

СТРУКТУРНАЯ РАЗМЕТКА РАЗРУШЕНИЯ. ПРИЛОЖЕНИЕ К ЗАДАЧЕ О ФРАГМЕНТАЦИИ КОЛЬЦА ПРИ ВЗРЫВНОМ НАГРУЖЕНИИ

Л. К. Кузнецов, В. Н. Перевезенцев, М. А. Покровский, Г. Б. Черняк
(Горький, Москва)

При разработке конструкций, предназначенных для эксплуатации в условиях импульсного нагружения, часто возникает необходимость оценки количества образующихся при разрушении фрагментов, их формы и размеров. Реализация такого прогноза связана с решением проблемы определения пространственно-временного распределения очагов разрушения (трещин, пор), возникающих в процессе деформации материала. Трудности при решении этих вопросов обычно обходятся (см., например, [1, 2]) введением ряда модельных параметров, значения которых находятся сравнением данных расчетов и экспериментов по фрагментации. В результате получают удовлетворительную надежность прогноза лишь при малых вариациях условий нагружения от тех, в которых определялись значения модельных параметров. В то же время имеется возможность создания более корректного подхода, базирующегося на информации о микроструктуре материала и ее отклике на внешнюю нагрузку.

Многочисленные экспериментальные данные показывают, что деформация на микроуровне неоднородна (см. рис. 1, где $\delta = \epsilon / \langle \epsilon \rangle - 1$, ϵ — локальная, а $\langle \epsilon \rangle$ — средняя макроскопическая деформация образца). Неоднородность деформации приводит к образованию в материале пластических несовместностей. Воспользовавшись для описания деформации тензором пластических дисторсий β_{in}^p , а для пластических несовместностей — тензором плотности континуально распределенных дислокаций α_{in} , можно по известному β_{in}^p найти соответствующее распределение дислокаций в деформированном материале [4]

$$\alpha_{in} = \epsilon_{ihl} \beta_{ln,k}^p, \quad (1)$$

где ϵ_{ihl} — тензор Леви — Чивиты; запятая между индексами означает дифференцирование по пространственной переменной x_k

$$\beta_{ln,k} = \partial \beta_{ln} / \partial x_k, \quad k = 1, 2, 3.$$

Из уравнения (1) видно, что плотность дислокаций максимальна там, где наблюдается максимальная неоднородность деформации. Для большей наглядности анализ продолжим для случая, когда деформация в пределах каждого структурного элемента близка к однородной¹. В дальнейшем для элемента структуры используем термин «зерно», хотя фактически ему могут соответствовать и ячейка, и фрагмент.

Интенсивность пластического течения в зерне на ранних стадиях деформации определяется в основном ориентацией его кристаллической решетки относительно действующих макроскопических напряжений. Поэтому естественно ожидать значительных перепадов β_{in}^p вблизи межзеренных границ, где изменяются условия течения. Действительно, эксперимент показывает [3, 6, 7] наличие сильной корреляции распределения пластической деформации и пространственного расположения межзеренных границ. Более того, такая корреляция сохраняется до относительно больших уровней макроскопической деформации ($\langle \epsilon \rangle = 0,1 \div 0,2$).

Созданные в процессе неоднородной пластической деформации не-

¹ Это условие выполняется для широкого класса материалов и режимов деформации [5].

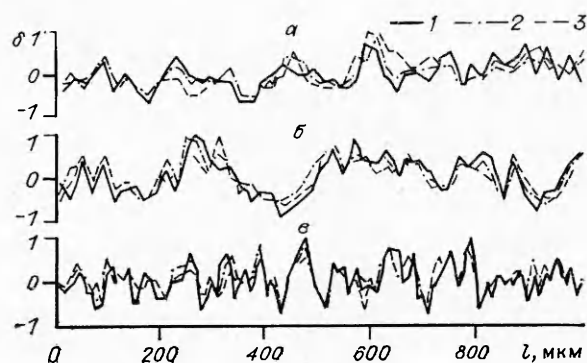


Рис. 1. Изменение относительной локальной неоднородности δ в ходе пластической деформации по потягам вдоль образующей образца на длине 1 мм (за один потяг осуществлялась деформация на 2—4 %) [3].

