

**В. И. Владимиров**

**ФИЗИЧЕСКАЯ  
ПРИРОДА  
РАЗРУШЕНИЯ  
МЕТАЛЛОВ**



**МОСКВА МЕТАЛЛУРГИЯ 1984**

Рецензент профессор докт. техн. наук *В. С. Иванова*

УДК 539.4.01

**Физическая природа разрушения металлов.** Владимиров В. И.  
М.: Металлургия, 1984. 280 с.

Изложены основы физических представлений о разрушении, которое рассматривается как процесс кинетический, статистический, многостадийный и многомасштабный. На основе достижений физики дефектов (дислокаций, дисклинаций, вакансий и др.) рассмотрены микроскопические модели зарождения и роста трещин. Освещены главные стадии процесса разрушения: создание локальных перенапряжений, зарождение и рост микротрещин, зарождение макротрещин, кинетика развития и строения пластических зон у вершин макротрещин, переход трещины в неустойчивое состояние. Приведены частные случаи, обусловленные изменением условий нагружения или типом решетки и особенностями дислокационной структуры металла.

Книга предназначена для научных и инженерно-технических работников, занятых проблемами физики металлов, металловедения, термической и пластической обработки металлов. Ил. 126. Библиогр. список: 177 назв.

**Владимир Игоревич Владимиров**

### **ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА РАЗРУШЕНИЯ МЕТАЛЛОВ**

Редактор издательства **А. И. Зиминая**  
Художественный редактор **Ю. И. Смурыгин**  
Технический редактор **С. В. Жуковина**  
Корректоры **Г. Ф. Лобанова, Е. В. Якиманская**  
Переплет художника **В. И. Сурикова**

ИБ № 2183

Сдано в набор 13.04.84. Подписано в печать 26.06.84. Т-11380. Формат бумаги 84×108<sup>1</sup>/<sub>32</sub>. Бумага типографская № 3. Гарнитура литературная. Печать высокая. Усл. печ. л. 14,70. Усл. кр.-отт. 14,91. Уч.-изд. л. 16,45. Тираж 4600 экз. Заказ 806. Цена 2 р. 30 к. Изд. № 0526

Ордена Трудового Красного Знамени издательство «Металлургия»  
119857 ГСП Москва, Г-34, 2-й Обыденский пер. д. 14

Владимирская типография Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли.  
600000, г. Владимир, Октябрьский проспект, д. 7

В  $\frac{2605000000-055}{040(01)-84}$  37-84

© Издательство «Металлургия», 1984

# ОГЛАВЛЕНИЕ

Стр.

Предисловие . . . . .	4
<b>Глава I. Трещины. Основные понятия . . . . .</b>	<b>8</b>
1. Межатомные связи . . . . .	8
2. Трещина Гриффитса. Силовой и энергетический критерий . . . . .	15
3. Пластическая деформация и разрушение . . . . .	19
4. Виды разрушения . . . . .	22
<b>Глава II. Дислокации и пластическая деформация . . . . .</b>	<b>25</b>
1. Основные свойства изолированных дислокаций . . . . .	27
2. Ядро дислокаций. Реакции . . . . .	37
3. Особенности дислокаций в г.ц.к., о.ц.к. и г.п.у. металлах . . . . .	42
4. Макроскопическая пластичность, упрочнение и возврат . . . . .	47
5. Коллективные свойства дислокационных систем . . . . .	55
6. Дислокационный механизм пластической деформации . . . . .	62
<b>Глава III. Микротрещины . . . . .</b>	<b>68</b>
1. Баланс энергий . . . . .	69
2. Форма микротрещин . . . . .	73
3. Зарождение микротрещины в модели плоского скопления дислокаций . . . . .	81
4. Более сложные дислокационные модели зарождения микротрещин . . . . .	84
5. Математическое описание скоплений и трещин . . . . .	95
6. Устойчивость микротрещин . . . . .	104
<b>Глава IV. Рост макротрещин . . . . .</b>	<b>118</b>
1. Макроскопический подход к исследованию пластической зоны . . . . .	119
2. Критерии механики разрушения . . . . .	145
3. Дислокационные модели пластических зон . . . . .	127
4. Рост микротрещин . . . . .	132
5. Механизм роста макротрещин . . . . .	152
<b>Глава V. Кинетика макроскопического разрушения . . . . .</b>	<b>167</b>
1. Макроскопическая пластическая неустойчивость . . . . .	169
2. Накопление микротрещин . . . . .	175
3. Вязкая трещина . . . . .	187
4. Вязко-хрупкий переход . . . . .	198
5. Хрупкое разрушение . . . . .	210
<b>Глава VI. Особенности различных видов разрушения металлов . . . . .</b>	<b>222</b>
1. Разрушение г.ц.к. металлов . . . . .	223
2. Разрушение о.ц.к. металлов . . . . .	233
3. Высокотемпературное разрушение . . . . .	240
4. Усталостное разрушение . . . . .	251
Библиографический список . . . . .	275

## ПРЕДИСЛОВИЕ

XXVI съезд КПСС поставил задачу о разработке и внедрении высокоэффективных методов повышения прочностных свойств, хладостойкости металлов и сплавов, увеличения производства новых конструкционных материалов. Решение этой задачи невозможно без интенсивного развития физических представлений о природе и кинетике процесса разрушения.

Вопросы физики и механики разрушения находятся в центре внимания металлосведов уже несколько десятилетий. Достижения в этой области были предметом обсуждения на всесоюзных и международных конференциях [1—7], они нашли свое отражение в серии монографий [8—22] и сборников [23—28]. Первая физическая модель, объясняющая низкую реальную прочность материалов, принадлежит Гриффитсу. Большой, часто определяющий вклад в физику разрушения внесли советские ученые А. Ф. Иоффе, А. П. Александров, Н. Н. Давиденков, А. В. Степанов, Я. И. Френкель, И. А. Одинг и др. [29—32]. Качественно новый этап в физике прочности связан с предложенной С. Н. Журковым теорией кинетической концентрации прочности [33], развитие которой в работах С. Н. Журкова, В. А. Степанова, В. Р. Регеля, В. С. Ивановой и других [13, 18, 34—37] дало возможность понять роль тепловых флуктуаций в процессе разрушения и развить термоактивационный анализ как важное средство исследования его микроскопических актов.

Параллельно развивалась механика разрушения, достижения которой позволили проводить расчеты предельных нагрузок и условий равновесия для реальных тел и конструкций с трещинами [10, 11, 16, 18, 19, 21, 23, 38]. В настоящее время наиболее актуальной задачей является объединение этих подходов, получение физически обоснованных критериев условий разрушения реальных изделий и конструкций [18].

В общем случае разрушение является процессом сложным: многостадийным, статистическим и многомасштабным. Механики, учитывая эти особенности, считают обычно элементарный акт разрушения — зарождение микротрещины или потерю устойчивости макротрещины — детерминированным, происходящим при достижении какой-либо величины критического значения. На этом основаны механические критерии разрушения (критических напряжений, энергии, коэффициента интенсивности напряжений, раскрытия трещины и др.).

Для физика разрушение — это, кроме того, кинетический процесс, связанный с преодолением системой потенциальных барьеров. Поскольку термофлуктуационное преодоление барьеров носит вероятностный характер, то условия перехода системы в новое состояние (например, с микротрещиной) можно рассчитать лишь в среднем. Поэтому статистический разброс в ходе процесса разрушения связан не только с разбросом структурных характеристик образца или их серии, но и со статистическими закономерностями тепловых флуктуаций.

Называя процесс разрушения многостадийным, мы имеем в виду чередование последовательных стадий, каждая из которых имеет свой ведущий микромеханизм и, следовательно, свою энергию активации, статистические закономерности и т. д. Поэтому в общем случае при описании разрушения нельзя ограничиться рамками од-



ной модели. Многомасштабность процесса означает важность явлений, одновременно происходящих на разных масштабных уровнях: атомных, дислокационных, субструктурных и структурных. В общем случае для правильного понимания кинетики процесса разрушения необходимо совместное рассмотрение этих явлений. Их разномасштабность означает необходимость совмещения различных моделей: микроскопических — атомных и дислокационных, мезоскопических — субструктурных и макроскопических моделей упруго-пластического тела.

Повышение интереса к физике разрушения стимулируется несколькими обстоятельствами. Прежде всего это увеличение уровня рабочих напряжений и расширение интервалов условий работы металлов. Обычный подход механики заключается во введении некоторых критериев разрушения, включающих характеристики трещин в теле и напряженного состояния. Критические значения комбинаций этих параметров определяются из стандартных экспериментов. Такой подход оправдывает себя для хорошо изученных материалов и достаточно простых условий нагружения.

