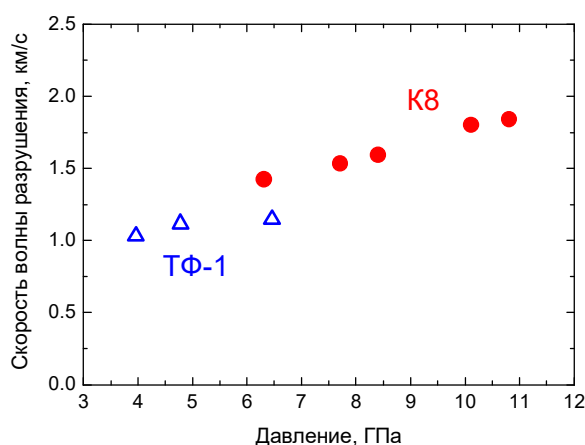


Рисунок 6.7. Зависимость скорости волн разрушения в стеклах К8 и ТФ-1 от напряжения сжатия.

§ 6.2. Попытка регистрации волн разрушения при ударном сжатии керамических материалов

Наблюдение волн разрушения при одноосном ударном сжатии могло бы использоваться для диагностирования разрушения в этих условиях. На рис. 6.8 представлены результаты опытов с керамиками Al_2O_3 и B_4C . В отличие от стекол, в опытах со стопками керамических пластин не наблюдается уменьшение амплитуды упругого предвестника из-за образования волн разрушения. Фактически массовая скорость и, соответственно, сжимающего напряжения за фронтом упругого предвестника в опытах со стопками оказалась даже несколько выше, чем в опытах с монолитными образцами.

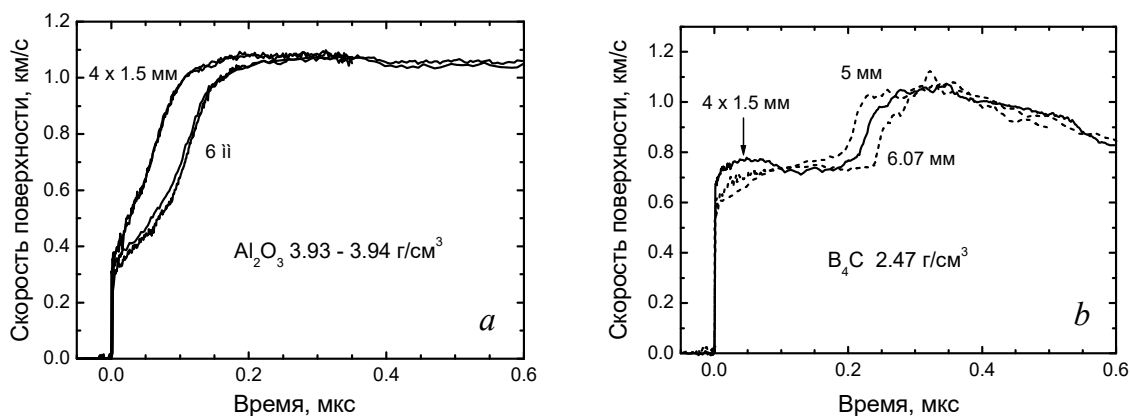


Рис. 6.8. Сопоставление профилей скорости поверхности толстой пластины и стопки тонких пластин для керамической окиси алюминия (а) и карбида бора (b). Нагружение ударом алюминиевой пластины толщиной 2 мм со скоростью 1.9 км/с.

Таким образом, остается не вполне ясным, могут ли формироваться волны разрушения в других хрупких материалах, помимо стекол. Вероятно, инициирование волн разрушения при сжатии возможно только в гомогенных материалах, у которых возможна концентрация зародышевых микротрещин в поверхностных слоях при сохранении однородности и практической бездефектности материала внутри тела. В любом случае из того факта, что волны разрушения в керамиках не зафиксированы, отнюдь не следует, что они деформируются при ударном сжатии пластическим образом.

§ 6.3. Диагностирование характера неупругого деформирования хрупких материалов при ударном сжатии.

В работе [63] предложен способ диагностирования характера неупругого деформирования при ударном сжатии хрупких материалов путем варьирования величины поперечного напряжения сжатия и измерения его влияния на динамический предел упругости. Идея метода иллюстрируется на рис. 6.9, где показаны соотношение между продольным σ_1 и поперечными $\sigma_2 = \sigma_3$ напряжениями при одноосном упругом сжатии $\sigma_1 = \sigma_2(1-\nu)/\nu$ (где ν - коэффициент Пуассона), а также границы области упругого деформирования, за которыми начинаются пластическое течение или разрушение сжатием. Напряжения приняты положительными при сжатии. Пересечение волнового луча $\sigma_1 = \sigma_2(1-\nu)/\nu$ с одной из линий, описывающих предел текучести или порог разрушения, определяет величину предела упругости при одноосном сжатии.

Известно, что в области хрупкого разрушения предел упругости сильно зависит от давления, в то время как с началом пластичности эта зависимость практически исчезает. Дело в том, что механизмы неупругого деформирования при разрушении и пластическом течении имеют различную физическую природу и описывается различными способами. При пластическом деформировании амплитуда упругого предвестника должна соответствовать критерию текучести, например – критерию Мизеса или Треска, в соответствии с которыми напряжение на динамическом пределе упругости σ_{HEL} связано с пределом текучести σ_T соотношением $\sigma_{HEL} = \sigma_T(1-\nu)/(1-2\nu)$, где ν – коэффициент Пуассона.

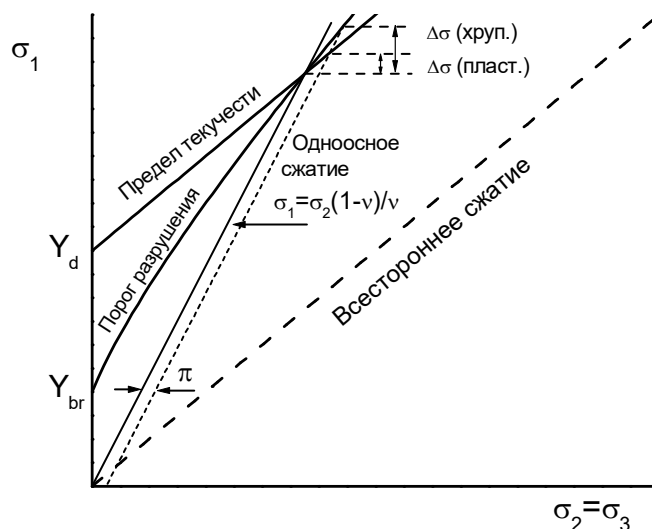


Рис. 6.9. Различное влияние поперечного напряжения на предел упругости при одноосном сжатии пластичного и хрупкого материалов.

Наличие относительно малого бокового давления π вызывает небольшое возрастание амплитуды предвестника: $\sigma_{HEL}^{duct} = (\sigma_T + \pi)(1 - \nu)/(1 - 2\nu)$. В случае хрупкого поведения можно воспользоваться критерием разрушения Гриффитса, что дает $\sigma_{HEL} = \sigma_T(1 - \nu)/(1 - 2\nu)^2$. В этом случае наложение бокового давления приводит к гораздо большему увеличению амплитуды упругого предвестника: $\sigma_{HEL}^{brit} = [\sigma_T + (1 - 2\nu)(3 - 2\nu)\pi](1 - \nu)/(1 - 2\nu)^2$, что примерно в два с половиной раза превышает эффект бокового давления при пластическом поведении.

На рисунках 6.10a, b представлены измеренные [63] профили скорости поверхности свободных и предварительно напряженных образцов окиси алюминия и карбида бора при ударно-волновом нагружении. Контролируемое боковое давление $p \approx 0.3$ ГПа в образцах создавалось методом горячей посадки в стальные кольца, которые изначально имели меньший (на 0.1 мм) внутренний диаметр, чем образцы.

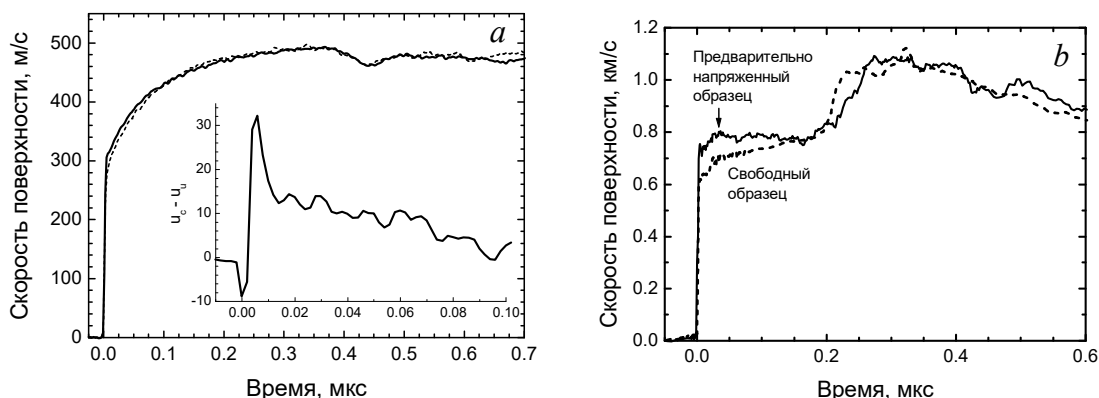


Рис. 6.10. Сопоставление профилей скорости поверхности свободной (пунктирные кривые) и предварительно напряженной (сплошные кривые) пластин керамической окиси алюминия (графики a) и карбида бора (b). На врезке графика a показано изменение разности скоростей со временем.

Результаты опытов, показанные на рис. 6.10, недвусмысленно демонстрируют различие в реакции окиси алюминия и карбида бора на боковое давление. Измерения показывают, что окись алюминия ведет себя как пластичный материал при одномерном сжатии в ударной волне, в то время как в карбиде бора имеет место хрупкое разрушение сжатием.

Установление того факта, что при одноосном ударном сжатии керамики карбида бора происходит ее разрушения, вносит определенность в выборе определяющего соотношения для описания реакции материала на нагрузку. На рисунке 6.11 представлены результаты численного моделирования волнового процесса в керамической пластине толщиной 8 мм, подвергнутой удару алюминиевой пластиной толщиной 2 мм со скоростью 1.9 км/с. В расчетах область упругого деформирования ограничена порогом разрушения σ_f :

$$|\sigma_1 - \sigma_2| \leq \sigma_f, \quad \sigma_f = \sigma_{f0} + f\sigma_2. \quad (6.2)$$

Поведение разрушенного материала определяется силами межчастичного трения σ_c в соответствии с критерием Кулона-Мора:

$$|\sigma_1 - \sigma_2| \leq \sigma_c, \quad \sigma_c = \sigma_{c0} + c\sigma_2. \quad (6.3)$$

$\sigma_{f0} = 5.8$ ГПа, $f = 1.9$, $\sigma_{c0} = 1$ ГПа, and $c = 0.4$ – константы материала. При достижении порога σ_f материал начинает разрушаться. Степень разрушения описывается параметром D , $0 < D < 1$. По мере разрушения пороговое напряжение изменяется:

$$\sigma_D = (1-D)\sigma_f + D\sigma_c \quad (6.4)$$

В процессе неупругой деформации происходит накопление разрушений в соответствии с соотношением:

$$\frac{dD}{d\varepsilon_p} = \varepsilon_p^f \quad (6.5)$$

где ε_p^f – неупругая деформация при разрушении при постоянной плотности материала. В свою очередь возрастание величины D приводит к уменьшению порога разрушения σ_D от начального значения σ_f к величине σ_c , определяемой силами межчастичного трения, чем обеспечивается дальнейшее развитие процесса.

При разности напряжений $|\sigma_x - \sigma_y| \leq \sigma_D$ реакция материала на изменение нагрузки является упругой, если же разность напряжений превысила порог, то происходит ее релаксация к величине σ_D . Соотношение для описания релаксации напряжений получено из известной квадратичной зависимости скорости деформирования $\dot{\varepsilon}_p$ от напряжения сдвига τ в ударных волнах

$$\dot{\varepsilon}_p = (2\tau - \sigma_D)^2 / \eta' \quad (6.6)$$

где $\eta' = 5 \times 10^{11}$ Па²с.

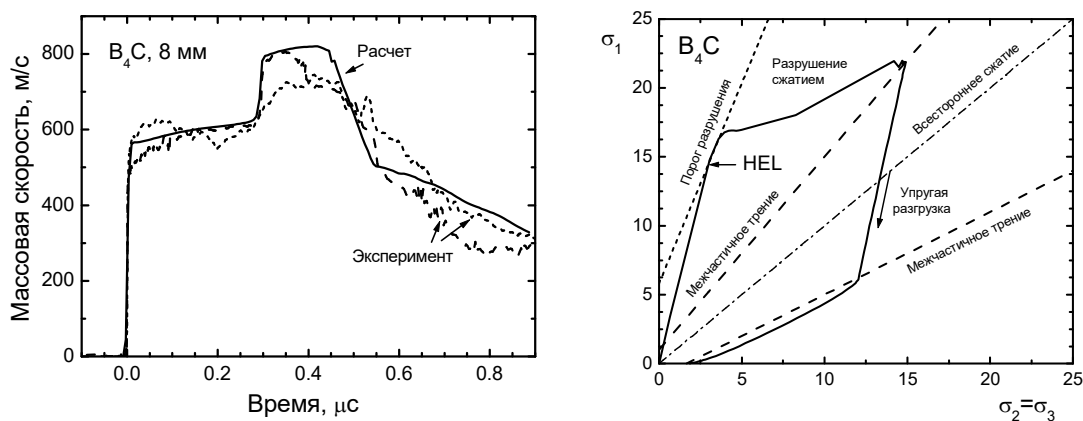


Рис. 6.11. Результат компьютерного моделирования ударно-волнового процесса в образце керамики B_4C в сопоставлении с волновыми профилями, измеренными на границе между керамической пластиной и окном из монокристалла LiF.