1—3 — соответственно 1, 2 и 3 потяга. а) Cu; б) Л-62; в) Ст. 1Х18Н10.

совместности генерируют в материале внутренние поля напряжений σ^{int} , растущие по мере деформации. Возникновение в материале зон с высокими растягивающими напряжениями и является причиной образования микротрещин. Поэтому анализ пространственно-временной локализации очагов разрушения материала неразрывно связан с анализом эволюции полей внутренних напряжений в процессе нагружения, порождаемых, как было показано выше, неоднородностью микроструктуры материала. Определение σ^{int} по известному распределению α_{in} — одна из традиционных задач континуальной теории дефектов [4]. Ее решение в общей постановке сталкивается с серьезными математическими трудностями. Однако в практике часто имеется некоторая априорная информация, позволяющая провести анализ без решения общей задачи. Такой информацией могут служить упомянутые выше данные о сильной корреляции пространственного распределения деформации с геометрическими параметрами микроструктуры. Это дает возможность перейти от континуальной задачи к задаче определения напряжений от системы дислокационных скоплений, расположенных по границам зерен, а в качестве естественной масштабной единицы при анализе полей внутренних напряжений использовать размер зерна d .

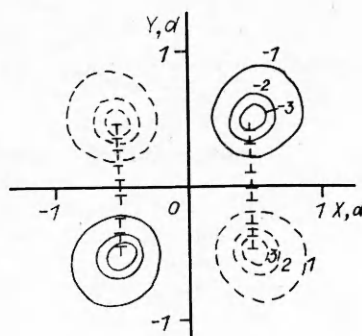
Пластическая деформация элемента структуры может рассматриваться как результат инициации под действием внешней нагрузки нескольких систем скольжения. Скольжение по одной системе приводит к формированию единичного элемента дислокационной структуры, в качестве которого будем рассматривать ансамбль охватывающих зерно дислокационных петель. Следовательно, для правильного представления характера пространственного распределения внутренних напряжений необходимо получить соответствующее решение для основных элементов возникающей дислокационной структуры.

С этой целью проведены численные расчеты полей напряжений для зерен, имеющих форму куба. Поля напряжений от единичной петли вычисляли как суперпозицию полей дислокационных отрезков, из которых она составлена. Напряжение от дислокационного отрезка рассчитывали, используя аналитические выражения работы [8]. На рис. 2 приведено распределение на плоскости XOY напряжений $\sigma_0 = (\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz})/3$, создаваемых ансамблем дислокационных петель, реализовавших пластический сдвиг γ в системе скольжения с вектором нормали, параллельным оси OY , и вектором Бюргерса $\vec{b}$, параллельным оси OX . Цифры изолиний показывают уровни напряжений в единицах $G\gamma/4\pi(1-\nu)$ (G — модуль сдвига, ν — коэффициент Пуассона). В качестве масштабной единицы используется размер зерна d .

Анализ результатов показал, что максимальные растягивающие напряжения локализуются вдоль ребер куба² и интенсивность их резко падает с расстоянием. Следовательно, при изучении условий возникнове-

² На электронно-микроскопических изображениях деформированных поликристаллов это проявляется в виде контрастов вблизи стыков зерен [9].

Рис. 2. Распределение напряжений, создаваемое элементом дислокационной структуры.



ния очагов разрушения в деформируемом материале максимальное внимание необходимо уделить определению напряженного состояния вблизи стыков зерен, причем при расчете напряжений вблизи k -го стыка в поликристалле в первом приближении достаточно учитывать только поля, обусловленные деформацией зерен, образующих данный стык.

По мере возрастания среднего (макроскопического) уровня пластической деформации увеличивается разброс ее значений, характеризующих течение по микрообъемам (см. рис. 1), и если протекание релаксационных процессов затруднено, в очагах перенапряжений начинают возникать микротрещины. Как показано выше, в рассматриваемом классе поликристаллических металлов с квазиоднородным протеканием деформации в пределах каждого структурного элемента максимальные перенапряжения локализуются вблизи межзеренных стыков. Действительно, эксперимент свидетельствует, что стыки являются преимущественным местом зарождения несплошностей при пластической деформации [10, 11]. Рассмотрим теперь факторы, влияющие на вероятность зарождения трещин непосредственно в границах зерен.