Увеличение рабочих напряжений способствует уменьшению размера опасных трещин и усложнению их обнаружения и определения параметров. Еще более важно, что трещины могут медленно подрастать, переходя в критическое состояние после некоторого пребывания тела под нагрузкой. Это затрудняет применение чисто механических критериев и приводит к необходимости изучения физических процессов, приводящих к разрушению тел, определению физического смысла параметров механических критериев. Изучение закономерностей процесса разрушения в сложных условиях нагружения (сложно-напряженное состояние, вакуум или агрессивные среды, облучение и т. д.) должно не только привести к разработке более совершенных критериев, но и к возможности воздействовать на сам процесс разрушения.

Все эти задачи еще далеки до окончательного решения, хотя быстрый прогресс в физике разрушения за последние годы очевиден. Основная задача книги — попытаться изложить основы физической теории процесса разрушения, основы физических представлений, модели зарождения и роста трещин как в общем случае, так и для частных видов разрушения. Мы надеемся, что этот подход окажется полезным для специалистов различных направлений, работа которых связана с проблемами разрушения металлов и изделий из них.

# Список обозначений

В данной книге	Принятое в литературе	Название параметра
$a$	$a$	Постоянная решетки
$\vec{b}$	$\vec{b}$	Вектор Бюргерса
$c_i$	$c_i$	Относительная концентрация примесных атомов
$D_v$	$D_v$	Коэффициент диффузии вакансий
$E$	$E$	Модуль Юнга
$F, F_{\max}, F_W$	$F, F_{\max}$	Сила: максимальная (max) межатомного взаимодействия; при которой разрыв межатомной связи энергетически выгоден (W)
$G$	$G$	Модуль сдвига
$h, h_{Gr}, h_{Op}, h_{\sigma}, h_d$	$c, c_G, c_d$	Размер трещины; Гриффитса (Gr), Орована (Op), механической нестабильной $\sigma$ , дислокационной (д)
$n_K$	—	Координационное число
$K$	$K$	Коэффициент интенсивности напряжений
$l$	$l, \lambda$	Средняя длина свободного пробега дислокаций
$l_{суб}, l_{стр}$	$l_{sub}, l_{st}$	Средний размер дислокационной структуры, структуры (зерен)
$r_0$	$r_0$	Равновесное межатомное расстояние; радиус ядра дислокации
$r_1$	—	Максимальное расстояние межатомного взаимодействия
$r_p$	$r_p, a$	Размер пластической зоны
$r_{дин}, r_t$	$r_d, r_t$	Коэффициенты динамического (дин) и термического (т) возврата
$t_p$	$t_r$	Время до разрушения
$t_{рел}$	—	Время релаксации
$T, T_{пл}$	$T, T_m$	Температура; плавления (пл)
$\vec{u}$	$\vec{u}$	Вектор смещения
$U$	$U$	Потенциальная энергия
$v, v_{зв}$	$v, v_s$	Скорость; звука (зв)
$W, W_{тр}, W_{\gamma}, W_{\sigma}, W_{д.тр}$	$W, W_c, W_{\gamma}$	Энергия: трещины (тр), поверхностная ( $\gamma$ ), упругая ( $\sigma$ ), дислокации (д), дислокационной трещины (д.тр)
$W_{II}$	—	Барьер Пайерлса (II)
$\gamma, \gamma_{д.у}$	$\gamma, \gamma_F$	Удельная поверхностная энергия: дефекта упаковки (д.у)
$\gamma_{п.л}$	$\gamma_p$	Удельная поверхностная энергия за счет работы локальной пластической деформации (п.л)
$\epsilon, \epsilon_{п}, \epsilon_{л}, \epsilon_{п.л}, \epsilon_t, \epsilon_{з.г}, \epsilon_{в.з}$	$\epsilon, \epsilon_p, \epsilon_l, \text{—}, \epsilon, \epsilon_{Gb}, \epsilon_G$	Деформация: пластическая (п), локальная (л), пластическая локальная (п.л), на пределе текучести (т), зернограничная (з.г), внутризеренная (в.з)

$\dot{\epsilon}_п$	$\dot{\epsilon}_p$	Скорость пластической деформации (п)
$\epsilon_0$	$\epsilon_0$	Энергия связи атомов
$\epsilon_{в; вн}^m : \epsilon_{в; вн}^f$	$\epsilon_{v; i}^m ; \epsilon_{v; i}^f$	Энергия миграции (m) и образования (f) вакансий (в) и внедренных атомов (вн)
$\nu_0$	$\nu_0$	Средняя частота колебаний атомов
$\xi$	—	Радиус кривизны вершины трещины
$\rho; \rho_{кр}; \rho_{в}; \rho_{подв}$	$\rho; \rho_e; \rho_s; \rho_m$	Плотность дислокаций: краевых (кр), винтовых (в), подвижных (подв)
$\sigma; \sigma_{вн}; \sigma_{л}; \sigma_{кр}; \sigma_{в}$	$\sigma; \sigma_i; \sigma_l; \sigma_c; \sigma_F$	Напряжение: внутреннее (вн), локальное (л), критическое напряжение безактивационного разрушения тел с дефектами (кр), временное сопротивление разрушению (в)
$\sigma_{ik}$	$\sigma_{ih}$	Тензор напряжений
$\sigma_T$	$\sigma_Y$	Предел текучести (т)
$\sigma_{теор}$	$\sigma_{th}$	Теоретический предел прочности на разрыв (теор)
$\sigma_w$		Напряжение энергетической выгодности зарождения или роста трещин
$\sigma_{н.рел}, \sigma_{рел}$		Нерелаксирующие (н.рел) и релаксирующие (рел) локальные напряжения
$\tau; \tau_{вн}$	$\tau; \tau_i$	Касательное напряжение; внутреннее (вн) сопротивление кристалла движению дислокаций в плоскости скольжения

Примечание. При отсутствии общепринятого обозначения в графе обозначений, принятых в литературе, дан прочерк.

# Глава I

## ТРЕЩИНЫ. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ

### 1. Межатомные связи

Разрушение — это процесс ослабления и разрыва межатомных связей. Из этого определения следует, что разрушение является процессом, так как одновременный разрыв связей по какому-либо сечению тела противоречил бы принципу причинности. В общем случае процесс разрушения можно представить состоящим из четырех стадий: ослабления связей; хаотического (независимого) разрыва связей; коррелированного (локализованного) разрыва связей; разрыва тела. Из этого определения очевидно, что прежде, чем переходить к детальному рассмотрению указанных стадий, необходимо знать, что представляют собой межатомные связи в твердых телах и их особенности в металлах.

Типичная кривая энергии взаимодействия двух атомов представлена на рис. 1. Она суммируется из двух кривых — притяжения на больших расстояниях и отталкивания на малых.

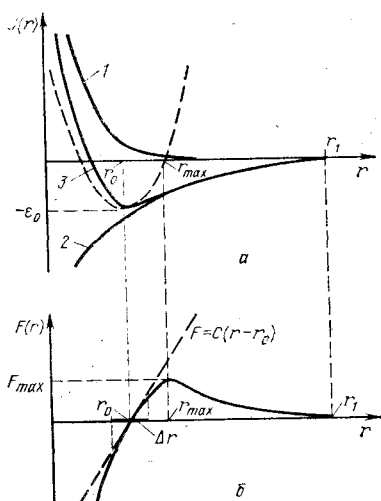


Рис. 1. Зависимость энергии  $U$  (а) и силы  $F$  (б) межатомного взаимодействия от расстояния  $r$  между атомами:

1 — кривая отталкивания; 2 — кривая притяжения; 3 — результирующая кривая; штриховые кривые соответствуют гармоническому приближению

Отталкивания на малых. Очевидно, что для появления минимума энергии и положения устойчивого равновесия необходимо, чтобы силы притяжения спадали медленнее, чем силы отталкивания.

Имеется несколько аппроксимационных кривых, представляющих кривую взаимодействия. Рассмотрим кривые потенциала:  $U(r) = (A/r^m) - (B/r^n)$  и кривые Морзе:  $U(r) = A \exp \times (-\alpha r) - B \exp (-\beta r)$ , в которых первые члены описывают отталкивание, а вторые описывают притяжение. Параметры  $A$ ,  $B$ ,  $m$  и  $n$  или  $A$ ,  $B$ ,  $\alpha$  и  $\beta$  определяются из сравнения с

постоянной решетки, энергией связи, коэффициентом температурного расширения и т. д.

