

Локализация деформации при динамических нагрузках

© А.Ф. Беликова, С.Н. Буравова, Е.В. Петров

Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения РАН,
142432 Черноголовка, Московская область, Россия
e-mail: svburavova@yandex.ru

(Поступило в Редакцию 9 октября 2012 г.)

Предложена откольная модель локализации деформации, согласно которой полосы локализации при импульсных нагрузках являются результатом интерференции волн разгрузки, в зоне растяжения которой величина отрицательных напряжений не превышает прочности материала. Температура в полосе локализации по оценке оказалась близкой к температуре окружающей среды.

Введение

Полосы локализованной деформации, или как их еще называют адиабатические полосы сдвига, наблюдаются во многих высокоскоростных процессах, таких как взрывное дробление, высокоскоростная механическая обработка металлов давлением, эрозия. Полосы являются источником разрушения в процессе эксплуатации изделия [1,2]. Необходимость увеличения срока службы изделий привела к огромному количеству исследований, посвященных проблеме локализации деформации. Металлографические исследования показали, что толщина полос локализованной деформации мала, не превышает $5\text{--}20\ \mu\text{m}$ [3]. Зерна в полосе равноосные и имеют размер $0.05\text{--}0.2\ \mu\text{m}$ [4,5]. Оптический микроскоп, как правило, не разрешает структуру материала в полосах сдвига, полученных при сварке взрывом [2]. Измерение микротвердости в модельных экспериментах обнаруживает в центральной части полосы существенное возрастание, по сравнению с микротвердостью периферийных участков полосы и соседним материалом [4]. Существует два типа локализации деформации. Один тип — в форме узких полос с резкими краями и повышенной микротвердостью. Диффузный тип локализации характеризуется размытыми границами, они легко травятся, обнаруживают пониженную микротвердость. Такие размытые области деформации, как правило, наблюдаются в зоне ветвления, когда полоса локализации заканчивается. В ферритных сталях и сплавах локализация деформации сопровождается фазовым переходом, который проявляется на металлографических шлифах в виде белой нетравящейся полосы [6]. Эти зерна представляют собой мартенсит с повышенным содержанием углерода.

Причиной локализации деформации по общепринятым представлениям является потеря устойчивости пластического течения, возникающая в результате эффекта термического разупрочнения [1]. Согласно термопластической модели, работа пластической деформации в условиях, близких к адиабатическим, переходит в тепло, что приводит к термическому разупрочнению материала и образованию полос адиабатического сдвига.

Необходимым условием локализации деформации является наличие деформированного состояния материала, внутри которого зарождаются такие полосы, при этом температура в полосах сдвига, рассчитанная на основе термопластической модели, по разным источникам равна 500 [4], 600 [7], 800°C [8].

Несмотря на многочисленные исследования, в настоящее время нет представлений о механизме зарождения и развития процесса локализации деформации, отсутствует общее представление о зависимости критических параметров начала локализации от исходных структур. Не удается сформулировать физические законы, позволяющие прогнозировать появление полос локализованной деформации. Термопластическая модель только задает условия потери устойчивости в виде конкретных величин деформации [1] (как правило, из экспериментов по кручению) или давления в ударной волне [7]. Поэтому модель не может ответить на вопрос, почему локализация деформации предпочитает возникать в очень тонких полосах и тем более рассчитать толщину полос. Из термопластической модели не следует также, почему пластическая деформация постоянно локализуется в цилиндрические полосы, образующие „пробку“ при пробивании мишени снарядом.

Общее состояние проблемы локализации деформации характеризуется высоким уровнем материаловедческих работ, четко описаны эффекты, происходящие с материалом при динамических нагрузках, однако причины их вызывающие остаются неизвестными.

Проблема локализации пластической деформации при динамических нагрузках в настоящей работе рассмотрена с позиций волновой механики. Предлагаемая откольная модель основана на известных экспериментальных фактах: в условиях одномерного (одноосного) нагружения плоской ударной волной полосы деформации в образцах никогда не возникают. Металлографические исследования сохранных образцов не подтверждают образования зон адиабатического сдвига в металлах в результате воздействия плоских ударных волн [9,10]. Локализация деформации отсутствует в области боковой разгрузки сжатого материала. Не образуются полосы адиабатического сдвига при раздутии цилиндра до сте-

пеней деформации, превышающей 200% [11]. В реальных условиях ударные волны взаимодействуют со свободными поверхностями, с границами раздела, между собой, что приводит к возникновению нестационарных полей напряжений и деформаций в объеме материала. Естественно предположить, что именно нестационарные поля деформации ответственны за процесс локализации в условиях динамического нагружения.