Мощность дислокационного скопления, сформировавшегося на границе двух зерен в ходе пластической деформации за время t_p , находим из выражения

$$\Delta \tilde{B} = - \int_0^{t_p} \vec{N} \cdot \sum_{p=1}^{M_1} \dot{\gamma}_p (\vec{n}_p \cdot \vec{b}_p) / b_p dt + \int_0^{t_p} \vec{N} \cdot \sum_{p=1}^{M_2} \dot{\gamma}_p (\vec{n}_p \cdot \vec{b}_p) / b_p dt, \quad (2)$$

где $\vec{N}$ — вектор нормали; $\dot{\gamma}_p$ — скорость пластического сдвига по p -й системе скольжения, характеризующейся векторами нормали $\vec{n}_p$ и Бюргерса $\vec{b}_p$; M_1 и M_2 — числа активных систем скольжения в первом и втором зерне.

Первый и второй члены в правой части уравнения (2) описывают вклады в $\Delta \tilde{B}$ дислокационных потоков, реализующих пластическую деформацию первого и второго зерна соответственно. Из (2) видно, что мощность скопления определяется величиной относительной разориентировки зерен

$\left(\vec{v}_g = \sum_{p=1}^{M_1} \vec{b}_p - \sum_{p=1}^{M_2} \vec{b}_p \right)$ — эффективный вектор Бюргерса дис-

локации ориентационного несоответствия, остающийся на границе при прохождении по одной дислокации по каждой из действующих систем скольжения) и скоростью пластических сдвигов $\dot{\gamma}_p$. Последняя в значительной мере определяется величиной эффективного напряжения τ_p , действующего в данной системе и зависящего от ориентации системы относительно приложенных макроскопических напряжений $\hat{\sigma}$:

$$\tau_p = (\vec{n}_p \cdot \hat{\sigma} \cdot \vec{b}_p) / b_p.$$

Поскольку мощность дислокационного скопления определяет интенсивность локальных перенапряжений, то из сказанного вытекает, что обра-

зование трещин следует в первую очередь ожидать вблизи большеугловых границ, разделяющих зерна с оптимальной и наихудшей ориентацией относительно макроскопических перенапряжений. Хорошо подтверждают это экспериментальные данные по исследованию анизотропии разрушения материалов с текстурой [12]. Для хрупких и квазихрупких металлов, микроструктура которых не претерпевает значительных изменений до потери целостности конструкции, характеристики пространственного распределения очагов перенапряжений можно, следовательно, достаточно легко прогнозировать, имея информацию о кристаллогеометрических параметрах исходного материала.

При описании кинетики возникновения очагов разрушения для количественных оценок можно воспользоваться одним из известных критериев раскрытия микротрещины, например условием достижения напряжений в локальном объеме уровня теоретической прочности, или ввести величину предельного скачка деформации $\Delta \epsilon_c$ на границе структурных элементов, вызывающего образование несплошности. С другой стороны, для практических оценок прочностных характеристик конструкций удобно пользоваться величинами, описывающими макроскопическую деформацию материала. Поэтому, рассматривая поликристаллический материал как статистический ансамбль структурных элементов, по-видимому, целесообразно описывать его параметры, используя принятые в статистике величины, например $p_c(\langle \epsilon \rangle)$ — вероятность реализации на межзеренной границе (или в стыке) скачка деформации, превышающего некоторую критическую величину $\Delta \epsilon_c$ при уровне макроскопической деформации $\langle \epsilon \rangle$. При моделировании процесса разрушения величина $\langle \epsilon \rangle = \langle \epsilon \rangle_c^i$, соответствующая появлению на данной i -й границе пластической несовместности $\Delta \epsilon_c$, может служить в качестве исходной информации описания развития процесса разрушения во времени.