В простейшем случае

$$U(r) = \frac{m\varepsilon_0}{m-n} \left[ \frac{n}{m} \left( \frac{r_0}{r} \right)^m - \left( \frac{r_0}{r} \right)^n \right], \quad (1)$$

где  $r_0$  — равновесное межатомное расстояние;  $\varepsilon_0$  — энергия связи (рис. 1, а). Или, еще более частный случай:

$$U(r) = 2\varepsilon [0,5 (r_0/r)^{12} - (r_0/r)^6], \quad (2)$$

называемый потенциалом Джонсона. Для потенциала Морзе часто применяется приближение с одним параметром  $\alpha$ :

$$U(r) = \varepsilon_0 (\exp[-2\alpha(r-r_0)] - 2 \exp[-\alpha(r-r_0)]). \quad (3)$$

Из общего вида кривой межатомного взаимодействия можно сделать несколько очевидных выводов.

1. Потенциальная кривая имеет один минимум, соответствующий равновесному расстоянию между атомами при  $r=r_0$ .

2. В точке  $r=r_{\max}$  сила взаимодействия между атомами максимальна  $F=F_{\max}$ , а при  $r=r_1$  обращается в 0. Этой точке  $r_m$  соответствует точка  $\partial^2 U(r)/\partial r^2|_{r=r_{\max}}=0$  на кривой потенциальной энергии.

3. Вблизи  $r_0$  [на участке  $(r_0-\Delta r) < r < (r_0+\Delta r)$ ] кривая потенциальной энергии может быть аппроксимирована параболой, а сила — прямой:

$$U(r) \approx -\varepsilon_0 + 0,5C(r-r_0)^2, \quad (4)$$

$$F(r) = -\partial U(r)/\partial r = -C(r-r_0). \quad (5)$$

Это приближение называется гармоническим или приближением линейной теории упругости. Очевидно, что в гармоническом приближении энергия связи атомов бесконечно велика и  $F_{\max} \rightarrow \infty$ . Поэтому его можно использовать только для расчета малых упругих деформаций и гармонических колебаний. Обычно  $\Delta r/r \lesssim 0,1$ .

Параметры кривой —  $\varepsilon_0$  (энергия связи),  $r_1$  (закон спада) и зависимость вида кривой от направления  $U=U(r, \varphi)$  являются основными характеристиками межатомных связей. Энергия отталкивания связана с деформацией электронных оболочек атомов при их соприкосновении. Она качественно подобна для всех атомов. Энергия притяжения сильно зависит от строения внешней электронной оболочки атомов, поэтому она ме-

няется при переходе от одних атомов к другим. Различают несколько основных типов связей:

1. *Связи Ван-дер-Ваальса*, являющиеся результатом поляризации атомов или молекул. Это связи слабые (энергия связи  $\epsilon_0$  существенно меньше электрон-вольта; центральные  $[U=U(\varphi)]$  и сравнительно дальнедействующие  $[U(r) \sim r^{-6}]$ , т. е. формально  $r_1 \rightarrow \infty$ . Их надо учитывать, например, при сшивке полимерных молекул между собой. В частном случае для атома водорода связь может быть несколько прочнее ( $\epsilon_0 \sim 1$  эВ—лед).

2. *Ионные связи*, образующиеся благодаря притяжению разноименных ионов (например,  $\text{Na}^+$  и  $\text{Cl}^-$ ). Кулоновские силы, очевидно, центральные, дальнедействующие и сильные.

3. *Ковалентные связи*, притяжение при которых обусловлено формированием общих для двух атомов электронных орбит. Поскольку для этого атомы должны сойтись почти вплотную, то ковалентная связь — короткодействующая ( $(r_1 - r_0)/r_0 < 1$ ). Кроме того, она обычно сильная ( $\epsilon_0 > 1$  эВ) и нецентральная ( $U=U(r, \varphi)$ ), так как связи могут быть образованы только под углами, соответствующими максимальным плотностям  $\psi$ -функции внешних электронов.

При рассмотрении кристаллов мы имеем:

1. Кривая  $U(r)$  является результатом взаимодействия данного атома с несколькими соседними. Несмотря на то что она имеет вид, показанный на рис. 1, ее параметры ( $r_0, r_1, \epsilon_0$ ) несколько изменяются.

2. Направленный характер ковалентных связей, который приобретает большую роль. Число ближайших соседей  $n_k$  данного атома обычно равно числу направленных связей, которые он может образовать. Так, W и Mo кристаллизуются в о. ц. к. решетку с  $n_k=8$ , а углерод — в алмазную с  $n_k=4$ .

Центральные связи свидетельствуют о симметричном (шарообразном) распределении  $\psi$ -функции электронов атомов. Такой форме соответствуют г. ц. к. или г. п. у. решетки с  $n_k=12$ , получающиеся, например, при плотной укладке шаров. Если направленность связи выражена не сильно, то могут наблюдаться переходы г. ц. к. — о. ц. к. из-за энтропийных факторов.

3. Новый тип связи в кристаллах — металлический. При кристаллизации атомов, имеющих слабо связанные электроны на внешней оболочке, происходит их ионизация. Электроны отрываются от ионных остовов и зани-

мают внутри решетки наиболее энергетически выгодные положения. Уменьшение общей энергии системы при таком переходе называется металлической связью.

Поскольку в основе металлической связи лежит чисто кулоновское взаимодействие электронов и ионов,  $U(r) = \alpha/r$ , то она — центральная. Ее энергия обычно не велика:  $\varepsilon_0 = 1 \div 2$  эВ, причем она тем больше, чем меньше постоянная решетки.

Наиболее сложный вопрос — радиус действия металлической связи. Электроны, потерявшие связи со своими ионами, образуют так называемую «электронную плазму», которая может свободно перемещаться внутри металла под действием электрических, магнитных и тепловых полей. Поэтому они экранируют любые поля на больших расстояниях. В частности, электрическое поле точечного источника  $U(r) = \alpha/r$  превращается в поле  $Ur = \alpha/r \exp(-r/r_d)$ , где  $r_d$  — радиус Дебая, а само экранирование называется дебаевским.

Поэтому для металлической связи  $r_1 \approx r_d$ . Для металлов  $r_d = (2-3)r_0 = (2-3)a$ , т. е. составляет несколько межатомных расстояний. Это обстоятельство играет принципиальную роль в физике пластической деформации и разрушения. Оно означает, что в металле нельзя в принципе выделить отдельные межатомные связи. Каждый атом, даже в приближении парных сил<sup>1</sup>, взаимодействует со всеми атомами на расстоянии  $2-3a$ , т. е. с группой из 20—40 атомов. Поэтому для металлов физически бессмысленно говорить о разрыве отдельных межатомных связей. Для образования элементарного разрыва в металле необходимо развести на расстояние  $r > r_1 \approx 3a$  две группы атомов по 15—20 атомов в каждой группе. Любые перемещения меньших групп атомов будут означать или локальное ослабление связей (локальное увеличение энергии) при  $r \leq r_1$ , или образование точечных дефектов при  $r > r_1$ .

Тем не менее изучение элементарного разрушения полезно начать с разрыва связи в двухатомной молекуле. Пусть к атомам, составляющим молекулу, приложена

<sup>1</sup> Парными называются силы, которые можно выразить в виде сумм по всем парам атомов. Так энергия взаимодействия  $i$ -того атома в этом приближении  $U_i = \sum_{i \neq k} U_{ik}(\vec{r}_i - \vec{r}_k)$ . Это приближение является достаточно хорошим (ошибка  $\sim 10\%$ ) только для щелочных металлов. В общем случае в энергию взаимодействия вносят вклад тройные и т. д. члены вида  $U_{ihl}(\vec{r}_i, \vec{r}_h, \vec{r}_l)$ .

сила  $F < F_{\max}$ . Тогда у молекулы появляются два положения равновесия: устойчивое при  $r = r_\alpha$  и неустойчивое при  $r = r_\beta$  (рис. 2, а). Энергия с учетом работы приложенной силы приобретает вид, изображенный на рис. 2, б. Положению  $r = r_\alpha$  соответствует минимум энергии, а  $r = r_\beta$  — максимум. Если атомам сообщить добавочную энергию  $\Delta U(F)$ , равную разности минимумов и максимумов, то ее можно перевести из состояния устойчивого равновесия в неустойчивое, т. е. разорвать.