Рис. 6.12. Траектория изменения состояния при одноосном сжатии и последующей разгрузке керамики B_4C , полученные в численном эксперименте, показанном на рис. 8. HEL – предел упругости при одноосном ударном сжатии.

На рис. 6.11 результаты расчета сопоставлены с волновыми профилями, измеренными в двух независимых опытах на границе между керамическим образцом и монокристаллом фтористого лития, использовавшимся в качестве «окна» для лазерного интерферометрического измерителя скорости. Экспериментальные волновые профили содержат нерегулярные осцилляции, свидетельствующие о существенно гетерогенном характере неупругого деформирования, но в целом согласие между измеренными и расчетным профилями вполне удовлетворительное. На рис. 6.12 показана расчетная траектория изменения состояния выделенного слоя керамической пластины в координатах $\sigma_1 - \sigma_2$.

§ 6.4. Дивергентное ударное сжатие

В то время как условия одноосного упругого ударного сжатия характеризуются постоянством соотношения между продольным и поперечным напряжениями, в большинстве практически важных случаев ударное или взрывное нагружение сопряжено с вариацией этого отношения в широких пределах. Рисунок 6.13 иллюстрирует специфические условия дивергентного ударного сжатия на примере расходящейся сферической ударной волны. Несмотря на затухание сферической волны по мере ее распространения, значения радиального, σ_r , и окружного, σ_θ , нормальных напряжений непосредственно за ударным фронтом лежат на одном волновом луче $\sigma_r = \sigma_\theta(1-\nu)/\nu$, как и в случае плоской волны. Однако в дальнейшем по мере расширения сферического отношения напряжений σ_r/σ_θ и их разность $\sigma_r - \sigma_\theta$ возрастают, как это показано стрелками на рис. 6.13б. В результате состояние материала постепенно приближается к порогу разрушения. Таким образом, напряженные состояния, близкие к порогу разрушения, недостижимые в случае плоской ударной волны, могут быть реализованы за фронтом расходящейся ударной волны.

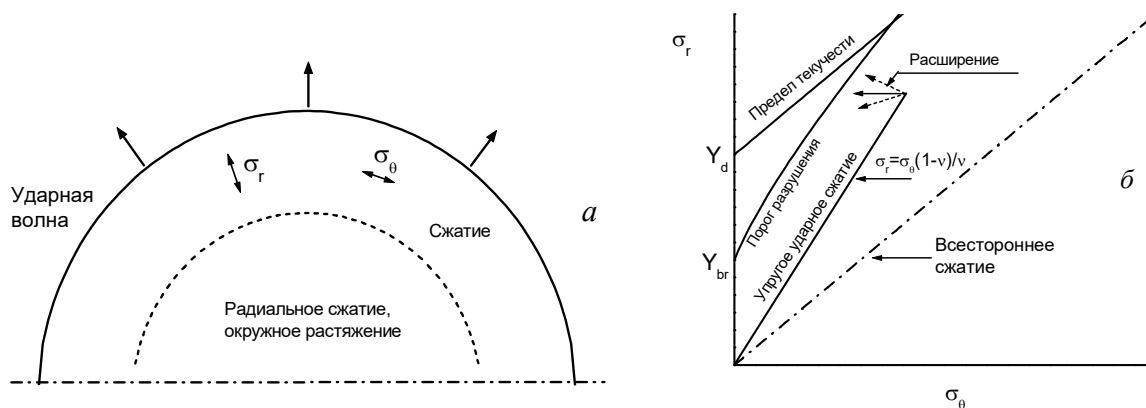


Рис. 6.13. Схема (а) и диаграмма возможных траекторий изменения состояния (б) при упругом сжатии хрупкого материала расходящейся сферической ударной волной.

Наиболее естественным и информативным было бы использование расходящихся сферических или цилиндрических ударных волн для исследований разрушения хрупких материалов при их ударном сжатии и определения порогов разрушения и условий перехода от разрушения к пластическому деформированию. Такого рода эксперименты с использованием специальным образом организованной детонации зарядов взрывчатого вещества для генерации сферических и цилиндрических ударных волн были проведены, однако оказались сложными в реализации и мало информативными. В лабораторных условиях при разумных размерах образцов и зарядов взрывчатого вещества довольно трудно реализовать условия нагружения дивергентными ударными волнами, которые были бы достаточно близки к оптимальным для проведения измерений.

В работах [64,65] квазисферические расходящиеся волны в пластинах высокотвердых керамик создавались с помощью слабовыпуклых ударников. Преимуществами этого метода являются его относительная простота и возможность регулирования скорости удара и, соответственно, интенсивности ударной волны в широких пределах. Можно показать, что при ударе сферического ударника, имеющего радиус кривизны поверхности R_i и скорость u_i , в плоской мишени генерируется расходящаяся ударная волна с формой, близкой к сферической, и начальным радиусом кривизны, равным

$$R_s \approx R_i u_i / c_l$$

где c_l – продольная скорость звука в материале мишени. Задача, однако, усложняется тем, что при напряжениях ниже предела упругости в мишени помимо сферической продольной волны сжатия генерируется сдвиговая волна большего радиуса кривизны, как это показано на рис. 6.14. Сдвиговая волна разделяет течение на две части: область дивергентного течения 1 непосредственно за фронтом расходящейся продольной ударной волны и область слабо дивергентного течения 2. Расходимость течения в области 1 можно приблизительно характеризовать радиусом кривизны продольной волны, который в обсуждаемых ниже экспериментах составлял несколько сантиметров. Расходимость течения в области 2 характеризуется кривизной поверхности соударения, которая составляет несколько десятков сантиметров. В результате расходящаяся продольная волна довольно быстро затухает по мере распространения (напряжение за ее фронтом обратно пропорционально ее радиусу), в то время как в области 2 падение напряжения по мере удаления от поверхности соударения происходит значительно медленнее.

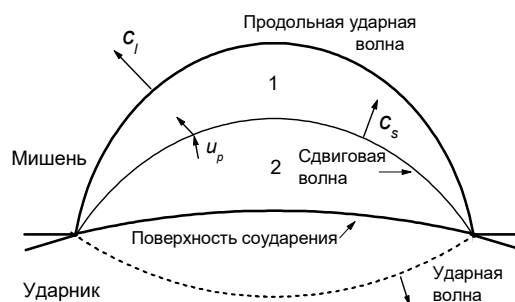


Рис. 6.14. Волновая конфигурация, реализуемая при ударе выпуклым ударником по упругой плоской мишени.

На рис. 6.15 представлены результаты опытов с дивергентным ударным нагружением пластин керамической окиси алюминия. В экспериментах регистрировались профили скорости свободной поверхности медной пластины-свидетеля толщиной 2.6 мм, наклеенной на тыльную поверхность керамического образца толщиной 10 мм. Использование пластины-свидетеля обеспечивает поддержание высоких сжимающих напряжений в образце и предотвращает его разрушение после выхода ударной волны на его поверхность. В опыте 1 радиальное напряжение при входе ударной волны в образец превышало динамический предел упругости; в опытах 2 и 3 было ниже его.

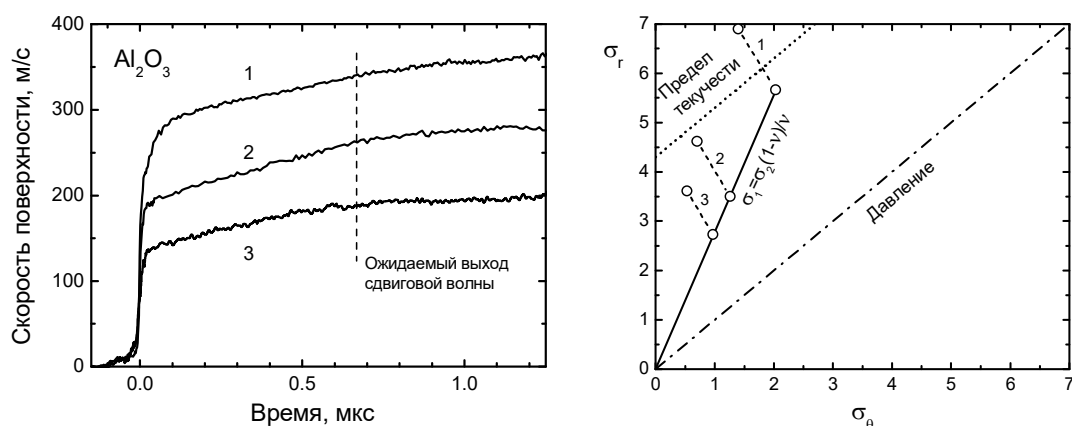


Рис. 6.15. Результаты опытов с дивергентным ударным сжатием керамики Al_2O_3 .

Рис. 6.16. Оценки напряженных состояний, реализованных в опытах с дивергентным ударным нагружением керамики Al_2O_3 . Индексы соответствуют рис. 6.15.

Все волновые профили на рис. 6.15 демонстрируют линейное возрастание параметров за фронтом продольной волны и резкое уменьшение наклона в момент выхода на поверхность сдвиговой волны. Каких-либо очевидных признаков разрушения сжатием волновые профили не содержат. Тем не менее, результаты измерений для оценки диапазона напряженных состояний, которые находятся ниже порога разрушения. Для простой оценки примем, что расширение сферического слоя за фронтом продольной упругой волны происходит при постоянном среднем напряжении (давлении). В этом случае можно показать, что

$$\dot{S}_\theta = -2G \frac{u_p}{r}, \quad \dot{S}_r = -2\dot{S}_\theta \quad (6.7)$$

где S_r и S_θ – радиальное и окружное девиаторные напряжения, соответственно. На рис. 6.16 показаны оцененные таким образом траектории изменения напряженного состояния для тыльных слоев образцов керамики. Начальные состояния на траекториях соответствуют измеренным значениям скорости поверхности непосредственно за ударным скачком. Расчетное время сферического расширения $\Delta t = 0.65$ мкс соответствует временному интервалу между продольной и сдвиговой волнами на тыльной поверхности образца. Радиус течения $r = 31\text{--}35$ мм оценен по радиусу кривизны ударника и его скорости с учетом толщины образца. Полученные таким образом значения напряженного состояния в опыте 1 выходят за предел текучести. Следовательно, несмотря на то, что напряжение непосредственно за фронтом ударной волны не достигает динамического предела текучести, в процессе расширения начинается пластическая деформация внешних слоев образца. Возможно, это обстоятельство объясняет меньший наклон волнового профиля за фронтом ударной волны в этом опыте, чем в опытах 2 и 3. Оценки предельных состояний в двух последних опытах не противоречат данным статических испытаний.

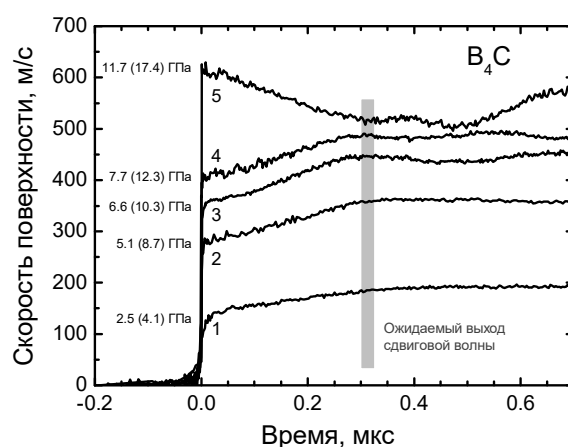


Рис. 6.17. Результаты опытов с дивергентным ударным сжатием пластин керамики B_4C толщиной 8 мм. Указаны радиальные напряжения сжатия, соответствующие измеренным значениям скорости и (в скобках) расчетным значениям на поверхности соударения.

На рис. 6.17 представлены результаты подобных опытов с керамикой B_4C . Динамический предел упругости этой керамики составляет 14 ГПа. Результаты опыта при напряжении сжатия на поверхности соударения больше этой величины качественно отличается от волновых профилей, полученных при меньших напряжениях ударного сжатия: вместо возрастания скорости за фронтом ударной волны в этом опыте регистрируется ее падение. При уменьшении скорости удара спад скорости за фронтом (и, соответственно, радиального напряжения сжатия) сменяется ее возрастанием. Однако, если в случае окиси алюминия регистрировался практически линейный рост параметров за ударным фронтом, для хрупкой, как это было показано в предыдущем разделе, керамики B_4C наблюдается нелинейный рост, что, вероятно, связано с относительно медленным процессом разрушения в ударно-сжатой керамике.

Таким образом, предварительные экспериментальные исследования показывают, что дивергентное ударное нагружение является реалистичным способом варьирования напряженного состояния ударно-сжатых высокотвердых керамических материалов и определения пороговых условий и закономерностей их разрушения.

Глава 7. Исследования полиморфных превращений и фазовых переходов при ударном сжатии.

Развитие методов физики высоких статических давлений, где возможно применение тонкой современной диагностики, требующей большой экспозиции, сделало динамические измерения менее конкурентоспособными с точки зрения построения фазовых диаграмм вещества. По-видимому, наиболее интересной фундаментальной проблемой полиморфизма твердых тел в условиях ударного сжатия является вопрос о механизме и кинетике высокоскоростных превращений. В связи с этим проводятся исследования поведения материалов в различных исходных структурных состояниях и в широком температурном диапазоне.

§ 7.1. Полиморфное превращение железа под давлением

Типичные примеры результатов измерений приведены на рисунках 7.1, где представлены профили скорости свободной поверхности образцов армко-железа, нагружаемых ударом алюминиевой пластины при температурах от 20°C до 600°C и профили давления, измеренные во внутренних сечениях образцов. Превращение α -фазы железа с объемно-кубической кристаллической структурой в ϵ -фазу высокого давления с гексагональной плотноупакованной структурой интересно тем, что оно впервые было обнаружено именно в экспериментах с ударными волнами.