В настоящей работе обосновывается откольная природа образования полос локализации, доказывается, что полосы локализованной деформации при импульсных нагрузках являются результатом интерференции волн разгрузки, в зоне которой величина отрицательных напряжений не превышает прочности материала.

1. Материалы и методика эксперимента

В работе исследуются образцы из малоуглеродистой стали (Ст.3) с зернистой структурой материала и с равномерно распределенными областями перлита, а также образцы после прокатки, где перлитовые колонии образуют регулярную полосчатую структуру.

На рис. 1 приведена схема ударно-волнового нагружения, которая широко используется для определения откольной прочности материала [10]. При использовании гексогена насыпной плотности и массой 150 g алюминиевая пластина диаметром 60 mm и толщиной 2 mm разгоняется до скорости 1 km/s и при ударе создает в стальном образце давление 11.85 GPa. Выполнение образца в виде стакана позволяет сохранить откольную тарелочку на образце после взрыва, которая является результатом тыльного откола. Источниками волн разгрузки являются свободные торцевые поверхности образца и ударника (плоский тип локализации). Наличие

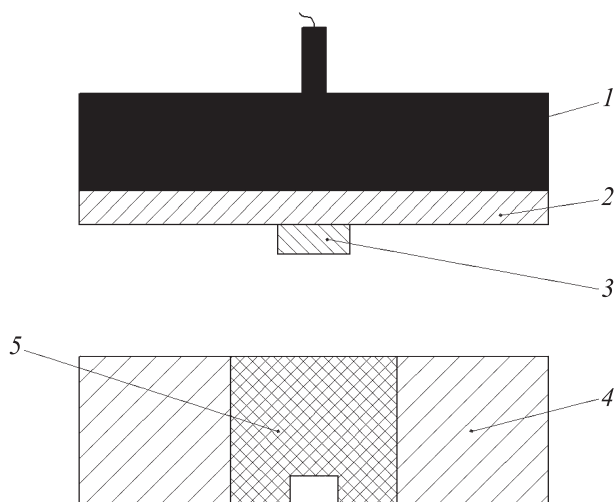


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 — накладной заряд взрывчатого вещества, 2 — пластина-ударник, 3 — выступ на пластине, 4 — обойма, удерживающая образец от разрушения, 5 — образец, выполненный в виде стакана.

на ударной пластине брускообразного или кольцевого выступа (1×1 mm) позволяет моделировать влияние боковых волн разгрузки ударника. Интерференция (или фокусировка в случае цилиндрической симметрии выступа) боковых волн разгрузки в момент удара создает осевую канальную зону высоких растягивающих напряжений. Возникающая канальная (иглоподобная) откольная повреждаемость под зоной контакта ориентирована перпендикулярно к поверхности преграды (канальный тип локализации). Этот вид откольной повреждаемости является основным видом на начальной стадии изнашивания поверхности под действием пылевой, капельной или кавитационной эрозии [12]. К сожалению, этот вид не изучен в настоящее время так, как традиционный торцевой откол. При использовании толстых стенок стаканообразного образца создаются условия для несимметричной интерференции волн разгрузки, и зона интерференции волн локализуется под углом приблизительно в 45° к поверхности образца (угловой тип локализации деформации).

Откольная повреждаемость является результатом интерференции волн разгрузки. Поэтому ориентация свободных поверхностей, которые являются источниками волн разгрузки, определяет место, где встречаются волны разгрузки. Определяющая роль геометрического фактора расположения свободных поверхностей на повреждаемость является отличительной особенностью динамических процессов от квазистатических.

После испытаний все образцы разрезались по одной из плоскостей вдоль направления распространения волны. Исследование структуры сохраненных образцов проводили с помощью оптических микроскопов Neophot-30, Axiovert 200 MAT и растрового микроскопа LEO 1450.

2. Результаты экспериментов и их обсуждение

Рис. 2 иллюстрирует продольный разрез образца после ударного нагружения. Выступ на пластине — ударник — создает вмятину (кратер) на поверхности мишени при ударе. От дна кратера в глубь материала распространяется трещина, ориентированная приблизительно перпендикулярно к лицевой поверхности. Белые нетравящиеся области по краям кратера и в откольной трещине свидетельствуют о полиморфном превращении и образовании мартенсита. Исследование структуры материала в белой нетравящейся области в лучах отраженных электронов обнаруживает повышенное содержание углерода. Канальная трещина образуется в результате интерференции боковых волн разгрузки ударника. Волновая картина взаимодействия ударника с мишенью, приведенная на рис. 3, поясняет образования осевой откольной трещины [12]. Центрированная волна разгрузки возникает одновременно с ударными волнами в ударнике и преграде. Интенсивность ударных волн в зоне разгрузки снижается, фронт волны искривляется.