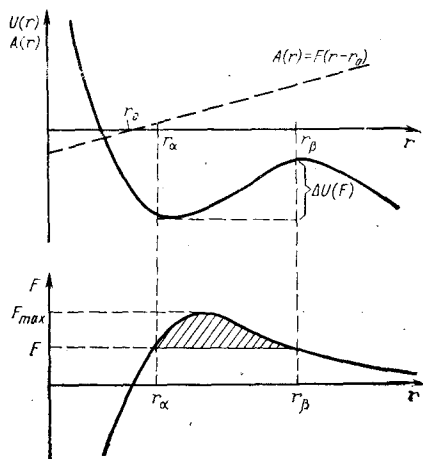


Рис. 2. Потенциальная энергия разрыва двухатомной молекулы, растянутой силой  $F < F_{\max}$

Из рисунка видно, что  $U(F) = \int_{r_\alpha}^{r_\beta} (F(r) - F) dr$ . Покажем это на примере. Разложим  $U(r)$  в ряд вблизи  $r_0$  до третьего члена:

$$U(r) = -\epsilon_0 + 0,5C(r - r_0)^2 - D(r - r_0)^3/6 + \dots; \quad (6)$$

$$F(r) = -C(r - r_0) + D(r - r_0)^2/2 - \dots \quad (7)$$

Положив  $F = 0$ , получим  $r_1 = r_0 + 2C/D$ .

Если приложить силу  $F$ , то положения равновесия определяются из уравнения  $F + F(r) = 0$ , при этом

$$r = r_0 + C/D [1 \pm \sqrt{1 - (2DF/C^2)}]. \quad (8)$$

Предположим для простоты, что формула (6) справедлива для всех  $r$  (как и всякое разложение в ряд, она верна лишь для  $\Delta r/r \ll 1$ ). Тогда в формуле (8) знак (+) в скобке определяет  $r_\beta$ , а знак (—)  $r_\alpha$ . Так, при  $2DF/C^2 \ll 1$   $r_\alpha = r_0 + F/C$ ;  $r_\beta = r_1 - F/C$ . По определению

$$\epsilon_0 = - \int_{r_0}^{r_1} F(r) dr = 2C^3/3D^2. \quad \text{Тогда} \quad \Delta U(r) = \int_{r_\alpha}^{r_\beta} (F(r) - F) dr = \epsilon_0 - \gamma F, \quad \text{где} \quad \gamma \approx 2C/D.$$



Если добавочная энергия получена молекулой за счет тепловых флуктуаций, вероятность которых  $P = \exp(-U/kT)$ , то разрыв молекулы произойдет за среднее время  $t = \nu_0^{-1} \exp[(\epsilon_0 - \gamma F)/kT]$ , где  $\nu_0$  — частота колебаний молекулы.

Все эти оценки были проведены только для иллюстрации. Ясно, что к изолированной молекуле не просто приложить силы. Еще более трудным является вопрос о тепловых флуктуациях. Тем не менее этот пример хорошо иллюстрирует следующие основные положения: межатомная связь может быть разорвана силой  $F \geq F_{\max}$  за время порядка  $\nu_0^{-1}$ ; или силой  $F < F_{\max}$  благодаря добавочному притоку энергии  $\Delta U(F)$  из окружающей среды за время, необходимое для ожидания этого притока (например, в виде энергии тепловой флуктуации).

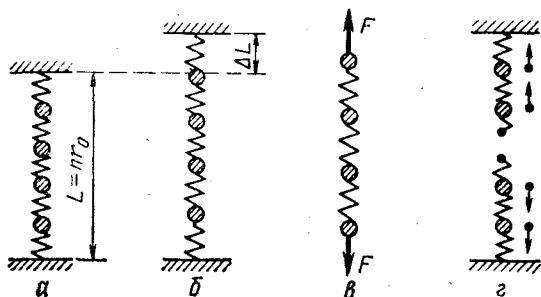


Рис. 3. Одномерный разрыв атомной цепочки:

а — исходное состояние; б — растянутое состояние с закрепленными концами; в — растяжение постоянной силой  $F$ ; г — коррелированное движение атомов после разрыва

Рассмотрим еще пример — разрыв атомной или молекулярной цепочки из  $n$  звеньев (рис. 3). Пусть такая цепочка растянута силой  $F$ , после чего концы ее закрепляются (рис. 3, б). Тогда упругая деформация цепочки  $\epsilon = F/Cr_0$ , а запас упругой энергии  $W = nW_1 = n(F\Delta r/2) = = nF^2/2C$ .

Примем для простоты, что атомы перемещаются только вдоль цепочки и энтропийные члены не существенны. Тогда разрыв цепочки возможен только в том случае, если запасенная в ней энергия больше энергии связи, т. е.  $nF^2/2C \geq \epsilon_0$ . В противном случае, даже если связь и будет временно разорвана, благодаря притоку энергии из среды, она сразу восстановится после оттока

энергии. Поэтому область нагрузок можно представить состоящей из трех частей:

1.  $F < F_w = \sqrt{2C\varepsilon_0/n}$  — безопасные нагрузки. Разрыв цепочки энергетически невыгоден.

2.  $F_w \leq F < F_{\max}$  — разрыв цепочки выгоден, он может произойти только за счет тепловых флуктуаций, так как связи еще механически стабильны.

3.  $F \geq F_{\max}$  — связи механически нестабильны, их разрыв — силовой и происходит за время, равное примерно периоду колебаний. Если же на границах цепочки задана сила (рис. 3, в), которая совершает работу в процессе разрыва, то  $F_w \rightarrow 0$ , и разрыв энергетически выгоден для любой, сколь угодно малой силы.

Несмотря на искусственность этого примера, он демонстрирует два общих для теории разрушения момента.

Различие разрывов благодаря только запасенной энергии (рис. 3, б) и с учетом работы внешней силы (рис. 3, в), т. е. случаев с закрепленными и подвижными границами.

2. Наличие трех областей напряжений (безопасной, термоактивационной и силовой) для случая с закрепленными границами.

Ранее мы несколько раз пользовались понятием тепловой флуктуации. Считают, что благодаря ей возможен временный приток тепловой энергии к атомам цепочки из окружающего объема. Обычно вероятность тепловой флуктуации с энергией  $\varepsilon \geq \varepsilon_0$  равна  $P = \exp(-\varepsilon_0/kT)$ , однако применение этой формулы к задаче о разрыве цепочки содержит несколько неясных до сих пор моментов.

1. Вероятность  $P$  относится к степени свободы. В атомной цепочке, как и в кристалле, степенями свободы являются фононы, у которых энергия распределена на расстоянии нескольких длин волн. Для разрыва связи необходимо, чтобы она сосредоточилась на нескольких атомах, т. е. не ясно, какое  $\varepsilon$  следует подставлять в выражение вероятности  $P$ , чтобы на связи сосредоточилась энергия, достаточная для разрыва, а после разрыва группы атомов по обе стороны от него коррелированно разошлись (рис. 3, г).

2. Формула для  $P$  справедлива лишь для отдельных степеней свободы. Но для разрыва необходима такая концентрация энергии и такая высокая плотность фононов, что считать их независимыми степенями свободы

уже нельзя. При этих условиях требуется корректное решение задачи о притоке энергии (в том числе — упругой) в данный микрообъем цепи.

## 2. Трещина Гриффитса. Силовой и энергетический критерии

Рассмотрим разрушение на макроскопическом уровне. Первая физическая модель, объясняющая низкую реальную прочность твердых тел, принадлежит Гриффитсу. Известно, что при  $F \gg F_{\max}$  межатомная связь разрывается безактивационно. По порядку величины  $F_{\max} = (1/3 - 1/2) C (r_{\max} - r_0) \approx (1/5 - 1/10) Ca$ .

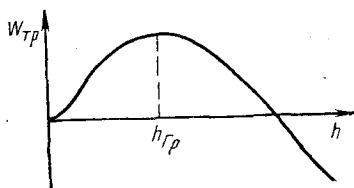
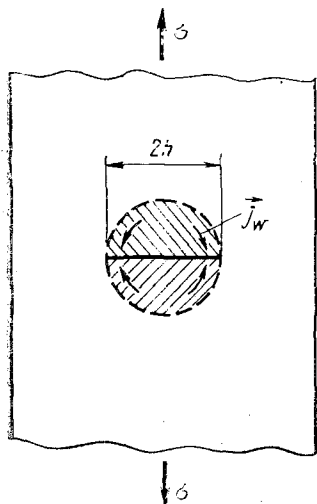


Рис. 4. Дiskoобразная трещина в теле, находящемся под действием растягивающих напряжений  $\sigma$  ( $j_w$  — поток упругой энергии к вершине трещины)

Рис. 5. Зависимость энергии  $W_G$  дiskoобразной трещины от ее размера  $h$

На единице площади располагается  $N \approx a^{-2}$  атомов. Отсюда безактивационному разрушению соответствует напряжение, называемое теоретической прочностью:  $\sigma_{\text{теор}} = F_{\max}/a^2 \approx E/10$ ;  $E = C/a$ , здесь  $E$  — модуль Юнга (рис. 1), где  $\sigma = F/a^2 = (C/a) (r-a)/a = E\varepsilon$ . Для металлов  $E \sim 10^2$  ГПа =  $10^{11}$  Па. Реальные твердые тела разрушаются при напряжениях  $10^2$  МПа — 10 ГПа, т. е. в 10—1000 раз меньших. Для объяснения этого факта Гриффитс предложил, что все тела в исходном состоянии содержат трещины.