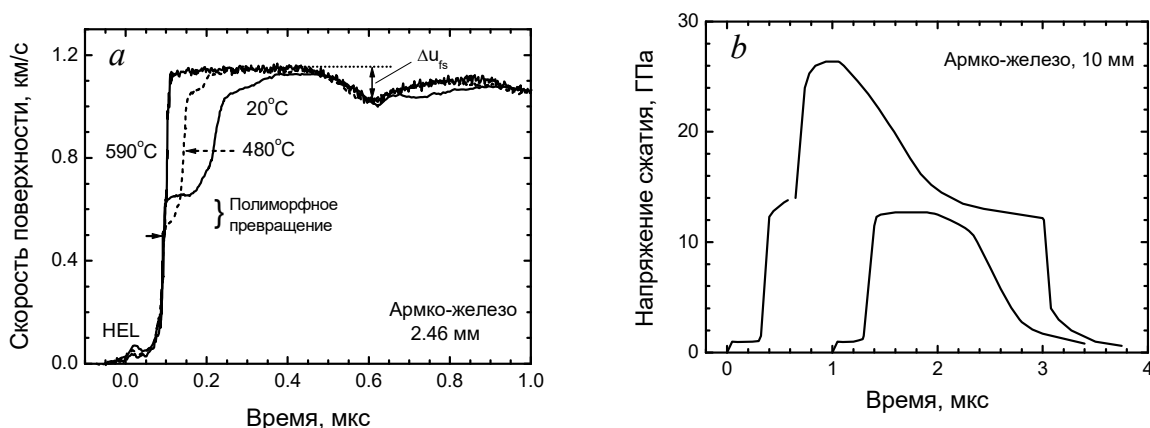


Рис. 7.1. Примеры результатов измерений волновых профилей давления и скорости. *a*: Профили скорости свободной поверхности плоских образцов армко-железа толщиной 2.46 мм после удара алюминиевой пластиной толщиной 2 мм со скоростью 1.9 ± 0.05 км/с. Измерения проведены при нормальной и повышенных температурах (указаны вблизи соответствующих кривых). Давление ударного сжатия железа составляло 19 ГПа. *b*: Профили давления в импульсах ударного сжатия, генерируемых в образцах армко-железа ударом алюминиевых пластин со скоростью 1.05 км/с и 2.06 км/с. Измерения методом манганиновых датчиков давления.

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

(о.ц.к.→г.п.у.) с уменьшением удельного объема, вследствие чего пластическая волна сжатия в этой области давлений расщепляется на две. Давление за фронтом первой пластической ударной волны соответствует началу превращения, а ее затухание и скорость сжатия во второй пластической волне определяются кинетикой структурного превращения. На рис. 7.1b показаны полные профили давления в железе, полученные с помощью манганиновых датчиков. В этих опытах удалось впервые непосредственно наблюдать ударную волну разрежения, формирующуюся вследствие обратного структурного превращения железа в фазу низкого давления.

Уменьшение расхождения между волнами при повышенных температурах есть в основном следствие уменьшения давления превращения (и, следовательно, скорости первой пластической ударной волны) и соответственного увеличения приращения давления во второй пластической волне (и, следовательно, ее скорости). На рис. 7.2 суммированы и сопоставлены с литературными данными результаты измерений давления $\alpha \rightarrow \epsilon$ превращения при различных температурах испытания. Поскольку в исследованном нами температурном диапазоне сохраняется практически линейная зависимость давления превращения от температуры, вероятно во всем изученном диапазоне имеет место $\alpha \rightarrow \epsilon$ превращение, а переход в г.ц.к. структуру происходит при температурах больше 590°C .

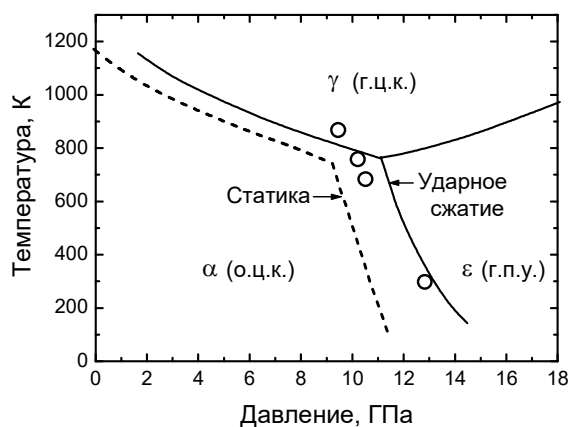


Рис. 7.2. Фазовая диаграмма железа. Точками показаны результаты обработки профилей скорости свободной поверхности, представленных на рис. 7.1.

Судя по крутизне волн сжатия на рис. 7.1, время превращения $\alpha \rightarrow \epsilon$ в железе сокращается с ростом температуры. Отчасти это сокращение связано с увеличением амплитуды второй пластической волны сжатия по мере понижения давления начала превращения. Более систематические исследования влияния температуры на скорость полиморфного превращения при ударном сжатии, проведенные для кристаллов хлористого калия [66], показали, против ожиданий, некоторое замедление превращения с нагревом. Поскольку наряду с замедлением превращения наблюдалось также аналогичное замедление релаксации напряжений сдвига в упругом предвестнике, авторами [66] сделан вывод о дислокационном механизме структурной перестройки ударно-сжатых кристаллов KCl.

§ 7.2. Превращение графита в алмаз при ударном сжатии

В силу практической значимости измерениям параметров перехода графита в алмаз были уделены значительные усилия. Превращение графита в алмаз в условиях ударного сжатия привлекает внимание в связи с известными и потенциальными приложениями.

Известно, что равновесное давление превращения графита в алмаз возрастает с нагревом от 1.7 ГПа при 0 К до 12 ГПа при температуре 5000 К в тройной точке графит–алмаз–жидкий углерод [67]. Промышленный синтез алмаза проводится с использованием катализаторов (переходных металлов) в диапазоне давлений от 5 до 12 ГПа и температур 2000 – 300 К [67,68], близких к линии равновесия между графитом и алмазом. В то же время давление прямого превращения графит–алмаз при температурах 300–1000 К составляет примерно 20 ГПа как в условиях статического сжатия, где длительность процесса составляет десятки минут, так и при ударном сжатии в субмикросекундном диапазоне длительностей [69]. Согласно результатам измерений ударной сжимаемости, плотность сжатого графита после превращения близка к плотности алмаза при соответствующих давлениях и температурах. По данным статических измерений фаза высокого давления характеризуется низкой электропроводностью и значительной прозрачностью. Оптические исследования не выявили в Рамановских спектрах сжатого графита каких-либо признаков образования кристаллического алмаза вплоть до 55 ГПа, однако рентгеноструктурные измерения под давлением показали, что фаза высокого давления представляет собой гексагональную форму алмаза (лондсдейлит). Корреляция ориентаций кристаллографических плоскостей указывает на мартенситный характер превращения графита в гексагональный алмаз под давлением при комнатной температуре. При этом, однако, фаза высокого давления при разгрузке не сохраняется или почти не сохраняется. Отжиг под давлением при температуре 1000°C делает возможным частичное сохранение гексагонального алмаза [70]. Материал, сохраненный после отжига под давлением 12–25 ГПа в диапазоне более высоких температур 1000°C–2000°C, представляет собой непрозрачную смесь графита, лондсдейлита и кубического алмаза. С дальнейшим повышением температуры полученный материал становится прозрачным поликристаллическим кубическим алмазом. Размер зерна поликристаллического алмаза с увеличением температуры отжига под давлением возрастает от 4–10 нм при 1500°C до 10–30 нм при 2300°C и 30–200 нм при 2600°C. С увеличением температуры отжига вклад мартенситных механизмов превращения уменьшается. В условиях ударного сжатия превращение графита в алмаз или алмазоподобную фазу высокого давления может происходить за время порядка 10^{-8} сек, что обычно объясняют деформационной (мартенситной) природой механизма структурной перестройки в этих условиях.

На рис. 7.3 представлены результаты опытов [71] с образцами высокоориентированного пиролитического графита (ВОПГ), имеющими разные углы разориентации мозаичной структуры, в сопоставлении с данными для прессованного высокоупорядоченного графита ОСЧ-Т1. Во всех случаях четко регистрируется расщепление ударной волны с образованием двухволновой структуры, что является следствием резкого возрастания сжимаемости при полиморфном превращении. Параметры за фронтом первой ударной волны соответствуют началу превращения графита в более плотную фазу высокого давления. Видно, что, против ожидания, давление превращения в ВОПГ с большим углом мозаичного рассеяния на 10% ниже, чем в более совершенном графите с малой разориентацией кристаллитов. Значения температуры за фронтом первой ударной волны в ВОПГ в соответствии с уравнением состояния графита максимальной плотности составляют 290°C при давлении превращения $p_t = 20.2$ ГПа в случае ВОПГ с мозаичным рассеянием 1.7° и 330°C при $p_t = 22.3$ ГПа в случае ВОПГ с разориентацией 0.3° . Наличие небольшой пористости в прессованном графите приводит к большему энерговкладу при ударном сжатии, в результате чего температура за фронтом первой ударной волны в ОСЧ-Т1 составляет 410°C при давлении 19.8 ГПа. Для сравнения укажем, что давление превращения в распространенном пирографите УПВ-1 с низкой степенью трехмерного упорядочения превышает 30 ГПа.

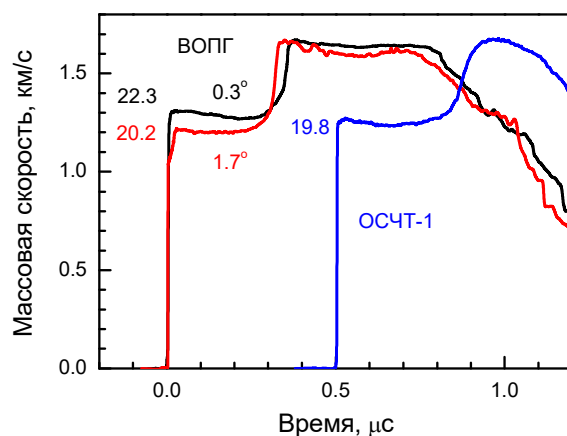


Рис. 7.3. Волновые профили ударного сжатия высокоориентированного пиролизического графита (ВОПГ) двух типов с различными углами мозаичного рассеяния в сопоставлении с данными для прессованного натурального графита ОСЧТ-1 с плотностью 2.17 г/см^3 . Толщина образцов ВОПГ с углами мозаичного рассеяния 0.3° и 1.7° – 1.7 мм и 2.1 мм, соответственно; толщина образца прессованного графита ОСЧТ-1 – 4.25 мм.

Крутизна второй волны сжатия пропорциональна скорости превращения в фазу высокого давления. Из сопоставления волновых профилей на рис. 7.3 видно, что скорость превращения двух типов ВОПГ выше, чем в случае прессованного высокоупорядоченного графита. В то время как в экспериментах с ВОПГ скорость превращения растет по мере сжатия и остается высокой до его окончания, в случае прессованного графита процесс превращения на конечной стадии замедляется.

Относительно медленное падение массовой скорости и, соответственно, давления за фронтом первой ударной волны может иметь две вероятные причины. При отражении первой ударной волны от более жесткого окна давление в графите возрастает примерно на 10–20%, вследствие чего инициируется (или ускоряется) его превращение в плотную фазу, которое в свою очередь приводит к релаксации давления. С другой стороны, подобные качественные особенности волновых профилей могут быть связаны с кинетикой превращения, а именно – с его ускорением по мере развития.

На рисунках 7.4 и 7.5 представлены результаты опытов с графитом двух марок при различных ориентациях базисных плоскостей относительно направления ударного сжатия. При одноосном ударном сжатии в поперечном направлении (плоскость фронта ударной волны перпендикулярна базисным плоскостям) регистрируемое давление за первой ударной волной на 5–10% больше, а скорость нарастания параметров во второй волне сжатия в несколько раз меньше, чем при сжатии в направлении оси с кристаллитов графита (когда плоскость фронта ударной волны параллельна базисным плоскостям). Различие заметнее выражено в случае более упорядоченного графита. Измерения при ориентации направления ударного сжатия под углом 45° к базисным плоскостям графита показали то же повышенное давление превращения, что и при сжатии в поперечном направлении, но более высокую скорость превращения во второй волне.

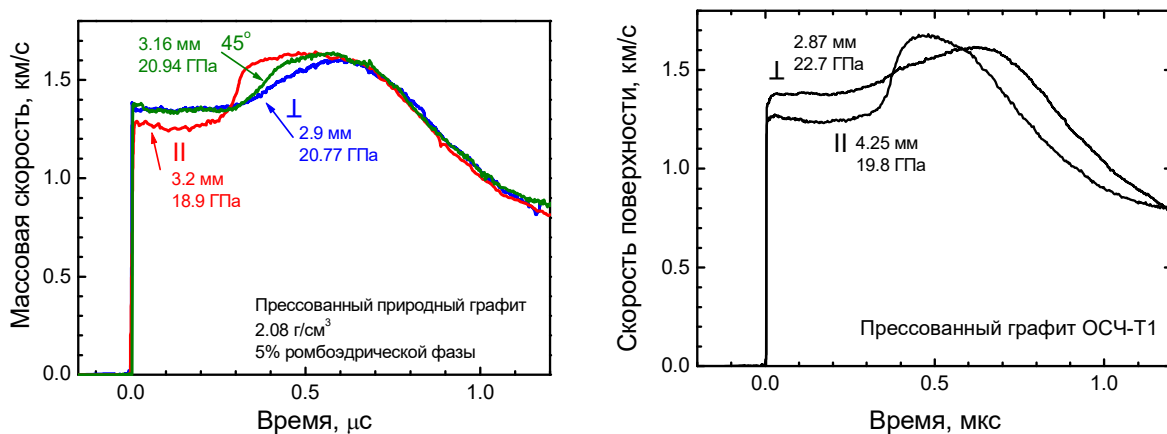


Рис. 7.4. Профили массовой скорости на границе между графитом и окном из фтористого лития для мелкозернистого природного графита с плотностью 2.08 г/см³ и содержанием ромбоэдрической фазы 5% при ориентации базисных плоскостей параллельно (||), перпендикулярно (⊥) и наклонно под углом 45° к плоскости фронта ударной волны. Указаны толщины образцов и значения давления за первой ударной волной.