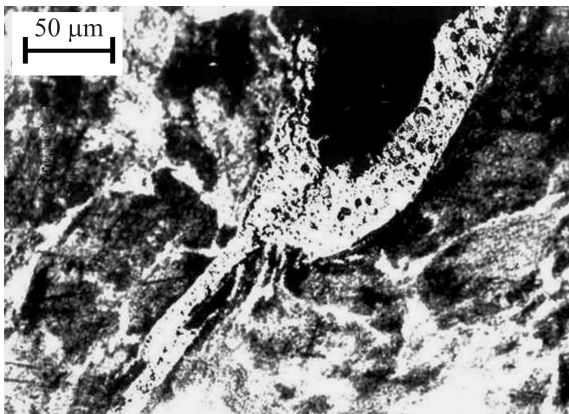


Рис. 2. Шлиф продольного разреза образца после динамического нагружения.

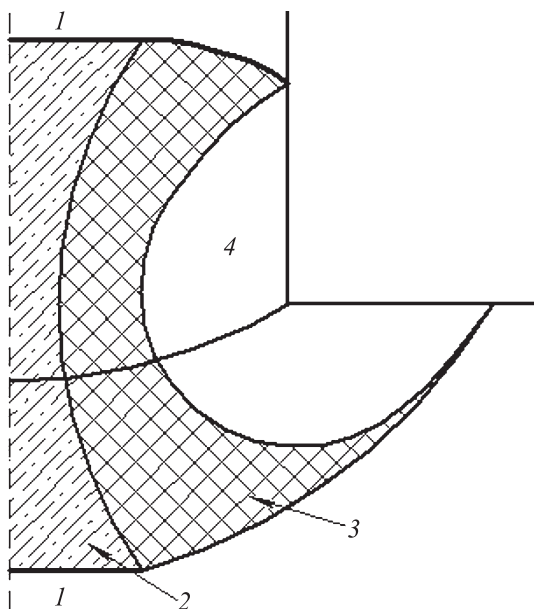


Рис. 3. Схема образования канальной откольной трещины: 1 — фронт ударной волны, 2 — ударно-сжатое вещество, 3 — центрированная волна разгрузки, 4 — материал при нулевом давлении после прохождения волны разгрузки.

Скорость ударной волны вдоль боковой грани ударника постоянна [12], и снижение давления до нуля происходит во второй боковой волне разгрузки, которая сопрягается с центрированной. По мере распространения трещины в глубь материала интенсивность ударного нагружения падает, и трещина вырождается в полосу, где нарушения сплошности отсутствуют. Рис. 4 иллюстрирует момент окончания канальной трещины и перерождение ее в полосу локализованной деформации. Толщина полосы вблизи трещины составляет $30\ \mu\text{m}$. Рис. 5 демонстрирует распространение полосы локализованной деформации вдали от места перерождения. Обращает на себя внимание, что полоса распространяется в материале, где

исходная зернистая структура не подверглась видимому деформационному изменению. Образование полос в областях без деформации материала наблюдалось не однократно. В работе [13] полосы адиабатического сдвига, проходящие через образец без изменения деформационного состояния, состояли из очень мелких зерен. Такая же ситуация наблюдается при ударе сферических частиц. Природа образования под зоной контакта микротрещины при малых скоростях удара (в сотню m/s), когда сама частица не разрушалась, оказалась непонятной авторам [14]. В работе [15] также наблюдали полосу адиабатического сдвига, возникающую от удара стального шара по мишени из титанового сплава. Авторы обращают внимание на то, что полосы формируются в областях, свободных от концентраторов напряжения, но объяснить причину их возникновения не смогли.

Проведенные модельные эксперименты позволили установить: природа образования иглоподобных микротрещин (полос локализованной деформации) при динамическом воздействии ударников ограниченных размеров откольная. При ударе сферических ударников (частицы, капли дождя, кавитационные пузырьки) повреждаемость является результатом фокусировки волн разгрузки. Такие волны разгрузки возникают на контактной

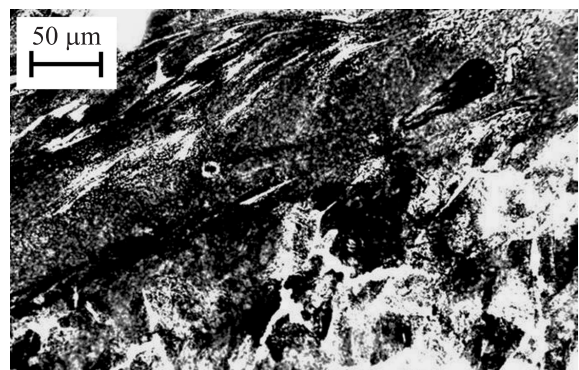


Рис. 4. Фотография перехода откольной трещины в полосу локальной деформации.