Приведем качественную оценку, соответствующую расчетам Гриффитса [39]. Пусть в теле, находящимся

под действием растягивающих напряжений  $\sigma$ , имеется дискообразная трещина (рис. 4). Определим энергию трещины  $W_{\text{тр}}$ , как разность энергий тела с трещиной и без нее. Прежде всего, в теле появились две новые свободные поверхности площадью  $\pi h^2$ . Введем  $\gamma$ —удельную поверхностную энергию. Тогда добавочная энергия, определяемая свободными поверхностями,  $W_{\gamma} = 2\gamma\pi h^2$ .

В теле под действием растягивающих напряжений запасается упругая энергия  $\sigma\varepsilon/2 = \sigma^2/2E = E\varepsilon^2/2$  ( $\varepsilon = \sigma/E$  — упругая деформация).

После раскрытия трещины эта энергия в объеме  $\sim h^3$  (точнее  $4\pi h^3/3$ ) релаксирует, стекая к вершинам трещины, и превращается в поверхностную. Из-за этого энергия системы понижается  $W_{\sigma} \approx (4\pi h^3/3) (\sigma^2/2E)$ . Окончательно имеем:

$$W_c = W_{\gamma} - W_{\sigma} = 2\pi\gamma h^2 - 2/3\pi (\sigma^2/E) h^3.$$

Равновесие достигается при  $\partial W_c / \partial h|_{h=h_{\text{ГР}}} = 0$ , т. е.  $h_{\text{ГР}} = 2\gamma E / \sigma^2$ . При этом  $\partial^2 W / \partial h^2|_{h=h_{\text{ГР}}} = 4\pi\gamma - (4\pi\sigma^2/E) h_{\text{ГР}} = 4\pi[\gamma - (\sigma^2/E) (2\gamma E / \sigma^2)] = -4\pi\gamma < 0$ , т. е. полученное равновесие неустойчиво (рис. 5). Результат точного вывода Гриффитса отличается от приведенного выше на множитель  $\sim 1$ . Этот множитель зависит от формы трещины и ее положения в теле, поэтому мы запишем условие Гриффитса в виде

$$h \geq h_{\text{ГР}} = \alpha (\gamma E / \sigma^2), \quad (9)$$

где  $\alpha \sim 1$  — коэффициент, зависящий от геометрии задачи. При  $h > h_{\text{ГР}}$  рост трещины энергетически выгоден, при  $h < h_{\text{ГР}}$  — выгодно ее захлопывание.

Дальнейшие рассуждения Гриффитс строил следующим образом. Пусть в теле никакая пластическая деформация невозможна. Если в нем есть набор микро-трещин, то размеры и форма их сохраняются до  $\sigma < \sigma_{\text{кр}} = \sqrt{a\gamma E / h_{\text{мах}}}$ , где  $h_{\text{мах}}$  — максимальный размер трещины. При этом тело деформируется чисто упруго. В случае  $\sigma = \sigma_{\text{кр}}$  рост максимальной трещины становится энергетически выгодным, она стартует и разрывает тело.

На самом деле такие рассуждения справедливы только для трещин с очень острой вершиной. Если в теле имеется отверстие с характерным размером  $h$  и радиусом кривизны вершины  $\xi$ , то максимальные растягивающие напряжения около вершины

$$\sigma_{\max} = \beta \sigma \sqrt{h/\xi}, \quad (10)$$

где  $\beta \sim 1$  — численный коэффициент, зависящий от формы и местоположения трещины. Подставив в (10) выражение для критического размера  $h_{\text{гр}}$ , получим:

$$\sigma_{\max} = \alpha^{1/2} \beta \sqrt{\gamma E/\xi}. \quad (11)$$

Из рис. 1 видно, что  $\gamma \approx (F_{\max}/a^2) (r_1 - r_0) \approx \sigma_{\text{теор}} a$ . Обычно используется выражение  $\gamma = Ga/8$ , где  $G$  — модуль сдвига. Подставив эти значения в (11), получим:

$$\sigma_{\max} \approx \sigma_{\text{теор}} \sqrt{a/\xi}. \quad (12)$$

Этот результат очень важен. Он показывает, что только при  $\xi \approx a$  напряжения в вершине гриффитсовской трещины достигают предельных, под действием которых атомные связи разрываются за время, порядка  $v_0^{-1}$ . При  $\xi \gg a$   $\sigma_{\max} \ll \sigma_{\text{теор}}$ , и безактивационный рост трещины невозможен. Таким образом, при  $h > h_{\text{гр}}$ , но  $\xi \gg a$  рост трещины энергетически выгоден, но подход Гриффитса не дает никаких указаний о возможных микроскопических механизмах такого роста и, следовательно, не позволяет вычислить скорость трещины<sup>1</sup>. См. также [40—41].

В механике разрушения используются обычно два вида критериев: силовой и энергетический. Согласно силовому критерию локальные напряжения  $\sigma_{\text{л}}$  в месте зарождения микротрещины или вершины микротрещины должны превосходить напряжение теоретической прочности:

$$\sigma_{\text{лmax}} \gg \sigma_{\text{теор}}. \quad (13)$$

Согласно энергетическому критерию рассматриваемый процесс должен быть энергетически выгодным

$$\partial W_c / \partial h \leq 0. \quad (14)$$

(Вообще, следует рассматривать изменение не потенциальной, а свободной энергии. Но общий вклад энтропийного члена существенен только для разрыва длинных полимерных цепей. Для металлов им всегда можно прене-

<sup>1</sup> Теория Гриффитса была предложена для абсолютно хрупких тел, у которых  $\xi \approx a$  и скорость трещины  $v_{\text{тр}} \approx a v_0^{-1} \lesssim v_{\text{зв}}$ . Для пластичных тел  $\xi \gg a$  и теория Гриффитса не применима. Однако гриффитсовский размер  $h_{\text{гр}}$  остается важным параметром теории, характеризующим предел, после которого хрупкий рост трещины не запрещен термодинамикой.

бречь). В механике эти критерии часто считались эквивалентными, т.е. предполагалось, что при выполнении энергетического критерия  $\sigma_{\text{л}} = \sigma_W = \sigma_{\text{теор}}$ . Но на рассмотренных выше примерах атомной цепочки и трещины Гриффитса мы видели их принципиальное различие. Если выполняется силовой критерий  $\sigma_{\text{л}} \geq \sigma_{\text{теор}}$ , то сцепление между атомами не способно удержать их рядом, разрушение связей происходит за время порядка периода межатомных колебаний и распространяется со скоростью порядка скорости звука. Следовательно, силовой критерий — это критерий механической неустойчивости.

При выполнении энергетического критерия (14) при  $\sigma_{\text{л}} \geq \sigma_W$  можно только утверждать, что рост трещины от  $h$  до  $h+dh$  энергетически выгоден. Следовательно, в общем случае ( $\xi \gg a$ ) существует интервал локальных напряжений

$$\sigma_{\text{теор}} > \sigma_{\text{л}} \geq \sigma_W, \quad (15)$$

при котором разрыв каких-либо связей уже выгоден термодинамически, но еще не может быть осуществлен силовым образом [42—45]. Это эквивалентно утверждению, что между начальным (без разрыва) и конечным (с разрывом) состояниями существует потенциальный барьер. Пример такого барьера (между точками  $r_\alpha$  и  $r_\beta$ ) приведен на рис. 3. Единственная возможность разрыва в этих условиях — действие локальной тепловой флуктуации, которая способна перебросить систему через барьер. Следовательно, энергетический критерий есть критерий термической неустойчивости. Эта точка зрения на роль тепловых флуктуаций при разрывах связей и легла в основу кинетической концепции разрушения академика С. Н. Журкова [32—33].