В зависимости от характера имеющихся данных о поведении материала при пластической деформации могут быть использованы различные способы определения значений $\langle \epsilon \rangle_c^i$. Рассмотрим часто встречающийся в практике случай нормальной квазиизотропной и квазиродной среды [13]. Пусть, например, известен характер зависимости дисперсии a^2 распределения значений $\Delta \epsilon$ от $\langle \epsilon \rangle$:

$$a^2 = f(\langle \epsilon \rangle).$$

В этом случае разыгрываются случайные числа δ_i , соответствующие нормальному распределению с единичной дисперсией. Затем определяется дисперсия a_i^2 , удовлетворяющая отношению

$$a_i^2 = \Delta \epsilon_c^2 / \delta_i^2,$$

и из уравнения $\langle \epsilon \rangle = f^{-1}(a^2)$ находятся значения $\langle \epsilon \rangle_c^i$, отвечающие величинам макроскопической деформации, при которых скачок пластической деформации превышает критическую величину $\Delta \epsilon_c$ (f^{-1} — функция, обратная f).

Второй способ используется, когда имеется информация о закономерностях трещинообразования в материале в процессе деформации. Для рассматриваемого случая нормальной среды такой информацией является значение дисперсии b_c^2 распределения макроскопических деформаций $\langle \epsilon \rangle_c$, при которых на границе структурных элементов реализуется скачок пластической деформации $\Delta \epsilon_c$, и в рассматриваемом микрообъеме возникает трещина [13]. Для модельного ансамбля структурных элементов сразу разыгрываются случайные величины $\langle \epsilon \rangle_c^i$, удовлетворяющие заданному нормальному распределению.

Итак, проведенный анализ указывает на существование структурной разметки разрушения — кинетика образования очагов разрушения и характер их пространственного распределения в значительной мере предопределены микроструктурой материала.

Методику применения развитых выше представлений о пространственно-временной локализации очагов разрушения проиллюстрируем на задаче оценки параметров фрагментации металлического кольца, нагружаемого взрывом помещенного внутрь заряда. Рассмотрим следующие варианты: 1) разрушение происходит в результате образования отрывных радиальных трещин; 2) разрушение контролируется возникновением и развитием системы сдвиговых трещин.

Согласно экспериментальным данным [2, 14], в первом случае трещины обычно возникают на внешней поверхности и распространяются вдоль радиуса к внутренней. Это позволяет рассматривать при анализе пространственно-временного распределения очагов разрушения только приповерхностный слой материала. Выше показано, что неоднородность протекания деформации по микрообъемам приводит к появлению в материале областей перенапряжений, являющихся потенциальными источниками образования микротрещин.

Пусть в качестве исходной информации о материале имеются данные металлографического анализа о распределении размеров зерен в поликристалле и известна (например, по результатам механических испытаний) величина дисперсии b_c^2 распределения макроскопических деформаций $\langle \epsilon \rangle_c$, соответствующих раскрытию трещин. Считаем, что по периметру кольца расположено N структурных элементов характерного размера d , равного среднему размеру зерна в поликристалле. Используя второй из описанных выше способов, каждому элементу i поставим в соответствие величину критической макродеформации $\langle \epsilon \rangle_c^i$. Имея спектр характерных значений, можно определить соответствующий спектр величин радиусов кольца R_c^i , при которых потенциально возможно разрушение элементов:

$$R_c^i = R_0 \exp(\langle \epsilon \rangle_c^i), \quad (3)$$

где R_0 — начальное значение внешнего радиуса кольца.

Дробление кольца будем рассматривать как результат протекания двух конкурирующих процессов — роста внутренних напряжений при деформации кольца под действием продуктов детонации и локальной разгрузки материала при образовании трещины. Для описания деформации используем экспериментальные данные или результаты численных расчетов. В качестве первого приближения воспользуемся уравнением движения оболочки [15]:

$$r/r_0 = [1 + \beta \tau^2/4(2 + \beta)]^{1/2}, \quad (4)$$

где r и r_0 — текущее и начальное значения внутреннего радиуса оболочки; $\beta = \rho_b r_0^2 / \rho_m (R_0^2 - r_0^2)$; ρ_b , ρ_m — плотности материала заряда и оболочки; $\tau = Dt/r_0$; D — скорость детонации; t — время.