Рис. 7.5. Профили массовой скорости на контактной границе графит – LiF для графита ОСЧ-Т1 с ориентацией базисных плоскостей параллельно (||) и перпендикулярно (⊥) плоскости фронта ударной волны. Указаны толщины образцов и значения давления за первой ударной волной.

§ 7.3. Поиск структурных превращений при растяжении

Чрезвычайно многообещающим представляется поиск структурных превращений при растяжении, подобных имеющим место при сжатии. Помимо естественной надежды получения материалов с необычными свойствами, этот поиск стимулируется проблемами прочности материалов. Некоторые расчеты действительно прогнозируют структурные превращения в области отрицательных давлений, в частности – графитизацию алмаза при растяжении, переход в клатратную фазу в кремнии. Результаты первопринципных расчетов нулевой изотермы железа [33], показанные на рис. 7.6, демонстрируют скачек объема, связанный с перестройкой энергетического спектра кристалла при давлении –3.4 ГПа. Наличие участка аномальной сжимаемости в окрестности –3.4 ГПа должно приводить к образованию ударных скачков при распространении волн разрежения в железе, что дает возможность экспериментальной проверки наличия этой аномалии. С этой целью проведена серия экспериментов, на рис. 7.7 приведены примеры измеренных профилей скорости свободной поверхности монокристаллических образцов железа при десятикратном различии длительностей ударной нагрузки. Волновые профили в целом подобны полученным для других металлов и, к сожалению, не содержат каких-либо свидетельств формирования ударных волн разрежения..

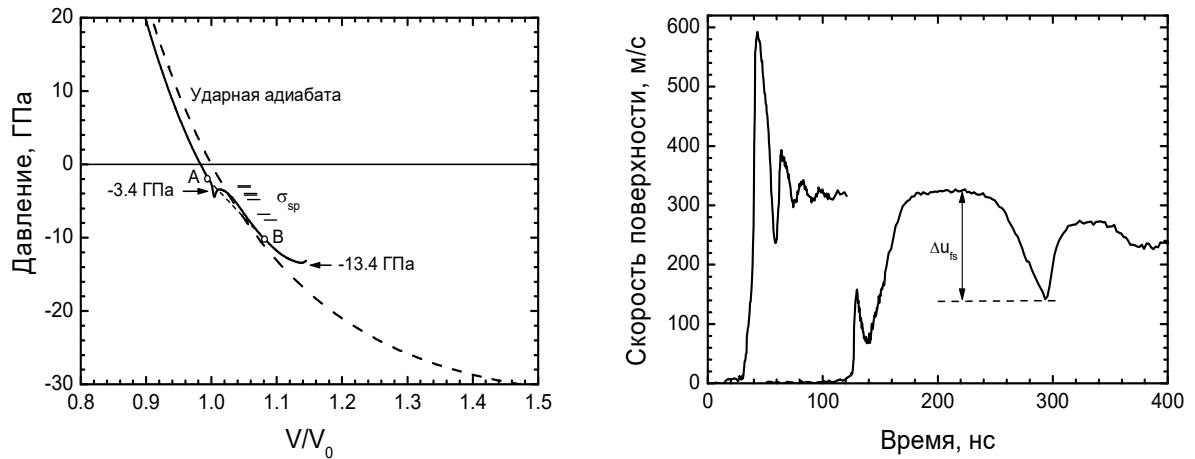


Рис. 7.6. Расчетная нулевая изотерма (сплошная линия) и экстраполированная ударная адиабата α -железа (пунктир). Черточками показаны измеренные значения разрушающих напряжений (откольной прочности) железа при различных длительностях ударно-волновой нагрузки. АВ – область аномальной сжимаемости, где ожидалось формирование ударной волны разрежения.

Рис. 7.7. Профили скорости свободной поверхности пластин высокочистого железа толщиной 0.19 и 0.77 мм при ударе алюминиевыми пластинами толщиной 0.05 мм и 0.4 мм со скоростью 650 м/с и 1200 м/с, соответственно.

Как показано на рис. 7.6, диапазон достигнутых значений растягивающих напряжений значительно перекрывает область аномалии на расчетной нулевой изотерме железа. Поскольку электронные топологические переходы должны быть практически безинерционными, представляется маловероятным, что связанная с ними аномалия сжимаемости не проявилась из-за малой длительности действия отрицательных давлений. Возможно, аномалия сжимаемости железа имеет место только при пониженных температурах и исчезает с нагревом. В этом случае неустойчивость кристаллической структуры может быть одним из факторов, определяющих явление хладноломкости железа.

§ 7.4. Плавление при ударном сжатии и растяжении

На рисунке 7.8 схематически показана фазовая диаграмма вещества, включающая плавление, испарение, конденсацию, критическую точку и области смешанных твердой и жидкой фаз и жидкой и газообразной фаз. Температура плавления, как правило (хотя есть и исключения), возрастает с давлением. Соотношение наклонов изэнтроп, ударной адиабаты и кривой плавления таково, что при нагреве в процессе изэнтропического сжатия плавление не достигается, но при ударном сжатии возрастание температуры значительней и при некотором давлении ударная адиабата должна пересекать кривую плавления. Кроме того, плавление может происходить при изэнтропической разгрузке из ударно-сжатого состояния; при более высоких параметрах ударного сжатия в разгрузке может происходить испарение вещества. Параметры плавления и испарения важны для ряда практических приложений, в частности – для проектирования защитных противометеоритных экранов космических аппаратов, и подлежат экспериментальным исследованиям.

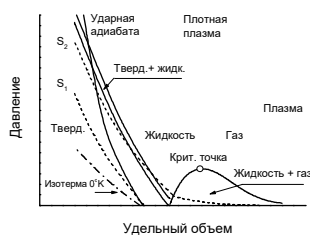


Рис. 7.8. Схема фазовой диаграммы вещества

Вопрос о положении линии равновесия твёрдое тело-расплав в мегабарном диапазоне давлений долгое время оставался нерешённым. В условиях статического сжатия кривые плавления $T_m(p)$ металлов строилась по результатам измерения скачка сопротивления при плавлении, но диапазон параметров был методически ограничен давлениями 40-70 кбар (4-7 ГПа), что конечно далеко от мегабарного диапазона. Продвинуться в этом направлении удалось в 80-х годах [72] средствами механики основываясь на том очевидном факте, что при плавлении должен обращаться в нуль предел текучести материала. Соответственно, должна исчезать упругая часть волны разрежения, распространяющейся по ударно-сжатому материалу, температура которого в результате необратимого нагрева превысила температуру плавления. В результате скорость фронта волны разрежения, которая для твёрдого тела равна продольной скорости звука при соответствующем давлении, уменьшается до величины объёмной скорости звука.

Способы измерения скоростей звука в ударно-волновых экспериментах поясняются диаграммой расстояние x - время t на рис. 7.9. Нагружение образца осуществляется ударом пластины. В наиболее наглядном варианте в двух сечениях образца одновременно регистрируются профили напряжения $\sigma_x(t)$, пример которых показан на рис. 7.10. Зная расстояния между датчиками и определив по экспериментальной осциллограмме промежутки времени между моментами прихода на первый и второй датчики фронтов ударной волны и волны разрежения, легко найти скорость ударной волны и скорость фронта волны разрежения, распространяющейся по сжатому веществу. Если значения скорости ударной волны и толщины ударника в момент соударения точно известны из независимых измерений, то для определения a достаточно одного профиля $\sigma_x(t)$. Наконец, величина скорости фронта волны разрежения может быть найдена измерением расстояния, на котором начинается затухание ударной волны.

В последнем варианте особенно плодотворным оказалось применение оптического метода преград-индикаторов [72], где регистрируется свечение ударной волны в толстом слое органической жидкости или другого прозрачного материала, размещённом непосредственно за плоским образцом исследуемого материала. Эксперименты проводятся с образцами ступенчатой формы, чем обеспечивается возможность измерений с несколькими соотношениями толщин ударника и образца в одном опыте. Интенсивность излучения, испускаемого ударно-сжатым веществом преграды-индикатора постоянна до того момента, когда волна разрежения догоняет ударную волну в преграде, после чего интенсивность излучения начинает спадать. Длительность интервала времени между моментами появления и начала спада интенсивности излучения является линейно убывающей функцией толщины образца; экстраполяция этой функции к нулевой длительности даёт толщину, при которой волна разрежения догоняет ударную волну как раз на поверхности образца. В случае симметричного удара определение скорости фронта

волны разрежения в ударно-сжатом образце после этого не представляет затруднений. Метод оказался весьма точным и особенно эффективным в области больших давлений ударного сжатия.

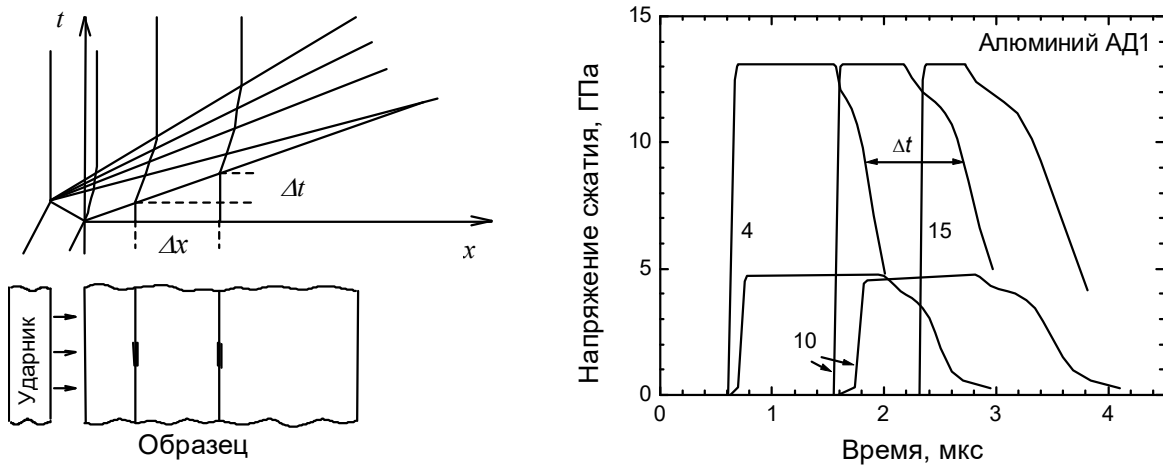


Рис. 7.9. Эволюция импульса сжатия, генерируемого ударом пластиной.

Рис. 7.10. Распространение упругопластических волн сжатия и разрежения в алюминии после удара пластиной с различной скоростью. Измерения манганиновыми датчиками давления.

На рисунке 7.11 показаны результаты измерения скорости фронта и средних частей волн разрежения в алюминии в широком диапазоне давлений. Средняя часть волны разрежения распространяется с объемной скоростью звука, которая, как оказалось, с хорошей точностью рассчитывается из условия совпадения ударной адиабаты и Римановой изэнтропы в координатах давление-массовая скорость (см. гл. 1). В координатах Лагранжа объемная скорость звука a рассчитывается в этом приближении как

$$a = c_0 + 2bu_p \quad \text{или} \quad a = \sqrt{c_0^2 + 4bp/\rho_0}$$

где c_0 и b – коэффициенты линейного выражения для ударной адиабаты, связывающего скорость ударной волны и массовую скорость. Значения продольной скорости звука с хорошей точностью описываются в предположении постоянства коэффициента Пуассона, что соответствует постоянству отношения величин продольной и объемной скоростей звука. В случае железа, сталей и других материалов, претерпевающих при сжатии перестройку кристаллической структуры, коэффициент Пуассона не является постоянным и подобные оценки применимы только для области давлений ниже полиморфного превращения.

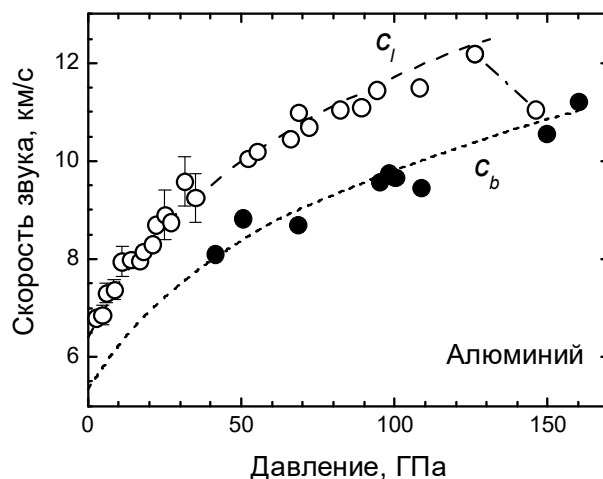


Рис. 7.11. Зависимости скорости фронта волны разрежения и ее средней части в алюминии от давления. Точки – экспериментальные данные; линиями показаны оценки объемной скорости звука в квазиакустическом приближении и продольной скорости звука в приближении постоянного коэффициента Пуассона.

Из рисунка 7.11 видно, что рассчитанные зависимости удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными при давлениях ударного сжатия до 125 ГПа, выше которого измеренная скорость фронта волны разрежения в алюминии уменьшается и при $p=150$ ГПа становится равной объемной скорости звука. Исчезновение различия между продольной и объемной скоростями звука объясняется плавлением алюминия в ударной волне. Метод определения точки плавления на ударной адиабате сопоставлением скорости фронта волны разрежения и объемной скорости звука успешно использовался для широкого класса материалов.

Измерения откольной прочности металлов при повышенных температурах поставили вопрос о возможности плавления в области отрицательных давлений. На рис. 7.12 показана часть фазовой диаграммы алюминия, рассчитанной для условий откольных опытов с монокристаллами [17], результаты которых показаны на рис. 4.23. Положение границ области сосуществования твердой и жидкой фаз при отрицательных давлениях определено, как и в области сжатия, равенством химических потенциалов фаз. В этом смысле граница области плавления, в том числе и та ее часть, которая находится в области отрицательных давлений, является равновесной. Поскольку все состояния с отрицательными давлениями метастабильны, плавление при растяжении, если таковое может наблюдаться, есть превращение метастабильной твердой фазы в метастабильную жидкость.