Рис. 5. Фотография полосы локализованной деформации. Стрелка показывает полосу локализации.

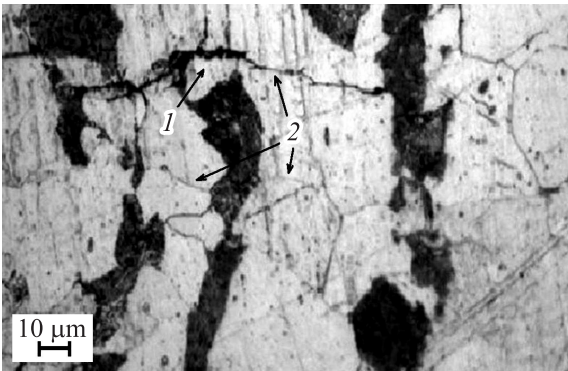


Рис. 6. Перерождение торцевой откольной трещины в полосу локализованной деформации. 1 — откольная трещина, 2 — полоса локализованной деформации.

поверхности преграды, когда скорость границы контакта становится меньше скорости звука материала преграды. Выход опережающей ударной волны на свободную поверхность перед точкой контакта порождает волну разгрузки, которая при фокусировке создает иглоподобную зону высоких растягивающих напряжений [16].

Плоский тип откольной повреждаемости исследован очень подробно в литературе [10]. В зоне встречи двух торцевых волн разгрузки в зависимости от интенсивности нагружения образца может возникать одна или несколько откольных трещин, ориентированных параллельно торцевым поверхностям. Согласно [17], количество трещин равно отношению начального давления к откольной прочности материала. Множественный откол возникает последовательно по нескольким параллельным поверхностям. После первого откола оставшаяся часть волны оказывается падающей на новую свободную поверхность, в результате возникает следующий откол. При давлении порядка 11.85 GPa в образце (схеме опыта без выступов на лицевой поверхности ударника) образуется множественный откол. Откольные трещины, распространяясь к периферийным участкам образца, попадают в область более низких давлений, и величина растягивающих напряжений снижается. Нарушение сплошности материала в зоне интерференции прекращается, когда растягивающее напряжение становится ниже откольной прочности. Рис. 6 иллюстрирует перерождение трещины при торцевом отколе в полосу локализованной деформации, которая продолжает сохранять ориентацию параллельно торцевым поверхностям образца и ударника. Исследования микроструктуры образцов после нагружения плоской ударной волной обнаруживают присутствие двойников, которые пересекаются полосой локализованной деформации. Этот факт свидетельствует о том, что локализация произошла после прохождения фронта ударной волны. Следует обратить внимание, что зерна феррита рядом с полосой локализации практически не изменили своей формы,

как и в случае канальной повреждаемости. Прохождение полос локализованной деформации в среде, где деформационное состояние, не испытывает видимого изменения, противоречит термопластической модели образования полос адиабатического сдвига.

При выполнении образца в виде стакана с толстыми стенками (схема опыта без выступа на ударнике) источниками волн разгрузки служат торцевая поверхность образца (дно) и боковая поверхность стенки. Выход ударной волны на дно образца сопровождается образованием центрированной волны разгрузки, в которой материал приобретает дополнительную массовую скорость по величине, равную массовой скорости за ударной волной, материал при этом испытывает значительное растяжение. Ударная волна, перемещаясь вдоль боковой грани стенки стакана, имеет интенсивность, равную 1/4 начальной величины [18], поэтому боковая разгрузка не приводит к существенному растяжению. Особенностью образования угловой трещины являются несимметричные условия формирования зоны интерференции, ориентированной под углом, близким к 45° , к поверхности мишени. Область сильных пластических течений, которая проявляется значительным удлинением ферритовых зерен, наблюдается с одной стороны откольной трещины. Тогда как искривление полос перлитовой колонии обнаруживается с другой стороны трещины. На фотографии (рис. 7) продольного шлифа образца приведена полоса локализованной деформации, которая является продолжением угловой откольной трещины.