Внутренний радиус r связан с внешним R в случае несжимаемого материала простым соотношением

$$r = (R^2 - R_0^2 + r_0^2)^{1/2}. \quad (5)$$

Используя систему (3)–(5) и спектр значений $\langle \epsilon \rangle_c^i$, можно найти характерные времена разрушения элементов t_c^i . Однако, как было замечено выше, разрушение определяется не только возрастанием локальных перенапряжений в ходе деформации, но и процессом разгрузки материала в результате образования трещин.

Пусть в элементе i в момент t_c^i , а в элементе j в момент t_c^j возникли трещины. Тогда следующая трещина может возникнуть в элементе k ($i < k < j$), характеризующимся минимальным значением t_c из множества $\{t_c^m\}$ ($i < m < j$) и удовлетворяющим условиям

$$\begin{aligned} (t_c^k - t_c^i) V_r &< d(k - i), \\ (t_c^j - t_c^k) V_r &< d(j - k), \end{aligned} \quad (6)$$

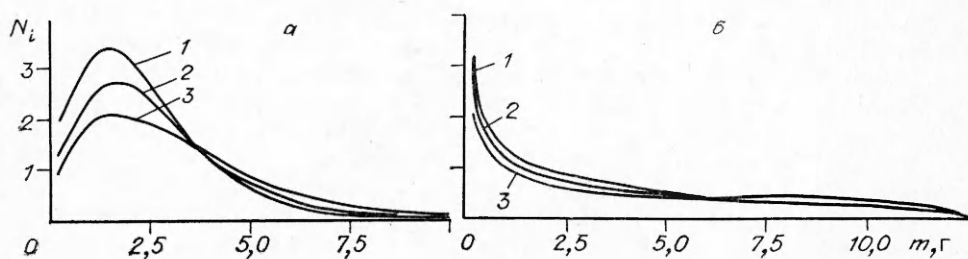


Рис. 3. Распределение по массам фрагментов при отрывном (а) и сдвиговом (б) типах разрушения.

D , м/с: 1 — 8100, 2 — 6940, 3 — 6000.

V_r — скорость волны разгрузки. Если среди элементов множества не найдется такого, для которого условия (6) выполняются, считаем, что фрагмент, ограниченный трещинами в элементах i и j , сформировался и дальнейшего его дробления не происходит.

При вязком разрушении трещинами сдвига, последние обычно возникают на внутренней поверхности оболочки, а траектория распространения определяется распределением сдвиговых напряжений в деформируемом материале [2, 14]. Развита выше методика расчета легко адаптируется для случая разрушения сдвиговыми трещинами простой заменой в выражении (3) R_c' и R_0 на r_c' и r_0 соответственно. Однако в отличие от разрушения, обусловленного отрывными радикальными трещинами, при вязком разрушении форма фрагментов, а следовательно, и масса определяются не только пространственной локализацией очагов разрушения, но и взаимодействием трещин, распространяющихся по двум эквивалентным направлениям.

Расчет геометрической формы фрагментов выполняется следующим образом. Для каждой инициированной трещины находится направление распространения. Поскольку для исследуемой геометрии в каждой точке окружности существуют два эквивалентных по интенсивности сдвиговых напряжений направления, то случайным образом выбирается одно из них и в дальнейшем анализе полагается, что данная трещина движется в этом направлении. Таким образом, формируются два семейства трещин. При своем движении трещины одного семейства могут пересекаться с трещинами другого. Естественно полагать, что та из них, которая пришла к точке пересечения позднее, попала в частично разгруженный материал и поэтому траектория ее движения закончится в этой точке. Точки пересечения трещин с внешней и внутренней поверхностями и точки взаимного пересечения являются угловыми, а соответствующие поверхности — гранями образующихся при разрушении фрагментов.

Рассмотрим некоторые результаты, полученные при расчетах по разработанной методике. Для количественных оценок воспользуемся следующими характеристиками фрагментации: N_i — количество фрагментов, масса которых лежит в интервале $(i-1)\Delta m \div i\Delta m$; Δm — параметр распределения ($\Delta m = 0,25$ г в данных расчетах); N_s — общее количество образовавшихся при разрушении фрагментов. Зная N_i и N_s , легко определить количество фрагментов, имеющих массу больше $m = j\Delta m$: $N_j = N_s - \sum_{i=1}^j N_i$. На рис. 3 приведены результаты расчетов, выполненных

при исследовании влияния типа разрушения (сдвиговое или отрывное) на характеристики дробления. При анализе распределения фрагментов по массе размер кольца вдоль образующей цилиндрической поверхности принимался равным 1 см. Расчеты выполнены при $r_0 = 2$ см, $R_0 = 3$ см, $\langle \epsilon \rangle = 0,5$, $b_c = 0,05$, $V_r = 5900$ м/с, $\beta = 0,16$, $d = 0,01$ см, $\rho_m = 7,8$ г/см³.