Начало плавления должно сопровождаться увеличением сжимаемости и уменьшением напряжения течения, что должно вызывать появление аномалий на профиле волны разрежения с входом в двухфазную область. Однако волновые профили вблизи температуры плавления полностью подобны тем измеренным при меньших температурах. Пересечение расчетной границы области плавления при растяжении не сопровождается резким падением прочности монокристаллов на разрыв. Отсюда следует, что в проведенных экспериментах материал не плавился и измеренная прочность во всех случаях соответствует прочности твердого тела.

Если ожидавшееся плавление в процессе высокоскоростного растяжения при высоких температурах не происходило, то, следовательно, в экспериментах с монокристаллами реализовывались состояния перегретого твердого тела. Величина перегрева достигала $60 - 65^\circ\text{C}$ при наименьших длительностях ударной нагрузки. Считается, что критическую роль в плавлении играет поверхность кристалла, где энергия

активации близка к нулю. Плавление однородно нагретого твердого тела всегда начинается с его поверхности. Перегретые твердотельные состояния могут быть созданы лишь внутри тела при условии, что его поверхность имеет температуру ниже точки плавления. Это условие было реализовано в проведенных экспериментах.

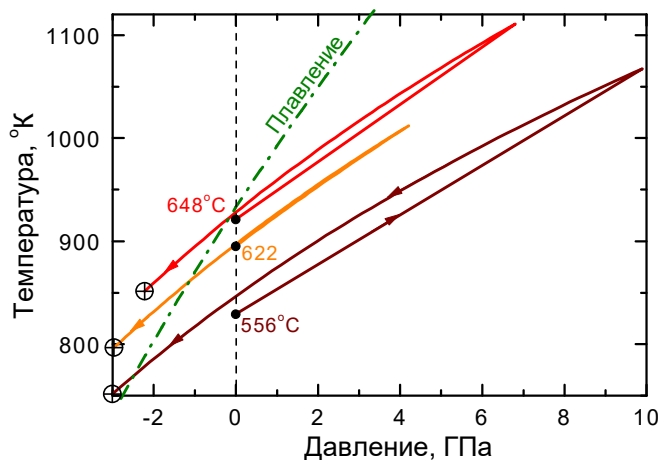


Рис. 7.12. Изменения состояния монокристаллов алюминия при ударном сжатии и последующем разрежении для условий опытов, показанных на рис. 4.23.

§ 7.5. Затвердевание при динамическом сжатии

Затвердевание при динамическом сжатии не столь актуально практически, тем не менее оно также привлекает внимание исследователей. В частности, это относится к воде, которая в твердом состоянии может существовать в нескольких кристаллических модификациях. На рисунке 7.13 показана часть фазовой диаграммы воды, из которой следует, что необратимый нагрев вещества в ударной волне не допускает возможности превращения воды в лед при однократном ударном сжатии. Однако это превращение возможно при безударном изэнтропическом и ступенчатом ударном сжатии.

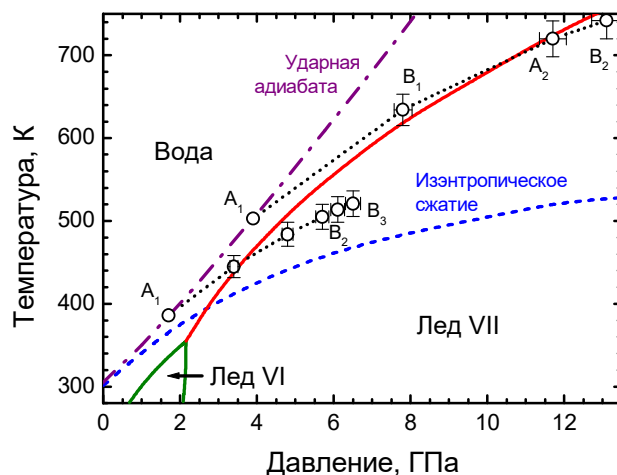


Рис. 7.13. Фазовая диаграмма воды в области температур выше 0 °С. Круглые маркеры, соединенные пунктирной линией показывают изменение состояния воды при ступенчатом сжатии в опытах 2 (нижний ряд точек) и 3.

В описанных ниже экспериментах по ступенчатому ударному сжатию вода заливалась в герметичную кювету, дном которой являлся металлический экран, через

который в образец вводилась ударная волна, а крышкой было окно из монокристалла фтористого лития. Ударная волна в экране создавалась ударом алюминиевой пластины, скорость которой варьировалась от опыта к опыту. с

На рисунках 7. 14 и 7. 15 показаны результаты измерений в виде профилей скорости контактной поверхности воды и окна из фтористого лития как функции времени, $u(t)$.

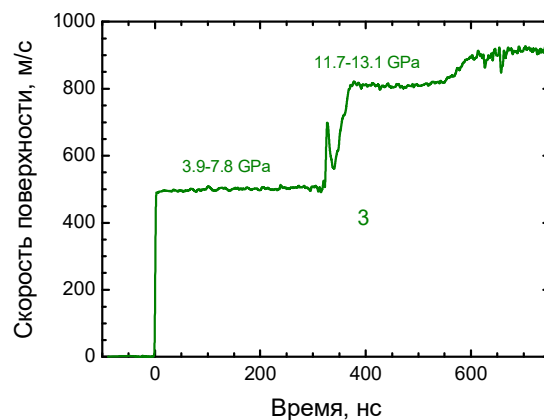
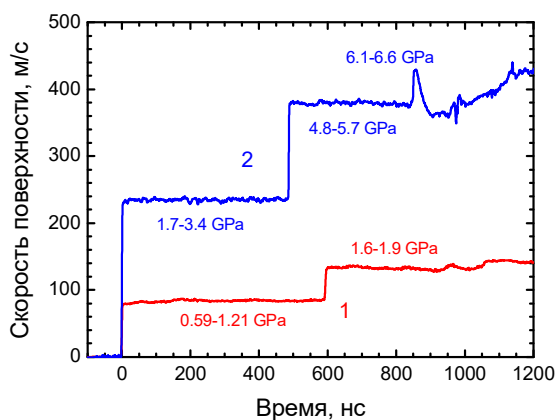


Рис. 7.14. Результаты опытов при скорости удара 295 м/с и 1095 м/с. Использовались эхоны из алюминия и меди, соответственно. Числа указывают давление перед и после отражения соответствующей ударной волны от окна LiF.

Рис. 7.15. Результат опыта со скоростью удара 2600 м/с с использованием экрана из молибдена.

На рисунке 7.16 поясняется ступенчатое нарастание давления в воде в процессе многократных отражений ударных волн между экраном и окном. Значения массовой скорости за ударной волной регистрировались на поверхности контакта окна LiF с водой – точки B_i в то время как параметры ударных волн, подходящих к этой поверхности, соответствуют точкам A_i на ударной адиабате торможения медного экрана.

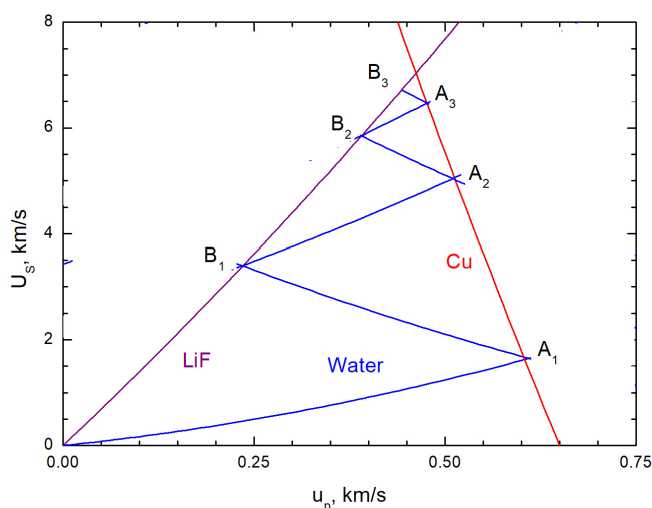


Рис. 7.16. Диаграмма ступенчатого ударного сжатия воды в опыте 2, показанном на рис. 7.14.

В опыте 1 не достигается давление 2.6 ГПа, соответствующее пересечению изэнтропы с линией равновесия вода-лед VII, затвердевание воды в этом опыте происходить не должно, волновой профиль особенностей не имеет. Время нарастания

параметров в ударных волнах находится на пределе временного разрешения измерений, что говорит о сохранении низкой вязкости воды в процессе ступенчатого сжатия. В опыте 2 первые две ступени особенностей не имеют, а выход на поверхность окна следующей ударной волны сопровождается значительной релаксацией давления. После релаксации наблюдается постепенное восстановление давления. На рисунке 7.13 оценочно показан ход изменения состояния в процессе ступенчатого сжатия. Видно, что состояние на второй «ступеньке» с давлением $B_2 = 5.7$ ГПа находится на фазовой диаграмме далеко в области льда VII, однако превращение начинается лишь при увеличении давления до 6.1 или 6.5 ГПа (неопределенность связана с тем, что неясно, начинается ли превращение у экрана или у поверхности окна). Отклонение по температуре от линии межфазного равновесия, то есть переохлаждение воды перед началом превращения, составляет примерно 40 К. В опыте 3 с давлением в первой ударной волне в воде 3.9 ГПа межфазная граница вода-лед VII переходит уже на второй ступеньке. Хотя при этом состояние вещества значительно меньше уходит от межфазной границы, чем в опыте 2, на волновом профиле четко фиксируется релаксация давления и его быстрое восстановление во второй ступеньке. Новым является то, что следующая волна сжатия, пришедшая на поверхность окна (третья ступенька), весьма размыта. Относительно большое время нарастания параметров в ней может иметь два объяснения: либо мы имеем дело с волной сжатия, распространяющейся по льду VII, имеющему вязкость много больше, чем вода, либо в этой волне происходит превращение воды в лед VII за время примерно 40-50 нс. Второе предположение подкрепляется тем обстоятельством, что давление 13.1 ГПа на второй регистрируемой ступеньке точно соответствует построениям, подобным приведенным на рис. 4, с использованием ударной адиабаты воды, то есть без учета ее превращения.

§ 7.6. Испарение при разгрузке из ударно-сжатого состояния.

Обычно изэнтропы разгрузки из ударно-сжатого состояния строятся по серии экспериментов, в которых измеряются параметры ударных волн в низкоимпедансных эталонных материалах (веществах), расположенных по ходу ударной волны вслед за исследуемым веществом. Удельная внутренняя энергия и удельный объем затем рассчитываются по измеренной Римановой изэнтропе $p(u)$. Для конденсированных веществ наиболее важной и интересной частью найденных таким образом изэнтроп является область испарения. Ниже описан более наглядный и экономный метод построения изэнтроп в области испарения, основанный на регистрации ускорения фольги из высокоимпедансного материала, наклеенной на тыльную поверхность пластины исследуемого вещества.

На рисунке 7.17 показаны примеры таких экспериментов с полиметилметакрилатом (плексигласом) в качестве исследуемого вещества при давлениях ударного сжатия до 34.5 ГПа. В соответствии с расчетами при указанных материалах и значениях толщины фольги ее конечная скорость должна достигаться после ~ 200 нс процесса многократных отражений волн в ней между свободной поверхностью и поверхностью контакта с образцом. Такое время установления регистрируется в экспериментах с давлением меньше максимального. Однако эксперимент с максимальным давлением ударного сжатия демонстрирует гораздо большее время достижения максимальной скорости фольги. Это является результатом испарения нагретого ударной волной полиметилметакрилата.

Интерпретация результатов измерений иллюстрируется на рисунке 7.18. Верхняя часть профиля скорости аппроксимирована гладкой функцией $u_f(t)$ с монотонно уменьшающимися первой и второй производными. Затем, зная массу единицы площади фольги, определяется давление испаренного вещества в соответствии с законом Ньютона

$p(t) = \rho \delta du_f(t)/dt$, где ρ и δ - плотность и толщина фольги. Значения давления p и массовой скорости $u = u_f$, взятые в один и тот же момент времени t , соответствуют точке на изэнтропе разгрузки ударно-сжатого полиметилметакрилата.

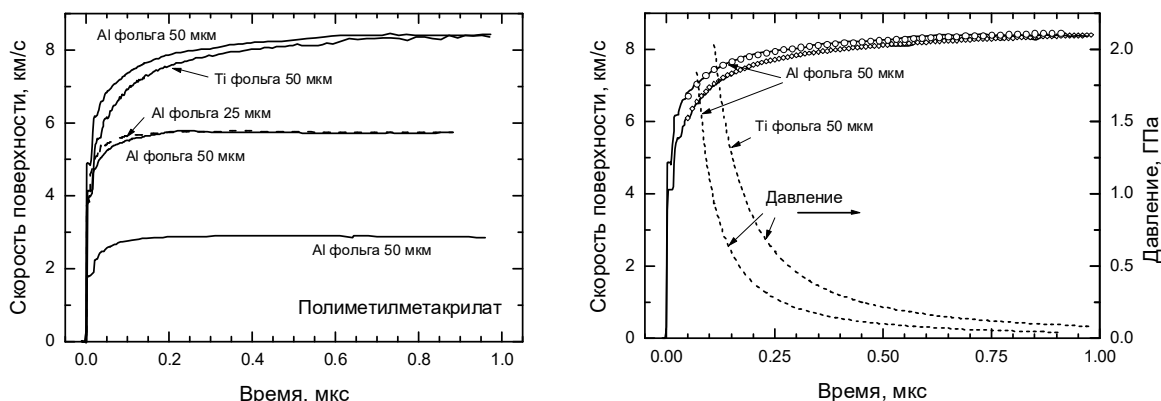


Рис. 7.17. Результаты экспериментов с регистрацией ускорения металлической фольги ударно-сжатым полиметилметакрилатом (плексигласом).

Рис. 7.18. Интерпретация результатов измерений ускорения фольги при максимальном давлении ударного сжатия.