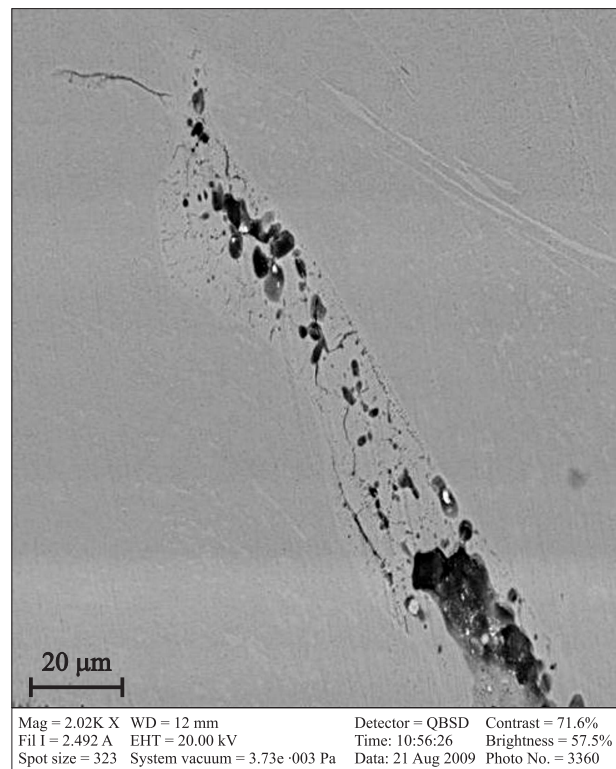


Рис. 7. Фотография полосы локализованной деформации, которая является продолжением угловой откольной трещины.

Образование полосы локализации сопровождалось возникновением белой нетравящейся зоны, следствие полиморфного превращения. Ширина полосы локализованной деформации не превышает $10 \mu\text{m}$. Это значит, что изменение структуры, вызванное растворением цемента в процессе деформации растяжением, успевает произойти за время образования полосы, т.е. менее чем за $0.02 \mu\text{s}$.

Систематические исследования [19,20] миграции атомов с помощью изотопов методом снятия слоев и автордиографии обнаруживают принципиальное отличие динамического массопереноса от классической термически активируемой диффузии. В условиях быстропротекающих деформаций перемещение атомов в твердых телах происходит на макроскопические расстояния (от десятков микрон до миллиметра) [19]. На примере диффузионной подвижности изотопов железа, кобальта, никеля, хрома и ниобия в железе определены коэффициенты диффузии, оказалось, что их величина превышает коэффициенты диффузии в жидких металлах [20]. При этом диффузионная подвижность атомов при импульсной деформации наблюдается без нагрева или при криогенных температурах. Изучение намагниченности, которое возникает при распаде цемента [21] в области температур 77 K , позволило доказать: распад карбидной фазы и перенос атомов углерода имеет место непосредственно в процессе импульсной деформации. Вопрос об аномально высоких скоростях массопереноса в условиях динамических нагрузок не изучен в настоящее время, и интерпретация авторов не разделяется многими исследователями, тем не менее экспериментальный факт остается. Возможно, именно канальная повреждаемость, которая сопровождается импульсным нагружением ударниками ограниченных размеров, является тем механизмом, который способствует „аномально“ высокому прониканию инородного материала в глубь преграды.

Таким образом, наблюдаемая в настоящей работе повреждаемость (канальная, плоская, угловая) получена в контролируемых условиях, используя свойство волновых явлений подчиняться геометрическому фактору расположения свободных поверхностей, что обосновывает отклонную природу образования полос локализованной деформации. Согласно проведенным экспериментам, полосы локализованной деформации при динамических нагрузках являются результатом интерференции волн разгрузки в зоне растяжения, в которой величина отрицательных напряжений не превышает прочности материала, и нарушения сплошности не происходит. Как показывают эксперименты, наличие значительного деформированного состояния металла не является необходимым для образования полос локализации. Представляет интерес оценить температуру в полосах локализованной деформации в соответствии с отклонной моделью их образования.

3. Оценка температуры в полосе локализации деформации

Для оценки температуры в области отрицательных давлений в зоне интерференции волн разгрузки необходимо знать уравнение состояния материала. Известные теоретические и полуэмпирические модели уравнений состояния основаны на описании состояния сжатия, которое экстраполируется в область отрицательных давлений.

Оценка температуры за фронтом ударной волны проводится традиционно на основе уравнения состояния в форме Ми–Грюнайзена [22]

$$P_H - P_X = \frac{\gamma}{V} (E_H - E_X), \quad (1)$$

где P_H — давление на адиабате Гюгонио, P_X — давление на нулевой изотерме, так называемое холодное давление, которое зависит только от объема, V — удельный объем, γ — коэффициент Грюнайзена, E_X — холодная энергия, обусловленная колебаниями кристаллической решетки. В уравнение состояния входят две неизвестные функции, зависящие от объема: коэффициент Грюнайзена и параметры нулевой изотермы. Построить уравнение состояния на основе экспериментальной адиабаты Гюгонио можно, задавая один из неизвестных параметров. В настоящей работе используется простая зависимость $\gamma = \gamma_0 V/V_0 = \gamma_0 x$. Коэффициент Грюнайзена определяется через термодинамические свойства материала: $\gamma_0 = V \alpha K_T / c_V$. Здесь α — коэффициент теплового расширения, K_T — изотермический модуль сжимаемости, c_V — удельная теплоемкость.