При сравнении результатов для отрывного и сдвигового типов разрушения обращает на себя внимание значительное различие в характере поведения зависимостей $N_i(m)$. Это обусловлено следующими причинами. Во-первых, при сдвиговом разрушении одному значению рас-

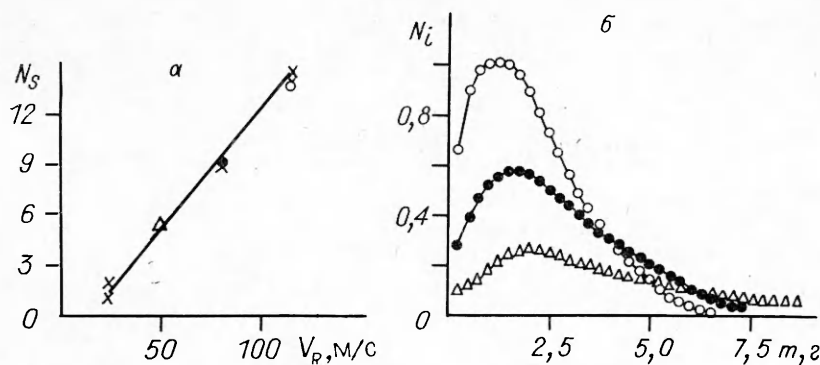


Рис. 4. Характеристики дробления колец, нагружаемых на пневмопороховом копре. $\times$ — эксперимент (а) [17]; $\circ$, $\bullet$, $\triangle$ — результаты расчетов (б) при $V_R = 115$, 80 и 50 м/с соответственно.

стояния между инициированными трещинами соответствуют фрагменты девяти различных типов, а следовательно, и девяти различных масс. Во-вторых, из анализа времен инициирования трещин и размеров образовавшихся фрагментов вытекает, что чем больше расстояние между соседними трещинами, тем больше вероятность того, что трещины (или хотя бы одна из них) возникли на ранней стадии деформации кольца. Поскольку после пересечения сдвиговых трещин образовавшаяся позднее останавливается, а образовавшиеся раньше продолжают расти, увеличиваются относительная доля больших фрагментов и доля малых за счет уменьшения количества фрагментов, принадлежащих к средней части спектрального распределения.

Снижение скорости детонации ВВ при обоих типах разрушения приводит к уменьшению общего количества фрагментов N_s : $D = 8100$, 6940, 6000 м/с соответствуют $N_s = 49$, 42, 38 для отрывного и $N_s = 35$, 31, 27 для сдвигового типов разрушения. Этот эффект легко объясним в рамках описанной модели. С точки зрения механики процесса уменьшение D приводит к падению скорости деформации оболочки (см. (4)). В результате этого расширяется интервал времен t_c^i возможного образования трещин в структурных элементах и, следовательно, возрастает роль процесса разгрузки материала, связанного с раскрытием трещин (условие (6)), что ведет к уменьшению N_s .

Хотя приведенные результаты носили скорее иллюстративный характер, они качественно верно отражают основные закономерности в спектральных распределениях фрагментов, что подтверждается сравнением с описанными в литературе экспериментами по фрагментации при взрывном нагружении [2, 14, 16]. Численные значения, получаемые в расчетах, также достаточно близки к экспериментальным. На рис. 4 приведены данные эксперимента [17] и результаты модельных расчетов параметров дробления колец, изготовленных из алюминиевого сплава с $R_0 = 3,2$ см и $r_0 = 2,9$ см и нагружаемых на пневмопороховом копре со скоростью V_R (спектральные характеристики дробления в работе [17] не приведены).