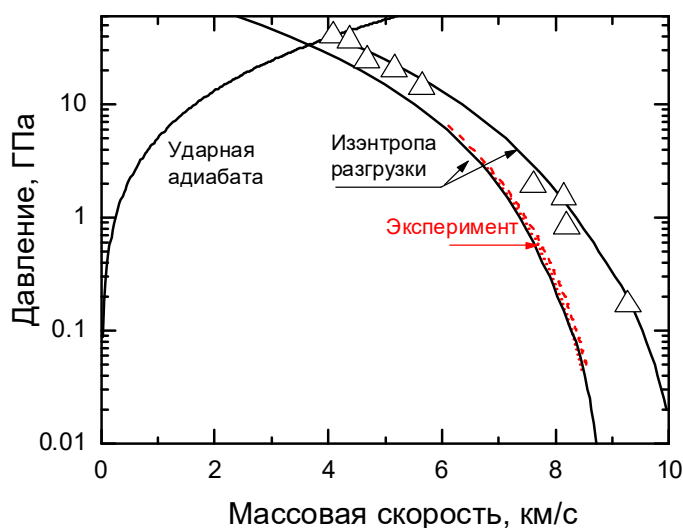


Рис. 7.19. Изэнтропы разгрузки ударно-сжатого полиметилметакрилата по результатам измерений методом низкоимпедансных эталонных преград и методом ускоряемой фольги. Сплошные линии – расчет по уравнению состояния.

Результаты анализа показаны штриховой и пунктирной линиями на диаграмме $p-u$ на рисунке 7.19. Видно, что эксперименты с алюминиевой и титановой фольгами с различной массой находятся в хорошем согласии между собой и с уравнением состояния плексигласа, учитывающим также данные экспериментов с низкоимпедансными эталонными преградами.

Глава 8. Определение макрокинетических закономерностей превращения взрывчатых веществ в ударных и детонационных

ВОЛНАХ

Для расчетов детонационных процессов необходимы сведения об уравнениях состояния взрывчатых веществ и продуктов взрыва и о макрокинетических закономерностях превращения взрывчатого вещества в продукты взрыва в ударных и детонационных волнах. Эти сведения получают в настоящее время средствами механики сплошных сред из анализа эволюции импульсов ударного сжатия во взрывчатом веществе (ВВ).

Установлению стационарной детонации предшествует процесс ее инициирования. Хотя инициирующий импульс может иметь различную природу, формирование детонационной волны происходит путем образования ударной волны сжатия. В результате химической реакции в ударно-сжатом ВВ ее интенсивность возрастает по мере распространения и ударная волна трансформируется в детонационную. В гомогенных взрывчатых веществах инициирование детонации ударной волной происходит по механизму адиабатического теплового взрыва. В ударной волне повышается температура ВВ, что возбуждает экзотермическую химическую реакцию. В адиабатических условиях выделяющееся тепло расходуется на нагревание реагирующего вещества, что приводит к ускорению реакции. Таким образом, скорость процесса экспоненциально возрастает - происходит тепловой взрыв. В результате, по прошествии времени индукции, давление резко возрастает, в сжатом веществе формируется волна сжатия, которая затем нагоняет фронт инициирующей ударной волны и далее распространяется по несжатому веществу в виде стационарной детонационной волны.

Механизм гомогенного теплового взрыва разумно согласуется с экспериментальными данными для жидких взрывчатых веществ, но не объясняет закономерности инициирования детонации твердых ВВ. Так, например, при давлении в ударной волне 5,5 ГПа время разложения флегматизированного гексогена имеет величину порядка микросекунды, хотя его температура составляет лишь примерно 110°C. Это на сто градусов ниже температуры вспышки гексогена при пятиминутной экспозиции в нормальных условиях.

Дело в том, что твердые взрывчатые вещества, как правило, не являются гомогенными и содержат разнообразные дефекты - поры, трещины, включения, границы зерен и микродефекты кристаллической структуры. Физическая неоднородность приводит к неравномерному распределению энергии при быстром сжатии взрывчатого вещества ударной волной. Часть энергии ударной волны локализуется в отдельных "горячих точках", что приводит к возбуждению в них экзотермической реакции разложения. Тепло, выделяющееся при развитии химической реакции, частично отводится в окружающее вещество, а частично остается в очаге, увеличивает его температуру и тем самым ускоряет процесс разложения. Если преобладает тепловыделение, то возникает прогрессивный рост температуры очага и скорости реакции - происходит тепловое самовоспламенение. Менее нагретая масса ВВ поджигается очагом и сгорает затем в волнах горения, распространяющихся из очагов. После объединения разгорающихся очагов наступает депрессивная стадия горения.

Так как теплотери пропорциональны площади поверхности очага, а количество выделяющейся энергии - его температуре и объему, то ясно, что вспышки возможны в тех очагах, размеры которых выше некоторого предельного для данной температуры. Чем меньше температура очага, тем больше должны быть его размеры, чтобы обеспечить устойчивое воспламенение ВВ. С увеличением амплитуды ударной волны температура очагов возрастает. Следовательно, за фронтом более сильной ударной волны образуется большее количество очагов, способных воспламенить окружающее ВВ.

Наиболее крупные несплошности в исходном веществе ликвидируются уже при относительно низких давлениях ударного сжатия; при этом только часть их образует

очаги реакции. Гомогенизация ВВ в слабых ударных волнах снижает его чувствительность к последующим более сильным ударно-волновым воздействиям. Эксперименты показывают также, что инициирование реакции подавляется размытием волны сжатия. Зависимость длительности хвостика детонационной волны и критического диаметра детонации от структуры ВВ свидетельствуют о том, что процесс энергосвободения имеет гетерогенную, очаговую, природу не только в инициирующих ударных волнах, но и в условиях детонации.

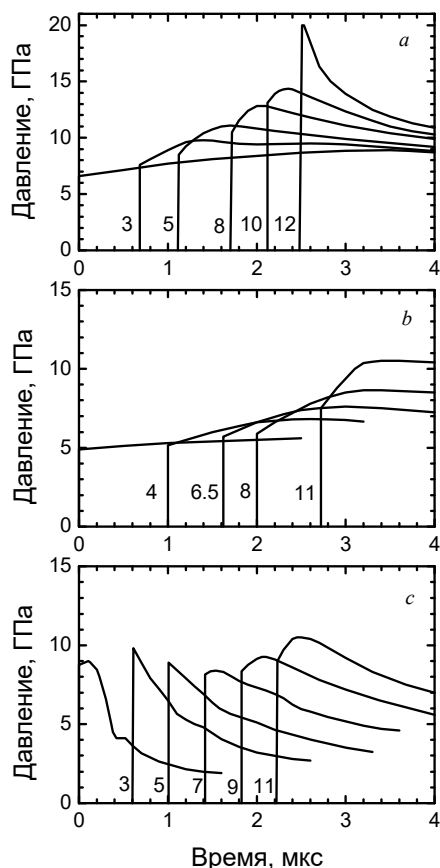


Рис. 8.1. Эволюция импульсов ударного сжатия различной амплитуды и длительности в литом тротиле. Измерения манганиновыми датчиками давления.

Гипотеза инициирования взрыва в очагах была выдвинута и обоснована Ф.П. Боуденом и А.Д. Иоффе при исследованиях возбуждения взрыва конденсированных ВВ механическим ударом. В качестве возможных механизмов формирования "горячих точек" в процессе ударного сжатия обсуждаются эффекты микрокумуляции на жестких примесных частицах и в порах, пластическая работа на периферии поры, трение между частицами, растрескивание зерен ВВ при уплотнении, адиабатическое сжатие газовых включений и другие. Наибольший прогресс в теоретическом анализе механизмов образования "горячих точек" достигнут в расчетах вязкопластического разогрева вещества в окрестности схлопывающейся сферической поры. Размеры горячих очагов в ударно-сжатом веществе пропорциональны размерам исходных неоднородностей. Поэтому крупнозернистые ВВ имеют менее высокий порог инициирования, чем мелкодисперсные. Однако, поскольку концентрация очагов выше в мелкодисперсном ВВ, после инициирования реакции переход в детонацию происходит в нем быстрее. Нижней границей возможных значений давления инициирующей ударной волны является, по-видимому, предел текучести данного ВВ.

Наличие спектра очагов качественным образом изменяет динамику ударно-волнового инициирования детонации неомогенных ВВ. В твердых взрывчатых веществах не наблюдается выраженный период индукции, инициирующая ударная волна переходит в

детонационную относительно плавно, без скачков и пересечений. Пример регистрации [73] трансформации ударной волны в детонационную представлен на рис. 8.1. Развитие процесса взрывчатого превращения приводит к росту давления за скачком и непрерывному усилению ударной волны вплоть до выхода на детонационный режим. усиление ударной волны может происходить даже в отсутствии области нарастания давления за скачком. В настоящее время реализовано два подхода к решению проблемы. В первом случае информация о формальной кинетике превращения исходного вещества в продукты взрыва извлекается непосредственно из анализа эволюции импульса одномерного ударного сжатия. Второй подход заключается в использовании экспериментальных данных для проверки математической модели процесса и уточнения ее параметров.

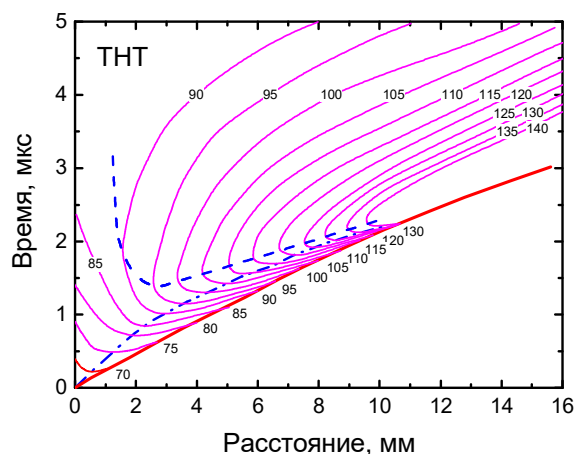


Рис. 8.2. Поле давлений для экспериментальной серии, показанной на рис. 8.1а. Цифрами показаны значения давления на соответствующих изобарах.

Прямой способ получения кинетических данных заключается в интерпретации на основе законов сохранения полей давления или массовых скоростей, построенных по результатам измерений соответствующих волновых профилей в нескольких сечениях образца ВВ. В качестве примера на рис. 8.2 показано поле давлений для экспериментальной серии, показанной на рис. 8.1а.

Предложено несколько методов анализа, минимизирующих погрешность обработки при переходе от поля давлений к полю массовых скоростей и от поля скоростей к полю сжатий. По этим данным восстанавливается ход изменения состояния выделенных частиц вещества в координатах давление - удельный объем. Каждой точке такой траектории соответствует определенный момент времени. В предположении аддитивности удельных объемов и энергий исходного ВВ и продуктов его разложения, каждой точке траектории изменения состояния приводится в соответствие определенная концентрация продуктов взрыва α . Таким образом, для каждой выделенной частицы определяется закон изменения глубины разложения со временем. Пример такого подхода иллюстрируется рисунками 8.3 и 8.4.

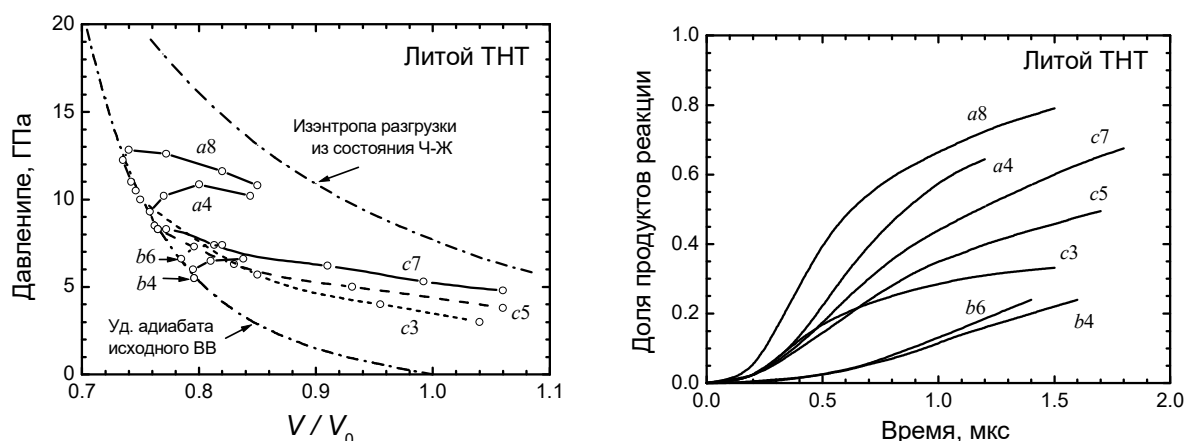


Рис. 8.3. Траектории изменения состояния выделенных частиц, построенные по данным рис. 8.1. Маркеры проставлены через равные интервалы времени 0.5 мкс.

Рис. 8.4. Концентрационные кривые, построенные по данным рис. 8.3. Указаны экспериментальная серия на рис. 8.1 и расстояние, пройденное ударной волной.

На рис. 8.3 представлены траектории изменения состояния за ударным скачком в литом тротиле, полученные в результате обработки серий экспериментальных профилей давления, которые приведены на рис. 8.1. По мере развития разложения ВВ состояния частиц отклоняются от ударной адиабаты исходного вещества и приближаются к изэнтропе продуктов взрыва. Для иллюстрации скорости процесса на траектории изменения состояния нанесены метки времени с интервалом 0.5 мкс.

На рис. 8.4 приведены концентрационные кривые, описывающие изменение глубины разложения α выделенных частиц со временем после прохождения фронта ударной волны. Зависимости $\alpha(t)$ построены в предположении аддитивностей компонент смеси. Хотя погрешность определения глубины разложения значительна, набор кинетических кривых позволяет судить об общих закономерностях процесса. Видно, в частности, что непосредственно за скачком давления скорость разложения близка к нулю, с увеличением глубины разложения она растет и, в случае, когда изменение давления не слишком велико, проходит через максимум в районе $\alpha \sim 0.2-0.3$. Смещение максимума скорости разложения к началу процесса легко понять, если предположить, что очаги разложения сосредоточены на поверхности зерен ВВ и число их таково, что расстояние между ними меньше размера зерна. Резкое уменьшение давления, как видно по кривым d3 и d5, приводит к падению скорости разложения.