Высота потенциального барьера и определение условий, при которых он может быть преодолен за реальные времена, зависят от микроскопического механизма атомных перестроек, приводящих к разрыву. Переход от неразорванного в разорванное состояние часто может быть осуществлен несколькими конкурирующими способами. Рассмотрение возможных механизмов атомных перестроек, их сравнение и расчеты скоростей перехода являются одной из основных задач физики разрушения.

Напомним, что в металлах между собой взаимодействуют большие группы атомов одновременно и там нельзя говорить о разрыве отдельных межатомных связей. Поэтому элементарная перестройка, приводящая к разрыву

вам, по необходимости является коллективным процессом, охватывающим одновременно несколько десятков атомов. При этом она не может быть простым разделением группы атомов на две части, так как энергия активации будет слишком велика:  $\Delta U \approx n\epsilon_0$ . При  $n \sim 20$   $\Delta U = 20—100$  эВ; такую энергию невозможно получить за счет тепловых флуктуаций.

Таким образом, силовой критерий является достаточным, а энергетический — необходимым.

### 3. Пластическая деформация и разрушение

#### *Классификация трещин*

В чистом виде подход Гриффитса применим только к абсолютно хрупкому телу. В большинстве реальных твердых тел, особенно в металлах, пластическая деформация начинается при сравнительно низких напряжениях, гораздо ниже предела теоретической прочности  $\sigma_{\text{теор}}$ . Поэтому в местах с повышенными напряжениями (например, у вершины трещины) пластическая деформация может начаться раньше разрушения и существенно изменить его характер. Далее будет показано, что пластическая деформация, протекающая под действием локальных напряжений, всегда их «размазывает» — уменьшает около самого концентратора и увеличивает в его окрестности [36—37].

Но возможно и противоположное влияние пластической деформации на разрушение. Микропластическая деформация неоднородна по самой своей природе (см. гл. 2). Мы увидим, что всякая неоднородность пластической деформации создает новые концентраторы напряжения [31]. Поэтому влияние пластической деформации на разрушение двойственно: во-первых, хаотичность и неоднородность микропластической деформации все время создает концентраторы напряжений, чем способствует разрушению, во-вторых, направленная микропластическая деформация около уже существующих концентраторов напряжения уменьшает их и тормозит разрушение.

Указанные влияния проявляются на разных стадиях процесса разрушения, способствуя зарождению новых микротрещин и тормозя уже имеющиеся микротрещины. Сложный, диалектический характер взаимосвязи процессов пластической деформации и разрушения является главной чертой металлов, основным объектом физической теории их разрушения.

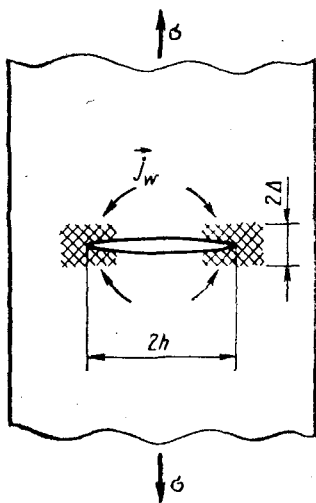


Рис. 6. Рост трещины в пластичном материале:

$2\Delta$ —толщина пластической зоны

Рассмотрим процесс роста макротрещины в пластическом материале чисто феноменологически, используя энергетический критерий. Пусть, как и раньше, в теле с нормальными растягивающими напряжениями  $\sigma$  есть трещина с радиусом  $h$  (рис. 6). Вблизи вершины ее создаются касательные напряжения  $\tau_{тр}$ , которые и вызывают появление так называемой пластической зоны. По мере продвижения трещины, некоторый слой тела  $\Delta$ , прилегающий к поверхности трещины, оказывается сильно продетформированным, а сама пластическая зона смещается вперед, все время обгоняя вершину трещины. Рассмотрим случай, когда толщина слоя  $\Delta$

и величина пластической деформации в нем  $\epsilon_{п.тр}$  постоянны (не зависят от размеров трещины). Тогда на единицу объема пластической зоны локальные напряжения  $\tau_{тр}$  совершают работу  $A = \tau_{тр} \epsilon_{п.тр}$  на единицу поверхности трещины:

$$\gamma_{п.л} = A 2\Delta = 2\tau_{тр} \epsilon_{п.тр} \Delta. \quad (16)$$

Очевидно, что при  $\epsilon_{п.тр} = \text{const}$ ;  $\Delta = \text{const}$ ,  $\tau_{тр} = \text{const}$  и  $\gamma_{п.л} = \text{const}$ .

Это означает, что вывод Гриффитса можно повторить, добавив член (16). В результате для роста трещины получим условие:

$$h \geq h_{ор} = \alpha (\gamma_{эфф} E / \sigma^2), \quad (17)$$

где  $\gamma_{эфф} = \gamma + \gamma_{п.л}$ ;  $h_{ор}$ —критический размер Орована.

Оценим  $h_{ор}$ . Толщина слоя с большой пластической деформацией обычно не велика  $\Delta = 1-3$  мкм: сама деформация может сильно варьировать от  $\epsilon_{п.тр} = 0,1$  до  $3-5$ , т. е. очень больших величин ( $\sim 500\%$ ), деформирующее напряжение  $\tau_{тр}$  также весьма сильно различается для разных веществ: от 50 до 500 МПа и более. В результате  $\gamma_{эфф} = 2\tau_{тр}\epsilon_{п.тр}\Delta = 2 \cdot 2 \cdot 10^{-6} \text{ м} \cdot 5 \cdot 10^7 \text{ Па} = 200 \text{ Дж/м}^2 \div 2 \cdot 5 \cdot 10^{-6} \text{ м} \cdot 5 \cdot 10^8 \text{ Па} \cdot 5 = 2,5 \cdot 10^4 \text{ Дж/м}^2$ .



Для  $\gamma$  мы пользовались оценкой  $\gamma \approx Ga/8$ , что при  $G = 5 \cdot 10^{10}$  Па,  $a = 3 \cdot 10^{-10}$  м дает  $\gamma \approx 2$  Дж/м<sup>2</sup>. Следовательно, для пластических тел  $\gamma_{п.л} = (10^2 - 10^4) \gamma \approx \gamma_{эфф}$ , т. е. энергией свободной поверхности можно пренебречь по сравнению с работой пластической деформации в пластической зоне.

Подставив в выражение для гриффовского размера  $\gamma$ , имеем при  $\sigma = 200$  МПа  $h_{Гр} \approx \gamma E / \sigma^2 = 2$  Дж/м<sup>2</sup>  $\cdot 10^{11}$  Па /  $(2 \cdot 10^8 \text{ Па})^2 \approx 5 \cdot 10^{-6}$  м — величину порядка нескольких микрометров.

Размер Орована на несколько порядков больше:

$h_{ор} = (\gamma_{эфф} / \gamma) h_{Гр} \approx (\gamma_{п.л} / \gamma) h_{Гр} = (10^2 - 10^4) h_{Гр} = 5 \cdot 10^{-3}$  м — 0,5 м, т. е. для очень пластичных материалов может доходить до макроскопических величин. Для слабопластичных тел  $\gamma_{п.л} = (3 - 10) \gamma$  и  $h_{ор} = (4 - 10) h_{Гр}$ .

Размер трещин, при котором напряжения в ее вершине становятся выше теоретических  $h_\sigma$  и она теряет механическую стабильность, еще выше.

На основе проведенных оценок все трещины в зависимости от их размеров можно разбить на четыре группы [43, 44, 46].

### I. Микротрещины ( $h < h_{Гр}$ ).

Это трещины, зарождение и рост которых в поле однородных напряжений энергетически невыгоден. Следовательно, они могут появляться только благодаря концентраторам напряжений, прежде всего вследствие неоднородной пластической деформации и работе внешних сил на этой деформации.

### II. Переходные трещины ( $h_{ор} > h \geq h_{Гр}$ ).

Пластическая зона около вершины такой трещины меньше равновесной ( $\gamma_{эфф} < \gamma_{п.л}$ ). Неоднородность внешней (по отношению к трещине) пластической деформации играет важную роль. Для хрупких тел  $\gamma_{эфф} = \gamma$  и эта область отсутствует<sup>1</sup>.