Итак, в результате проведенной работы предложена модель для оценки пространственно-временного распределения очагов разрушения в поликристаллических материалах. Пространственное распределение потенциальных очагов разрушения определяется пространственным распределением неоднородностей пластической деформации, а естественным масштабом для анализа распределения является масштаб неоднородности пластического течения. В случае хрупкого и квазихрупкого разрушения масштаб рассмотрения определяется размерами неоднородностей исходной структуры. Временное распределение образовавшихся очагов определяется кинетикой накопления локальных неоднородностей.

На основе развитых представлений разработан метод расчета ха-

рактических характеристик фрагментации кольца. Отличительная особенность предложенного метода состоит в том, что для расчетов не требуется проведения предварительных экспериментов по взрывному нагружению колец — достаточно данных о параметрах структуры и механических свойствах материала. Проведенные с помощью разработанных программ расчеты показали хорошее количественное совпадение результатов с известными экспериментальными данными.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shockey D. A., Seaman L., Curran D. R. Nonlinear and Dynamic Fracture Mechanics, ADM, 1979, 35, 79.
2. Одинцов В. А., Чудов Л. А. // Проблемы динамики упругопластических сред. Механика, № 5.— М.: Мир, 1975.
3. Гурьев А. В., Кукса Л. В., Хесин Ю. Д. Изв. АН СССР. Металлы, 1967, 2, 122.
4. Де Вит Р. Континуальная теория дисклинаций.— М.: Мир, 1977.
5. Рыбин В. В. Большие пластические деформации и разрушение металлов.— М.: Металлургия, 1986.
6. Механцева Д. М., Рыбалко Ф. П., Волков С. Д. ФММ. 1966, 22, 135.
7. Вайнштейн А. А., Алешин В. А. и др. ФММ, 1980, 50, 4, 876.
8. Хирт Дж., Лоте Н. Теория дисклинаций.— М.: Атомиздат, 1972.
9. Трефилов В. Н., Мильман Ю. В., Фирсов С. А. Физические основы тугоплавких металлов.— Киев.: Наук. думка, 1975.
10. Финкель В. М. Физика разрушения.— М.: Металлургия, 1970.
11. Рыбин В. В. Автореф. докт. дис.— Киев: ИМФ АН УССР, 1979.
12. Полухин П. Н., Горелик С. С., Воронцов В. К. Физические основы пластической деформации.— М.: Металлургия, 1982.
13. Волков С. Д. Статическая теория прочности.— М.: Физматгиз, 1960.
14. Hoggatt G. R., Recht R. F. J. Appl. Phys., 1968, 39, 3, 1856.
15. Физика взрыва/Под ред. К. П. Станюковича.— М.: Наука, 1975.
16. Кошелев Э. А., Кузнецов В. М. и др. ПМТФ, 1971, 2, 87.
17. Степанов Г. В., Бабуцкий А. И. // Проблемы прочности, 1984, 8, 108.

Поступила в редакцию 24/III 1988

УДК 539.89

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ В ЗАДАЧАХ УДАРНО-ВОЛНОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕТАЛЛОВ

И. И. Костенко, Л. И. Шахтмейстер

(Томск)

Задачами описания процессов с высокими температурами и давлениями занимаются уже более 30 лет. Но вопрос корректного расчета температуры в ударных волнах (УВ) и волнах разгрузки остается открытым.

Как правило, основным критерием качества построения уравнения состояния является хорошая согласованность результатов с данными экспериментальной ударной адиабаты в переменных p_H , ρ и D , и или изоэнтропой сжатия p_s , ρ , где p — давление; ρ — плотность; D — скорость ударной волны; u — массовая скорость; p_s — давление на изоэнтропе. Существуют различные уравнения состояния, удовлетворяющие экспериментальной ударной адиабате в переменных p_H , ρ в широком диапазоне изменения параметров с точностью до 5 %, но при этом тепловые составляющие давления, полученные из этих уравнений, отличаются друг от друга на 30—50 %. В то же время существуют процессы и соответствующие им модели сплошной среды, в которых температура является весьма существенным параметром. Например, задачи, в которых учитываются химические реакции, диффузия компонентов, фазовые переходы и так далее. Одному из способов расчета температуры посвящена данная работа.