Описанный подход сопряжен с необходимостью проведения большого объема трудоемких экспериментов при повышенных требованиях к точности измерений. Более распространен иной способ получения макрокинетической информации, основанный на сочетании измерений с математическим моделированием экспериментальной ситуации. При таком подходе центральным является вопрос о выборе рациональной кинетической модели разложения гетерогенных взрывчатых веществ. К сожалению, недостаток информации о свойствах веществ, размерах, форме и механизме образования очагов делают невозможным в настоящее время детальное описание "из первых принципов" возбуждения и распространения реакции. Отсутствие строгой, физически обоснованной модели возникновения и развития "горячих точек" частично компенсируется разнообразием полуэмпирических моделей, основанных на самых общих представлениях о характере процесса. Константы соотношений, описывающих зависимость разложения ВВ (то есть уравнений макрокинетики) от основных параметров состояния, полностью или частично подлежат экспериментальному определению.

Обсуждаемое ниже макрокинетическое соотношение построено на следующих модельных представлениях. Разложение ударно-сжатых твердых взрывчатых веществ зарождается в так называемых «горячих точках», которые образуются в результате концентрации энергии ударной волны в окрестности исходно существующих микропор, границ зерен, включений и других неоднородностей. После зарождения реакция распространяется из активированных горячих точек в окружающее вещество в виде волн горения. Существенно, что горячие точки формируются в ударной волне, так что параметры ударной волны определяют количество очагов реакции и соответствующую среднюю скорость разложения. Таким образом, макроскопическая скорость превращения взрывчатого вещества в продукты взрыва пропорциональна плотности активированных очагов (которая зависит от интенсивности ударной волны и исходной структуры ВВ), скорости волн горения, распространяющихся из очагов в окружающее вещество (которая пропорциональна давлению), и эффективной площади горения, которая изменяется по мере выгорания ВВ. Поскольку информация о свойствах ВВ обычно весьма ограничена и недостаточна для построения полной замкнутой модели, макрокинетическое определяющее соотношение для практических приложений должно быть простым и содержать минимальное количество параметров, связанных со свойствами конкретного ВВ. В примерах компьютерного моделирования, показанных ниже, использовалось макрокинетическое соотношение в виде [74]

$$\partial\alpha/\partial t = k \cdot (E_{sh} - E_{thre}) \cdot p \cdot \alpha^\gamma \cdot (1-\alpha)^{1-\gamma}, \quad (8.1)$$

где α - массовая доля продуктов разложения ВВ, E_{sh} – приращение удельной внутренней энергии в ударной волне, прошедшей через рассматриваемую частицу ВВ, k и γ - константы материала, E_{thre} – пороговая удельная внутренняя энергия инициирующей ударной волны. Предполагается, что реакции разложения в ударно-сжатом ВВ не инициируются, если $E_{sh} < E_{thre}$. Некоторым недостатком макрокинетического соотношения в виде (8.1) является необходимость выделения в расчетах ударного скачка и точного определения его параметров. Пример результатов таких расчетов в сопоставлении с экспериментальными данными для литого тротила показан на рис. 8.5.

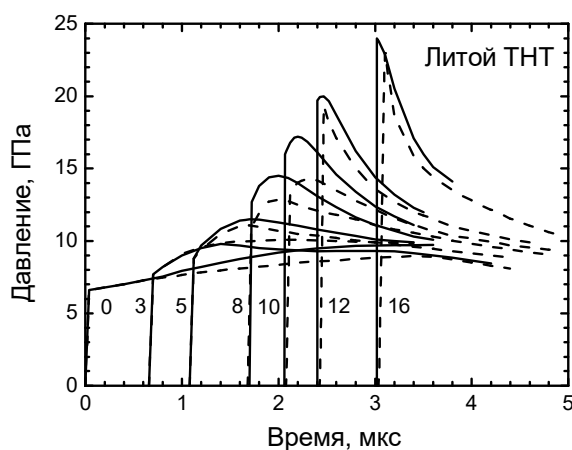


Рис. 8.5. Результаты численного моделирования (штриховые линии) экспериментальной серии, показанной на рис. 8.1а.

На рисунках 8.6 результаты компьютерного моделирования ударно-волнового инициирования детонации на основе этого макрокинетического соотношения сопоставлены с экспериментальными данными для октогена. В экспериментах измерялись

профили давления $p(t)$ на границе контакта исследуемого взрывчатого вещества с инертным экраном, через который в образец вводился импульс ударного сжатия, генерируемый в экране ударом пластины. Изменением скорости удара и материала экрана варьировались начальное давление в образце ВВ. Исследовался прессованный октоген. Постановка опытов описана в [75]. Видно разумное согласие результатов расчетов с экспериментальными данными на начальных и завершающих участках волновых профилей. Соподается также общая форма волновых профилей. Имеется различие в максимальных значениях давления, которое может объясняться нарушением одномерности течения при быстром ускорении ударной волны в ВВ.

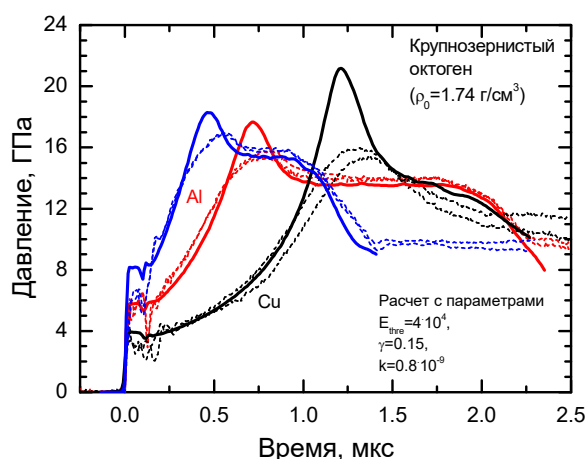


Рис. 8.6. Профили давления на границе между инертным экраном и образцом октогена, измеренные в экспериментах и полученные в результате численного моделирования экспериментов. Указан материал промежуточного экрана (Al, Cu) между образцом и алюминиевым ударником. Скорость удара 1.17 км/с или 1.55 км/с. Измерения манганиновыми датчиками, помещенными в тефлоновую изоляцию (учитывалась в расчетах).

При использовании макрокинетического соотношения (8.1) необходимо отслеживать распространение ударной волны в ВВ. На рис. 8.7 сопоставлены один из расчетных профилей давления на границе между экраном и образцом ВВ (опыт с медным экраном на рис. 8.6) и скорость ударной волны в ВВ как функция времени. Видно, что в приграничных слоях энерговыведение и, соответственно, рост давления продолжаются дольше и завершаются уже после того, как ударная волна перешла в детонационную.

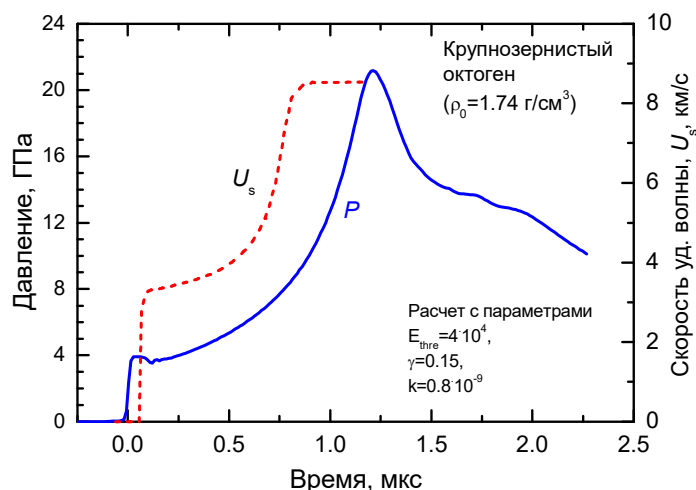


Рис. 8.7. Сопоставление расчетных эволюций давления на границе между октогеном и медным экраном и скорости ударной волны в октогене. Постоянная скорость ударной волны на конечном участке есть скорость детонации октогена.

На рисунке 8.8 сопоставляются результаты измерений и компьютерного моделирования детонационной волны. В экспериментах на поверхность образца октогена была напрессована алюминиевая фольга, за которой располагалось водяное «окно». Регистрировался профиль скорости поверхности контакта фольгового отражателя лазерного излучения прибора VISAR с водяным окном. Здесь также получено хорошее согласие расчетов с экспериментальными данными.

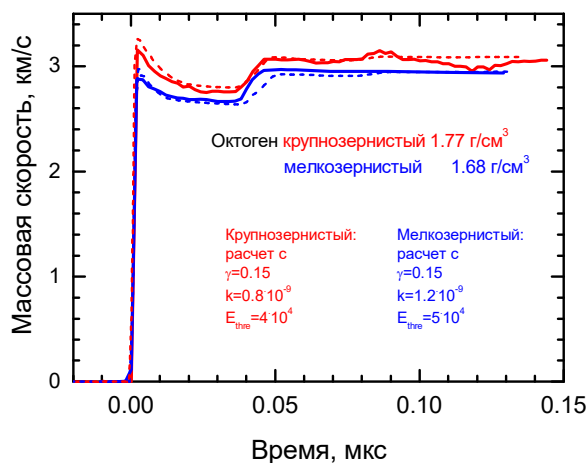


Рис. 8.8. Результаты моделирования (штриховые линии) экспериментов по измерению зоны химической реакции стационарной детонационной волны в прессованном октогене с различным размером зерна. Показаны профили скорости поверхности фольгового отражателя толщиной 200 мкм в контакте с водяным окном.

Таким образом, относительно простыми экспериментами перекрыт весь практически важный диапазон давлений – от давлений, близких к порогу инициирования, до давления детонации. В результате средствами механики получена информация о макрокинетических закономерностях химической реакции, которые в обычных условиях исследуются гораздо более сложными физическими и химическими методами. Исследования макрокинетики разложения ВВ в ударных волнах, начатые в середине

семидесятих годов, привлекли большое внимание и вызвали горячие дискуссии, но в настоящее время значительно сократились ввиду ограниченности номенклатуры взрывчатых веществ, для которых они оправданны.

Литература

1. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*. (М.: Наука, 1966, 686 с.).
2. Баум Ф.А., Орленко А.П., Станюкович К.П., Челышев В.П., Шехтер Б.И., *Физика взрыва*. М.: Наука, 1975, 704 С.
3. М.В. Жерноклетов (ред.). *Методы исследования свойств материалов при интенсивных динамических нагрузках*. Саров: ФГУП РФЯЦ-ВНИИЭФ, 2003, 403 с.
4. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортков В.Е. *Ударно-волновые явления в конденсированных средах*. (М.: Янус-К, 1996, 407 с.)
5. Иванов А.Г., Новиков С.А. Метод емкостного датчика для регистрации мгновенной скорости движущейся поверхности. *Приборы и техника эксперимента*, 1963, т. 7, № 1, с. 135-138
6. Barker L.M. and R.E.Hollenbach. Laser interferometer for measuring high velocities of any reflecting surface. *J. Appl. Phys.*, 1972, vol. 43(11), p. 4669-4675
7. Fowles R. And Williams R.F. Plane stress wave propagation in solids. *J. Appl. Phys.*, **41**(1), 360-363 (1970)
8. Seaman, L. (1974). Lagrangian analysis for multiple stress or velocity gages in attenuating waves. *J. Appl. Phys.*, **45**(10), 4303-4314
9. Duvall G.E. Propagation of plane shock waves in a stress-relaxing medium. // In: *Stress Waves in Anelastic Solids*, edited by H. Kolsky and W. Prager, Berlin: Springer-Verlag. 1964. p. 20
10. Swegle, J.W. and Grady, D.E. (1985). Shock viscosity and the prediction of shock wave rise times. *J. Appl. Phys.*, **58**, 692-701.
11. Новиков С.А., Дивнов И.И., Иванов А.Г. Исследования разрушения стали, алюминия и меди при взрывном нагружении // *Физ. металлов и металловедение*. 1964. Т. 25, № 4. С. 608-615.
12. Степанов Г.В. Откольное разрушение металлов плоскими упругопластическими волнами нагрузки // *Пробл. прочности*. 1976. № 8. С. 66-70.
13. Романченко В.И., Степанов Г.В. Зависимость критических напряжений от временных параметров нагрузки при отколе в меди, алюминии и стали // *ПМТФ*. 1980. № 4. С. 141-147.
14. Antoun T., Seaman L., Curran D.R., Kanel G.I., Razorenov S.V., Utkin A.V. *Spall Fracture*. (New York: Springer, 2003, 404 p.)
15. Г.В. Гаркушин, Г.И. Канель, С.В. Разоренов. Сопротивление деформированию и разрушению алюминия АД1 в условиях ударно-волнового нагружения при температурах 20 и 600°С. *Физика твердого тела*, 2010, том 52, вып. 11, 2216-2222.