Учитывая, что

$$E_H = E_0 + \frac{P_H}{2\rho_0} (1 - x), \quad \text{а} \quad E_X = \frac{P_X}{2\rho_0} (1 - x), \quad (2)$$

определение кривой холодного сжатия сводится к решению уравнения

$$(P_H - P_X)(1 - 0.5\gamma_0 + 0.5\gamma_0 x) = \frac{\gamma_0}{V_0} E_0. \quad (3)$$

При умеренных температурах твердого тела, когда тепловым движением электронов можно пренебречь, смещение атомов из их положения равновесия малы, и атомы совершают гармонические колебания (фононная область температур), тепловую составляющую давления можно представить в приближении Дебая [22]

$$P_H - P_X(V) = \frac{3R\rho_0\gamma_0}{\mu} \left(\frac{3\theta_D}{8} + TD \left(\frac{\theta_D}{T} \right) \right), \quad (4)$$

где T — температура, R — газовая постоянная, ρ_0 — плотность материала, μ — атомарный вес, θ_D — характеристическая температура Дебая, D — функция Дебая. С ростом давления в ударной волне температура Дебая возрастает:

$$\theta = \theta_0 \exp[-\gamma_0(1 - x)]. \quad (5)$$

Зависимость температуры ударного сжатия T , К, коэффициента Грюнайзена γ , температуры Дебая θ_D , К, давления холодного сжатия P_X , GPa от давления в ударной волне P_H , GPa

| | | | | | | | | | | |
|----------------|-------|-------|------|------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| P_H , GPa | 15.94 | 11.66 | 7.57 | 3.72 | 1.4 | 0 | -1.23 | -1.71 | -2.56 | -3.39 |
| P_X , GPa | 13.24 | 9.01 | 4.96 | 1.15 | -1.14 | -2.52 | -3.74 | -4.20 | -5.05 | -5.87 |
| T , К | 339 | 329 | 322 | 311 | 303 | 297 | 295 | 294 | 293 | 291 |
| θ_D , К | 487 | 465 | 450 | 435 | 426 | 420 | 414 | 412 | 408 | 404 |
| γ | 1.55 | 1.58 | 1.61 | 1.64 | 1.67 | 1.68 | 1.69 | 1.70 | 1.71 | 1.72 |

В расчетах использован термодинамический коэффициент $\gamma_0 = 1.68$ и характеристическая температура Дебая при комнатной температуре $\theta_0 = 420$ К. Результаты расчета приведены в таблице.

Экстраполяция кривой Гюгио и кривой холодного сжатия в область отрицательных давлений позволяет провести оценку температуры в зоне интерференции волн разгрузки. Из таблицы видно, температура нагрева за фронтом ударной волны в стальном образце с амплитудой в 16 GPa не превышает 40° . Экстраполяция зависимостей к отрицательным давлениям, дает значение температуры в полосах локализованной деформации на 6° ниже комнатной, что в пределах точности расчетов мало отличается от температуры окружающей среды. Ударные волны с давлением в 10–20 GPa остаются слабыми, и нулевые изотермы мало отличаются от ударных адиабат, поэтому нагрев за ударной волной возрастает незначительно.

Приведенный расчет температуры, основанный на откольной модели локализации деформации, принципиально отличается от известных расчетов в литературе, которые проводятся на основе термопластической модели. На противоречивую ситуацию обращает внимание автор [6]. При высокой степени деформации в 570% и высокой температуре в полосе адиабатического сдвига, близкой к 600°C , автор не обнаружил заметного разупрочнения. Возник вопрос, почему полоса локализации деформации образовалась при отсутствии разупрочнения.

Интересна работа [7], не использующая идею разупрочнения. Авторы предполагают, что потеря устойчивости пластического течения и переход от однородной деформации, к деформации, при которой создается „ловушка“ для захвата выделенной ударной волной энергии, происходит при определенном давлении. Для алюминия они приняли в качестве критического давления 5 GPa. Для этого давления определена необратимая потеря энергии пластической деформации, равная площади между прямой Рэлея и кривой Гюгио на диаграмме в P, V -координатах. Считая, что вся эта энергия выделяется в тонкой полосе адиабатического сдвига, температура нагрева материала в полосе оказалась равной 600°C , что на 250° выше температуры ударного сжатия. Время существования высокой температуры по оценкам авторов составляет нескольких наносекунд после

прохождения ударной волны. К сожалению, основной критерий, по которому в качестве критических условий потери устойчивости пластического течения используется, какая-либо величина давления (в настоящей работе, да и во многих других работах [1]), противоречит экспериментальным фактам. За плоской ударной волной сдвиговая деформация отсутствует (несмотря на высокие величины сдвигового напряжения), по этой причине в материале никогда не наблюдаются полосы локализации [10].