### III. Макротрещины ( $h_{ор} > h \geq h_\sigma$ ).

Притока релаксирующей упругой энергии  $j_w$  (рис. 4) уже достаточно для покрытия затрат на формирование равновесной пластической зоны с  $\gamma_{эфф} \approx \gamma_{п.л}$ . Но так как  $h < h_\sigma$ , то напряжения в вершине трещины еще меньше теоретических. Поэтому такая трещина может расти

<sup>1</sup> Вывод Гриффитса можно повторить для любого дефекта, создающего около себя перенапряжения. Поэтому под  $h_{Гр}$  можно понимать не обязательно только размер критической трещины, а также и размер любого исходного дефекта с заменой  $E$  на некоторую комбинацию модулей, характеризующих бездефектный материал и сам дефект.

только за счет тепловых флуктуаций. Пластическая деформация в зоне приводит к затуплению вершины трещины  $\xi \gg a$ , следовательно, делает ее механически стабильной.

#### IV. Магистральная трещина ( $h \geq h_0$ ).

Напряжения в вершине ее порядка теоретических  $\sigma_{\text{д}} \geq \sigma_{\text{теор}}$ , и, значит, скорость порядка скорости звука.

По этой классификации надо сделать еще несколько замечаний.

1. Разрушение — это многостадийный процесс, в течение которого меняются размеры трещин, их форма, микроскопические механизмы роста. Поэтому в общем случае разрушение нельзя рассматривать в рамках какой-либо одной микроскопической модели.

2. Кроме размеров, следующих из энергетических и силовых условий, в металлах обычно имеются характеристические структурные размеры, влияющие на рост трещин, например размеры зерен, субзерен, выделений других фаз и т. д. Трещина может тормозиться на границах раздела, что приведет к накоплению трещин соответствующего размера.

3. По мере роста трещин меняется роль пластической деформации в разрушении: она способствует зарождению и росту трещин с  $h < h_{\text{гр}}$  и стабилизирует трещины с  $h > h_{\text{гр}}$ .

4. Для различных конкретных случаев одна или несколько стадий процесса разрушения могут отсутствовать. Так для хрупких тел  $h_{\text{гр}} \approx h_0$ . Порядок характеристических длин и отношения между ними определяют макроскопический характер разрушения.

### 4. Виды разрушения

Макроскопический характер разрушения зависит от соотношений между физическими параметрами. Действительно, известно много видов макроскопических изломов, различных трещин и т. д. Тем не менее, в основе всех видов разрушения лежит небольшое число близких физических микроскопических процессов. Основная наша цель — показать, как из небольшого набора физических моделей, «кирпичей» построить самые разнообразные макроскопические модели, описывающие совершенно различные с первого взгляда случаи макроскопических разрушений. Рассмотрим некоторые случаи макроскопических разрушений (рис. 7).

Простейшим способом разделения тела на две части является пластическое соскальзывание одной части монокристалла относительно другой по какой-либо из плоскостей легкого скольжения (рис. 7, а). Но встречается оно в металлах крайне редко и практического значения не имеет.

Более частый случай — разрушение срезом, макроскопически не отличается от соскальзывания, но имеет совсем другую природу и может быть легко идентифи-

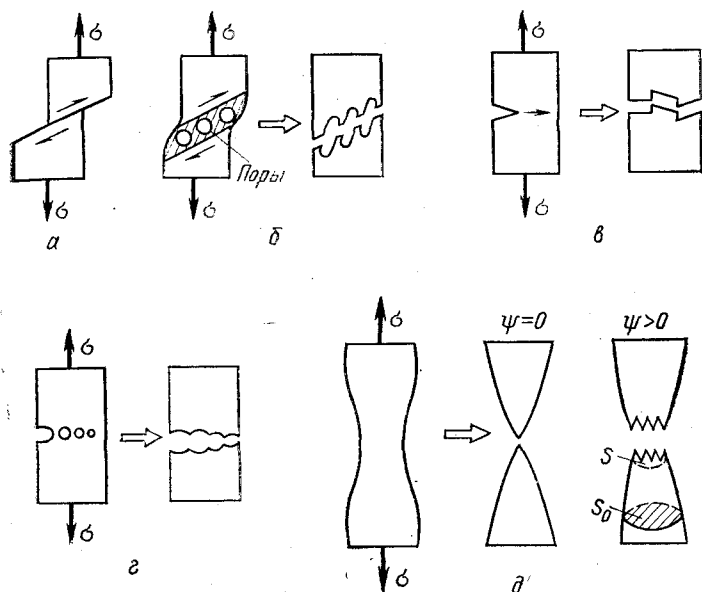


Рис. 7. Типы макроскопического разрушения:

а — проскальзывание; б — срез; в — рост хрупкой трещины; г — рост вязкой трещины; д — потери макроскопической устойчивости

цировано по характерной поверхности излома. Разрыв происходит в результате образования большого числа микротрещин вдоль какой-либо линии течения и потери пластической устойчивости вдоль нее. При этом линия течения не обязательно совпадает с каким-либо кристаллографическим направлением, вследствие чего этот вид разрушения может встречаться и в поликристаллах. Форма микротрещин после начала пластической неустойчивости также искажается, они вытягиваются в направлении течения, образуя системы вытянутых эллипсо-

идальных ямок, с противоположными направлениями вытягивания на разных берегах среза (рис. 7, б).

Наиболее опасным с технической точки зрения является разрушение вследствие роста хрупкой трещины из какого-либо исходного дефекта типа надреза. При этом макроскопическая пластическая деформация может быть исчезающе мала ( $\epsilon_n \rightarrow 0$ ), так что ничто не предупреждает нас о начале разрыва. А так как такая трещина развивается очень быстро ( $v_{тр} \approx v_{зв}/4$ ), то и последствия бывают часто самые катастрофические.

В чисто хрупком случае поверхности разрушения состоят из набора атомно-гладких фасеток с кристаллографической ориентацией при внутризеренном разрушении или участков межзеренных границ при межзеренном разрушении.

При квазихрупком изломе, когда около вершины трещины формируется пластическая зона (рис. 6), поверхности разрушения соответствуют пластическому случаю ( $\epsilon_{п.тр} \geq 1$ ), образуя хаотический рельеф с большим числом выступов и впадин даже при средней пластической деформации тела  $\bar{\epsilon}_n$ , близкой к нулю.

Всякое разрушение, происходящее после больших обших пластических деформаций ( $\epsilon_n = 0,1-1$ ), подразделяется обычно на два случая: разрушение от вязкой трещины (рис. 7, г) и разрушение из-за потери макроскопической устойчивости; в частном случае — образования шейки (рис. 7, в). Пока еще не ясно, имеется ли между ними качественное различие, возможно, что это чисто внешние проявления одного и того же процесса, так как в вершине макротрещины (рис. 7, г) наблюдаются пластические неустойчивости, аналогичные шейке, и, наоборот, шейку можно рассматривать, как предельно затупленную макротрещину. В зависимости от концентрации распределения и стабильности микротрещин в области шейки окончательная форма излома может быть в последнем случае острой (ножевидной или игольчатой) или затупленной с пластическим рельефом (рис. 7, д). В технике это свойство характеризуется коэффициентом  $\psi = S/S_0$  — отношением сечения разрыва в шейке  $S$  к сечению основной части образца  $S_0$ .

Кроме этих геометрических аспектов разрыва, разрушение обычно различается по виду напряженного состояния, способу нагружения, температуре и т. д. Основные виды разрушения — это разрушение при активном нагружении, при ползучести (особенно — при высоко-

температурной), при усталости и коррозионное. Более подробно о них изложено в работе [18]; там же дан их термоактивационный анализ.

Таким образом, из изложенного следует.

1. Процесс разрушения является многостадийным. Переход от одной стадии к другой происходит при достижении трещиной некоторых критических длин, определяемых структурой металла и уравнениями для баланса напряжений и энергий. На каждой стадии процесса разрушения ведущими становятся новые микроскопические механизмы.

2. Для зарождения и роста трещин используются силовой и энергетический критерии. При выполнении силового критерия межатомные связи разрываются за время порядка периода межатомных колебаний. Следовательно, этот критерий является достаточным. Выполнение энергетического критерия означает только возможность разрыва, т. е. этот критерий является необходимым. При промежуточных напряжениях  $\sigma_{\text{теор}} > \sigma_{\text{л}} \geq \sigma_{\text{в}}$  возможны только термоактивационные микромеханизмы разрушения, т. е. разрушение в общем случае есть процесс кинетический.

3. Процессы разрушения и пластической деформации взаимосвязаны. В общем случае пластическая деформация способствует зарождению микротрещин с  $h < h_{\text{гр}}$  и тормозит рост макротрещин с  $h > h_{\text{гр}}$ .

4. Наблюдается много различных видов макроскопического разрушения. Задачей физической теории разрушения является выяснение их общих черт на уровне микроскопических механизмов и принцип макроскопических различий.