16. E. B. Zaretsky and G. I. Kanel. Effect of temperature, strain, and strain rate on the flow stress of aluminum under shock-wave compression. *J. Appl. Phys.* 112, 073504 (2012)
17. G.I. Kanel, S.V. Razorenov, K. Baumung, and J. Singer. Dynamic yield and tensile strength of aluminum single crystals at temperatures up to the melting point. *J. Appl. Phys.* **90**(1), 136-143 (2001).
18. А.С. Савиных, Г.И. Канель, С.В. Разоренов. Прочность сапфира при откольном разрушении. Письма в ЖТФ, 2011, т. 37, вып. 7, с. 8-15.
19. G. I. Kanel, A. A. Bogach, S. V. Razorenov, A. S. Savinykh, Z. Chen, and A. Rajendran. A Study of the Failure Wave Phenomenon in Brittle Materials. In: *Shock Compression of Condensed Matter – 2003*, Eds. M. D. Furnish et al., AIP CP **706**, pp. 739-742 (2004).
20. А.С. Савиных, Г.И. Канель, С.В. Разоренов. Прочность и разрушение боросиликатного стекла ЛК7 при ударном сжатии. ЖТФ, 2010, том 80, выпуск 6, 85-89.
21. И.П. Пархоменко, А.В. Уткин. Откольная прочность плексигласа. В сб. Исследования свойств вещества в экстремальных условиях. Ред. В.Е. Фортон и др. ИВТАН, Москва, 1990, с. 126-130.
22. Ю.Б.Калмыков, Г.И.Канель, И.П.Пархоменко, А.В.Уткин, В.Е.Фортон. Поведение резины в ударных волнах и волнах разрежения. - ПМТФ, 1990, № 1, стр. 126-130.
23. Utkin AV, Sosikov VA, Bogach AA, Fortov VE (2004) Tension of liquids by shock waves. In: (Furnish MD, Gupta YM, and Forbes JW) (eds) *Shock Compression of Condensed Matter – 2003*, AIP Conference Proceedings, Melville, New York 706:765-770
24. Г.И. Канель, А.С. Савиных, Г.В. Гаркушин, С.В. Разоренов. Динамическая прочность расплавов олова и свинца. Письма в ЖЭТФ, том 102, вып. 8, с.615 –619 (2015).
25. E. B. Zaretsky. Experimental determination of the dynamic tensile strength of liquid Sn, Pb, and Zn. *J. Appl. Phys.* 120, 025902 (2016)
26. С.И. Ашитков, П.С. Комаров, А.В. Овчинников, Е.В. Струлева, М.Б. Агранат. Прочность жидкого олова в условиях предельно высоких скоростей деформации при фемтосекундном лазерном воздействии. Письма в ЖЭТФ, 103, № 8, с. 611-616 (2016)
27. М. З. Файзуллин, В. П. Скрипов. Оценка границы устойчивости металлических кристаллов при изотермическом растяжении. ТВТ, 2007, т 45, № 6, с. 881-884.
28. Уткин А.В. Определение констант кинетики откольного разрушения материалов на основе экспериментальных данных // ПМТФ. 1997. Т. 38, № 6. С. 157- 167
29. Г.В. Синько, Н.А. Смирнов. Расчет из первых принципов уравнения состояния и упругих констант алюминия в области отрицательных давлений. Письма в ЖЭТФ, 2002, т. 75, № 4, с 217-219
30. Černý M and Pokluda J Influence of superimposed biaxial stress on the tensile strength of perfect crystals from first principles. *Phys. Rev. B* 76, 024115 (2007)
31. Joshi KD and Gupta SC On mechanical stability of molybdenum. *High Pressure Research*, 27(2), 259–268 (2007)
32. Friakyz M, Sob M and Vitek V Ab initio calculation of tensile strength in iron. *Phil. Mag.*, 83, 3529–3537 (2003)
33. Г.В. Синько, Н.А. Смирнов. Аномальное поведение нулевой изотермы α -железа в области отрицательных давлений. Письма в ЖЭТФ, **79**(11), 665-669 (2004)

34. Speedy RJ Stability-limit conjecture. An interpretation of the properties of water. *J. Phys. Chem.* 86, 982–991 (1982)
35. Netz PA, Starr FW, Stanley HE, Barbosa MC Static and dynamic properties of stretched water. *J. Chem. Phys.* 115, 344-348 (2001)
36. В.А. Огородников, Е.Ю. Боровкова, С.В. Ерунов. Прочность некоторых марок стали и армко-железа при ударно-волновом сжатии и разгрузке в области давлений 2 – 20 ГПа. *Физ. Горения и взрыва*, 2004, т. 40, № 5, с. 109-117
37. Kanel G.I., Razorenov S.V., Bogatch A.A., Utkin A.V., Fortov V.E., and Grady D.E. Spall Fracture Properties of Aluminum and Magnesium at High Temperatures. *J. Appl. Phys.* **79**(11) 8310-8317 (1996).
38. Богач А.А., Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Протасова С.Г., Сурсаева В.Г. Сопротивление ударно-волновому деформированию и разрушению монокристаллов цинка при повышенных температурах. *Физ. твердого тела* **40**(10) 1849-1854 (1998).
39. Dash J.D. History of the search of continuous melting. *Review of Modern Physics* **71**(5) 1737-1743 (1999).
40. Besold G. and Mouritsen O.G. Grain-boundary melting: a Monte-Carlo study. *Phys. Rev. B.* **50**(10) 6573-6576 1994).
41. E. B. Zaretsky and G. I. Kanel. Impact response and dynamic strength of partially melted aluminum alloy. *J. Appl. Phys.* 112, 053511 (2012)
42. Альшиц В.И., Инденбом В.Л.. Динамическое торможение дислокаций. // УФН, 1975, Т. 115. № 1. С. 3
43. Asay J. R., Fowles G. R. and Gupta Y. Determination of Material Relaxation Properties from Measurements on Decaying Elastic Shock Fronts. // *J. Appl. Phys.* 1972. V. 43. P. 744.
44. Chhabildas L.C. and Asay J.R. Rise-time measurements of shock transitions in aluminum, copper, and steel. // *J. Appl. Phys.* 1979. V. **50**. No 4. P. 2749.
45. Sakino K. Transition in the rate controlling mechanism of FCC metals at very high strain rates and high temperatures. // *J. Phys. IV France*. 2000. V. 10. Pr9-57 – 62.
46. Канель Г.И., Разоренов С.В., Гаркушин Г.В., Павленко А.В., Малюгина С.Н. Изменение кинетики ударно-волнового деформирования и разрушения титана ВТ1-0 в результате отжига. *Физика твердого тела*, 2016, том 58, вып. 6, 1153-1160.
47. Г.И. Канель, А.С. Савиных, Г.В. Гаркушин, С.В. Разоренов. Оценка вязкости глицерина по ширине слабой ударной волны. *Теплофизика высоких температур*, 2017, т. 55, № 3, сс. 380–385.
48. L. Krüger, L. Meyer, S. V. Razorenov, G. I. Kanel. Investigation of dynamic flow and strength properties of Ti-6-22-22S at normal and elevated temperatures. *International Journal of Impact Engineering*, **28**(8), 877–890 (2003)
49. Kanel G.I., Razorenov S.V. and Fortov V.E. Shock-wave compression and tension of solids at elevated temperatures: superheated crystal states, pre-melting, and anomalous growth of the yield strength. // *Journal of Physics: Condensed Matter*. 2004. V. 16. No. 14 P. S1007
50. С.И.Ашитков, П.С.Комаров, М.Б.Агранат, Г.И.Канель, В.Е.Фортов. Реализация предельных значений объемной и сдвиговой прочности железа при воздействии фемтосекундными лазерными импульсами. *Письма в ЖЭТФ*, 98 (7), с. 439 (2013).

51. E. B. Zaretsky and G. I. Kanel. Tantalum and vanadium response to shock-wave loading at normal and elevated temperatures. Non-monotonous decay of the elastic wave in vanadium. *Journal of Applied Physics* 115, 243502 (2014)
52. Г.В. Гаркушин, О.Н. Игнатова, Г.И. Канель, Л. Мейер, С.В. Разоренов. Субмикросекундная прочность ультрамелкозернистых материалов. *Известия РАН. Механика Твёрдого Тела*, 2010, № 4, 155-163.
53. E. B. Zaretsky and G. I. Kanel. Effect of temperature, strain, and strain rate on the flow stress of aluminum under shock-wave compression. *J. Appl. Phys.* 112, 073504 (2012)
54. E. B. Zaretsky and G. I. Kanel. Yield stress, polymorphic transformation, and spall fracture of shock-loaded iron in various structural states and at various temperatures. *J. Appl. Phys.* 117, 195901 (2015)
55. G. I. Kanel, G. V. Garkushin, A. S. Savinykh, S. V. Razorenov, T. de Resseguier, W. G. Proud, and M. R. Tyutin. Shock response of magnesium single crystals at normal and elevated temperatures. *J. Appl. Phys.* 116, 143504 (2014)
56. J.N. Johnson. Calculation of Plane-Wave Propagation in Anisotropic Elastic-Plastic Solids. *J. Appl. Phys.*, 43(5), 2074 (1972)
57. E. B. Zaretsky and G. I. Kanel. Response of copper to shock-wave loading at temperatures up to the melting point. *J. Appl. Phys.* 114, 083511 (2013)
58. G. I. Kanel, S. V. Razorenov, G. V. Garkushin, A. S. Savinykh, and E. B. Zaretsky. Stress relaxation in vanadium under shock and shockless dynamic compression. *J. Appl. Phys.* **118**(4), 045901 (2015)
59. A.A. Griffith. The theory of rupture. *Proc. 1st Int. Con. Appl. Mech. (Delft)*, 1924, 55-63
60. Kanel G.I., Bogatch A.A., Razorenov S.V., Zhen Chen. Transformation of shock compression pulses in glass due to the failure wave phenomena. *J. Appl. Phys.*, **92**(9), 5045-5052 (2002).
61. А.С. Савиных, Г.И. Канель, И.А. Черепанов, С.В. Разоренов. Диссипативные процессы при ударном сжатии стекла. *Журнал технической физики*, 2016, том 86, вып. 3, с. 70-76.
62. G.I. Kanel, S.J. Bless, A.S. Savinykh, S.V. Razorenov, T. Chen, and A. Rajendran. To the mechanisms of failure wave. *J. Appl. Phys.* **104**, 093509 (2008)
63. V. E. Paris, E. B. Zaretsky, G. I. Kanel, and A. S. Savinykh. Diagnostics of Ductility, Failure, and Compaction of Ceramics under Shock Compression. In: *Shock Compression of Condensed Matter – 2003*, Eds. M. D. Furnish et al., AIP CP **706**, pp. 747-750 (2004)
64. A. S. Savinykh, G. I. Kanel, S. V. Razorenov, A. Rajendran. Compressive fracture of brittle materials under divergent impact loading. In: *Shock Compression of Condensed Matter – 2005*, Eds.: M.D. Furnish et al., American Institute of Physics, New York, 2006, 888-891
65. V. E. Paris and E. B. Zaretsky. Study of Compressive Failure of Alumina in Impact Experiments with Divergent Flow. In: *Shock Compression of Condensed Matter – 2005*, Eds.: M.D. Furnish et al., American Institute of Physics, New York, 2006, 880-883
66. Golkov R., Kleiman D. and Zaretsky E. Impact response of single crystal potassium chloride at elevated temperatures. In: *Shock Compression of Condensed Matter – 2003*, Eds. M. D. Furnish et al. (AIP Conference Proceedings **706**) (New York: American Institute of Physics, 2004) pp. 735-738

67. F.P. Bundy, W.A. Basset, M.S. Weathers, R.J. Hemley, H.K. Mao, and A.F. Goncharov. The pressure-temperature phase and transformation diagram for carbon: updated through 1994. *Carbon*, **34**(2), 141-153 (1996).
68. V. Z. Turkevich. Phase Diagrams and Synthesis of Diamond. *High Pressure Research*, 2002, Vol. 22(3), pp. 525–529
69. А.В. Курдюмов, В.Ф. Бритун, Н.И. Боримерчук, В.В. Ярош. Мартенситные и диффузионные превращения в углероде и нитриде бора при ударном сжатии. Киев, изд. «Куприянова», 2005, 192 с.
70. F. P. Bundy and J. S. Kasper. Hexagonal Diamond—A New Form of Carbon. *J. Chem. Phys.* **46**(9), 3437-3446 (1967)
71. Г. И. Канель, Г. С. Безручко, А. С. Савиных, С. В. Разоренов, В. В. Милявский, К. В. Хищенко. Субмикросекундные полиморфные превращения при ударном сжатии графита. *Теплофизика высоких температур*, 2010, том 48, № 6, с. 845–853.
72. McQueen, R.G., Fritz, J.N., and Morris, C.E. (1984). The velocity of sound behind strong shock waves in 2024 Al. In: *Shock Compression of Condensed Matter - 1983* (edited by J.R. Asay et al., *Elsevier Sc. Publ. B.V.*, 95-98
73. Г.И.Канель, А.Н.Дремин. Разложение литого тротила в ударных волнах. *Физика горения и взрыва*, 1977, т.12, № 1, стр. 85-92.
74. G.I.Kanel, A.V.Utkin, V.E.Fortov. The Equation of State and Macrokinetics of Decomposition of Solid Explosives in Shock and Detonation Waves. *Soviet Technology Reviews / Section B: Thermal Physics Reviews*, 1992, vol. 3, part 3, pp. 1-86.
75. G.I. Kanel, A.V. Utkin and S.V. Razorenov. Rate of the Energy Release in High Explosives Containing Nano-size Boron Particles. *Central European Journal of Energetic Materials*, 2009, **6**(1), 15-30.
76. Kanel G.I., Razorenov S.V., Fortov V.E. *Shock-Wave Phenomena and the Properties of Condensed Matter*. (New York: Springer, 2004, 320 p.)
77. Г.И. Канель, В.Е. Фортов С.В. Разоренов. Ударные волны в физике конденсированного состояния. *Успехи физических наук*, 2007, том 177, № 8, 809-830.
78. G.I. Kanel, E.B. Zaretsky, A.Rajendran, S.V. Razorenov, A.S. Savinykh, V. Paris. Search for Conditions of Compressive Fracture of Hard Brittle Ceramics at Impact Loading. *International Journal of Plasticity* **25**(4) 649–670 (2009)
79. G. I. Kanel. Spall fracture: methodological aspects, mechanisms and governing factors. *Int J Fract*, 2010, **163**(1-2), pp. 173–191.
80. Канель Г.И. Влияние релаксационных процессов на волновую динамику ударного сжатия твердых тел. *Известия РАН. Механика твердого тела*. 2014 № 6 с. 6-18.
81. Г.И. Канель, Е.Б. Зарецкий, С.В. Разоренов, С.И. Ашитков, В.Е. Фортов. Необычные пластичность и прочность металлов при ультракоротких длительностях нагрузки. *УФН*, 2017, т. 187, № 5, с. 525-545.