Оригинальный способ оценки увеличения температуры за счет динамического деформирования в сходящейся ударной волне предложен в [19]. Охлажденный до 100–120 К галлий (металл находится в твердом состоянии при комнатной температуре, которая близка к температуре плавления) подвергался взрывному нагружению до давления 76 GPa. Тот факт, что галлий при этом давлении оставался в твердом состоянии, свидетельствует, что даже при высокоинтенсивной деформации возрастание температуры составило менее 200°C . Оценка величины нагрева металла под действием импульсной деформации [19] показала, что наблюдаемое экспериментально проникание атомов на макроскопические расстояния не связано с разогревом деформируемого тела. Как отмечают авторы [19], для термически активируемой диффузии повышение температуры на 200°C может привести к увеличению подвижности атомов приблизительно на порядок, но перемещение атомов при этом (учитывая кратковременность динамического нагружения) составит всего несколько десятков межатомных расстояний.

Представляет интерес оценить необратимые потери энергии, определяющие остаточную температуру, которая для многих металлов не превышает 10°C в интересующем нас диапазоне динамических нагрузок [23]. Ударная волна, интенсивность которой превышает предел упругости Гюгио, расщепляется на две волны — упругий предвестник и следующую за ним пластическую ударную волну. Учитывая, что пластическая волна распространяется по возмущенной упругой волной среде, соотношения Ранкина–Гюгио принимают вид

$$\varepsilon - \varepsilon_g \approx \frac{u}{D}, \quad P - P_g \approx \rho_0 D^2 (\varepsilon - \varepsilon_g), \quad (6)$$

где ε — деформация в пластической волне, ε_g — деформация за ударной волной, соответствующая ди-

намическому пределу упругости Гюгонио, u — массовая скорость, D — скорость распространения ударной волны, здесь P — напряжение по нормали к фронту, P_g — динамический предел текучести. Для идеальной упруго-пластической среды удельная потеря энергии e_p в результате пластической деформации $e_p = 2\sigma_T(\varepsilon - \varepsilon_g)/3\rho_0$ зависит от динамического предела текучести σ_T [10]. Оценка необратимой потери энергии ($\sigma_T = 0.82$ GPa) при давлении $P \approx 16$ GPa составляет 6% от приращения внутренней энергии, с понижением давления абсолютная величина необратимой потери снижается, но доля в общем приращении внутренней энергии возрастает. Так, при давлении в 7.6 GPa прирост внутренней энергии составляет $E_H - E_0 = 0.5u^2 = 20$ J/g, а необратимые потери $e_p = 2.3$ J/g. Необратимые потери энергии не могут быть ответственными за высокие температуры, рассчитанные согласно термопластической модели локализации деформации.

Заключение

С позиций волновой механики образование полос локализованной деформации при импульсных нагрузках является результатом интерференции волн разгрузки, в зоне растяжения которой величина отрицательных давлений не превышает прочности материала, и нарушения сплошности не происходит. Откольная модель позволяет объяснить постоянство места возникновения полос локализации. Источниками волн разгрузки являются свободные поверхности. Поэтому ориентация таких поверхностей определяет место, где встречаются волны разгрузки, и образуются трещины или полосы локализованной деформации. Контролируемые условия получения полос локализации (канальные, плоские, угловые) путем использования свойства волновых явлений, которые подчиняются геометрическому фактору расположения свободных поверхностей, обосновывают откольный механизм образования полос локализации.

Следствием откольного механизма является независимость процессов локализации деформации и деформированного состояния материала. Плоская ударная волна не деформирует зеренную структуру материала, а полосы локализации при импульсном деформировании возникают в процессе растяжения, после того как ударная волна прошла через материал. Факт прохождения полос локализации (плоский тип, канальный тип) через материал, структура которого не претерпела видимого изменения, противоречит термопластической модели образования полос адиабатического сдвига.

Откольная модель позволяет оценить толщину полосы локализации, которая равна ширине зоны интерференции волн разгрузки, и которая зависит от амплитуды, длительности нагрузки, от условий проведения эксперимента. Следует заметить, что деформация материала растяжением сопровождается упрочнением, поэтому

разупрочнение в полосах локализации экспериментально не наблюдается.

Другим следствием является низкая температура в полосах локализованной деформации, которая, согласно откольной модели, близка к комнатной, несмотря на предварительный нагрев в ударной волне. Тот факт, что высокая степень упрочнения образцов, подвергнутых взрывной обработке, сохраняется до комнатной температуры, подтверждает незначительное повышение температуры в процессе динамического деформирования. Разные представления о природе образования полос локализации по термопластической и откольной моделям приводят к различию в оценках температуры в полосах.

Откольная модель позволяет объяснить изменения в структуре, которые, как правило, приписываются нагреву в полосе локализации как результат необратимой пластической деформации. Наблюдаемая в полосе динамическая рекристаллизация требует высоких температур в обычных условиях. Изменение состояния кристаллической решетки под влиянием деформации при тепловом или механическом воздействии эквивалентны, взаимозаменяемы с позиций реакции кристаллической решетки, поскольку определяются изменением межатомного расстояния. Например, при температуре аустенизации в 600°C объем материала в результате нагрева увеличивается на 2%. Такое же увеличение объема на 2% достигается в процессе интерференции волн разгрузки, где отрицательное давление достигает 3.45 GPa. Процессы рекристаллизации в области отрицательных давлений не требуют высокой температуры и могут протекать при существенно более низкой температуре, чем в обычных условиях.

Вопрос о поведении материала при отрицательных давлениях остается малоизученным и требует всестороннего изучения.

Работа выполнена по программе фундаментальных исследований президиума РАН „Фундаментальные проблемы механики и смежных наук в изучении многомасштабных процессов в природе и технике“.

Список литературы

- [1] *Wright T.W.* The physics and mathematics of adiabatic shear bands. Cambridge University Press, 2002. 240 p.
- [2] *Hammerschmidt M., Kreye H.* Shock Wave and High Strain Rate. NY: Plenum Press, 1981.
- [3] *Olson G.B., Mescal J.F., Azrin M.* Shock Waves and High-Strain-Rate Phenomena in Metals. In Meyers M.A., Murr L.E. (ed.). NY, London: Plenum Press, 1983. P. 67–97.
- [4] *Rogers H.C., Shastry C.V., Meyers M.A., Murr L.E.* (ed.). Shock Waves and High-Strain-Rate Phenomena in Metals. NY, London: Plenum Press, 1983. P. 285–293.
- [5] *Zhang B., Shen W., Liu Y., Zhang R.* // J. Mater. Sci. Lett. 1998. Vol. 17. N 9. P. 765–767.
- [6] *Moss G.L., Meyers M.A., Murr L.E.* (ed.). Shock Waves and High-Strain-Rate Phenomena in Metals. NY: Plenum Press, 1981. P. 299–312.

- [7] Grady D.E., Asay J.R. // J. Appl. Phys. 1982. Vol. 53. N 11. P. 7350–7354.
- [8] Wang Xue-bin. // Trans Nonferrous Met. Soc. China. 2004. Vol. 14. N 6. P. 1062–1067.
- [9] Губарева Н.В., Соболенко Т.М., Тесленко Т.С. // ФГВ. 1977. № 4. С. 636–640.
- [10] Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин Ф.И., Фортвов В.Е. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: Янус-К, 1996. 408 с.
- [11] Могилевский М.А., Булгаков В.В., Кормачев А.Д. // ФГВ. 1994. Т. 30. № 3. С. 96–100.
- [12] Buravova S.N., Gordopolov Yu.A. // Int. J. Fracture. 2011. Vol. 170. N 1. P. 83–93.
- [13] Grebe H.A., Pak H.R., Meyers M.A. Grebe H.A., Pak H.R., Meyers M.A. // Metall. Trans. A. 1985. Vol. 16. P. 761–775.
- [14] Brown R., Kosko S., Jun E.J. // Wear. 1983. Vol. 8. N 2. P. 181–193.
- [15] Timothy S.P., Hutchings I.M. // Acta Metallurgica. 1985. Vol. 33. N 4. P. 667–676.
- [16] Буравова С.Н., Гордолопов Ю.А. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. № 15. С. 69–74.
- [17] Rinehart J.S., Pearson J. Behavior of Metals under Impulsive Loads. American Society for Metals: Cleveland, Ohio, 1954. 322 p.
- [18] Buravova S.N., Goncharov A.A., Kiselev Yu.N. // Tribology International. 1996. Vol. 29. N 5. P. 357–363.
- [19] Герцирикен Д.С., Игнатенко А.И., Мазанко В.Ф., Миронова О.А., Фальченко В.М., Харченко Г.К. // ФММ. 2005. Т. 99. Вып. 2. С. 75–81.
- [20] Ларииков Л.Н., Фальченко В.М., Мазанко В.Ф. и др. // ДАН СССР. 1975. Т. 221. № 5. С. 1073–1075.
- [21] Гаврилюк В.Г., Герцирикен Д.С., Полушкин Ю.А., Фальченко В.М. // ФММ. 1981. Т. 51. Вып. 1. С. 147–152.
- [22] Жарков В.Н., Калинин В.А. Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах. М.: Наука, 1968. 310 с.
- [23] McQueen R.G., March S.P. // J. Appl. Phys. 1960. Vol. 31. P. 1253–1269.