5. В металлах характер сил межатомных связей — коллективный. Между собой взаимодействуют большие группы по 20—40 атомов. Поэтому и элементарный акт процесса разрушения должен быть коллективным атомным, захватывающим одновременно несколько десятков атомов.

## Глава II

### ДИСЛОКАЦИИ И ПЛАСТИЧЕСКАЯ ДЕФОРМАЦИЯ

Из гл. I следует, что процессы разрушения и пластической деформации неразрывно связаны. Хорошо известно, что основная часть пластической деформации проис-

ходит благодаря зарождению и движению по кристаллам особых линейных дефектов — дислокаций. Сдвиг, как и всякое физическое явление, не может одновременно возникать в большом объеме. Он зарождается в каком-либо микрообъеме, а затем распространяется вдоль определенных кристаллографических плоскостей (рис. 8). Линия (АА на рис. 8), ограничивающая в каждый дан-

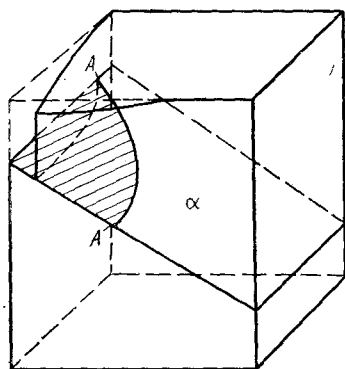


Рис. 8. Частичный сдвиг по плоскости скольжения  $\alpha$  (заштрихованная часть площади):

АА — дислокация

ный момент часть плоскости скольжения, по которой сдвиг уже прошел, называется дислокацией.

1. Такое определение соответствует простейшему типу дислокации, но оно достаточно для целей дальнейшего изложения.

2. Перемещение дислокации в соседнее положение (например, смещение части оси дислокации на постоянную решетку  $a$ ) является элементарным актом пластической деформации. Такое перемещение определяет смещение нескольких десятков атомов, расположенных

около оси. Следовательно, элементарный акт пластической деформации, — это коллективное движение в системе атомов, а дислокация — носитель движения, т. е. квазичастица.

3. Благодаря регулярной атомной структуре кристаллов ядро дислокации имеет правильную атомную структуру и, следовательно, вполне определенные физические свойства. Эти свойства зависят от типа кристаллической решетки; они различны, например, для о. ц. к. и г. ц. к. металлов. Именно это и приводит к особенностям процесса разрушения металлов с разными типами решеток.

4. При малых плотностях дислокаций их движение можно считать практически независимым, т. е. дислокации являются хорошими квазичастицами. Но при больших плотностях дислокаций взаимодействия между дислокациями становятся настолько большими, что начинаются так называемые коллективные эффекты: коррелированное движение больших групп дислокаций, локализация их потоков и т. д. Мы увидим, что именно кол-

лективные дислокационные эффекты определяют многие прочностные свойства кристаллов, зарождение и рост трещин.

5. В некристаллических телах (например, аморфных металлах) скольжение также зарождается в каких-то микрообъемах и затем распространяется по телу. Поэтому для них также можно ввести некоторые линейные дефекты — аналоги дислокаций. Разумеется, у этих дислокаций нет регулярного локализованного ядра. Поэтому их свойства зависят от координат и изменяются во времени. Но основные коллективные свойства дислокаций их влияние на процесс разрушения во всех твердых телах подобны.

В настоящее время есть несколько монографий [22, 24, 47—53], посвященных физике дислокаций. Поэтому мы ограничимся изложением только основных, важных для процесса разрушения, свойств, не останавливаясь на выводе приводимых формул или доказательствах.

## 1. Основные свойства изолированных дислокаций

### *Геометрические характеристики*

Дислокация — линейный дефект. Вдоль линии или оси дислокации расположена область с нарушенной укладкой атомов — дислокационная трубка, радиус которой  $r_0$  составляет 1,5—2 межатомных расстояния. Эта трубка ограничивает площадь незавершенного сдвига на плоскости скольжения, заштрихованную на рис. 8 и 9. Важнейшей характеристикой дислокации является вектор смещения  $\vec{b}$  (вектор Бюргерса), показывающий величину и направление относительного смещения верхней и нижней частей кристалла. Поскольку сдвиг постоянен по всей заштрихованной части плоскости скольжения, то можно приписать  $\vec{b}$  оси дислокации и считать  $\vec{b}$  постоянным вдоль оси.

Вторая характеристика дислокации — орт направления ее оси  $\vec{l}$ . При  $\vec{b} \perp \vec{l}$  дислокация называется краевой, при  $\vec{b} \parallel \vec{l}$  — винтовой, при произвольном угле между ними — смешанной. Из рис. 10 видно, что одна и та же дислокация может иметь отдельные участки всех трех типов. На рис. 10, б приведен пример атомного строения краевой дислокации. Видно, что ее ось прохо-

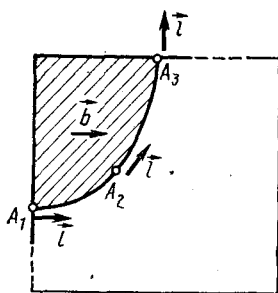


Рис. 9. Характеристические векторы дислокации:

$l$  — направления оси;  $b$  — вектор Бюргерса. В точке  $A_1$  дислокация винтовая; в  $A_2$  — краевая; в  $A_3$  — смешанная

$= 10^{12}$  км. Это вполне реальная цифра для деформированного металла. Для наглядности укажем, что примерно такое расстояние проходит луч света за месяц.

дит вдоль края лишней полу- плоскости, образованной при смещении верхней части кристалла относительно нижней на одно межатомное расстояние  $b$ .

Число дислокаций в теле характеризуется их плотностью  $\rho$  — суммарной длиной всех дислокационных линий в кубическом метре, или, что почти то же самое, числом дислокационных трубок, пересекающих выделенную площадку. Так,  $\rho = 10^{15} \text{ м}^{-2} = 10^{15} \text{ м/м}^3$  означает, что площадку в  $1 \text{ м}^2$  пересекает  $10^{15}$  дислокаций или что суммарная длина всех дислокаций в  $1 \text{ м}^3$  равна  $10^{15} \text{ м} =$

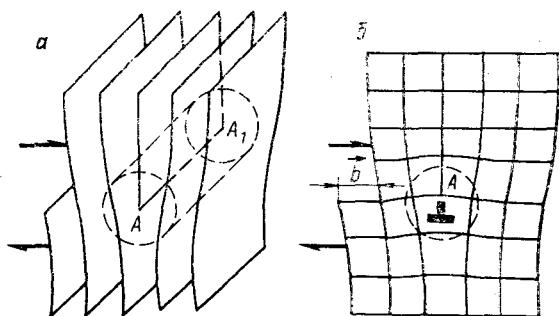


Рис. 10. Краевая дислокация:

$a$  — общий вид;  $b$  — расположение атомных плоскостей в одной из плоскостей, перпендикулярных оси. Штриховыми линиями показана дислокационная трубка

## Напряжения и энергия

Дислокации являются источниками больших и даль- нодействующих упругих полей. Винтовая дислокация с осью вдоль  $z$  создает поле касательных напряжений

$$\tau_{z\vartheta}(r) = \tau_{\vartheta z}(r) = Db/r. \quad (18)$$



Краевая дислокация создает напряжение всех компонент

$$\sigma_{ik}(r, \vartheta) = (Db/r) f_{ik}(\vartheta). \quad (19)$$

Здесь  $D = G/2\pi k$  — модуль упругости;  $G$  — модуль сдвига;  $k=1$  — для винтовой и  $k=1-\nu$  — для краевой дислокации;  $\nu$  — коэффициент Пуассона;  $r$  — расстояние от оси дислокации до точки, в которой вычисляются напряжения;  $\vartheta$  — угол между  $r$  и плоскостью скольжения дислокации (рис. 11);  $f_{ik}(\vartheta) \approx 1$  — набор функций от  $\vartheta$ , различных для разных компонент  $\sigma_{ik}$ .

Из приведенных формул можно сделать два вывода:

1.  $D \approx \sigma_{\text{теор}}$ . При  $r \approx b$   $\sigma_{ik} \approx \tau_{\text{теор}}$ , т. е. порядка максимально возможных напряжений. На самом деле эти формулы получены в приближении линейной теории упругости. Следовательно, они справедливы только для  $r \geq r_0 = (1,5-2)b$ , т. е. до  $\epsilon_{\text{лин}} \sim 0,1$ . Тем не менее искажения связей внутри дислокационной трубки близки к максимально возможным.

2. Напряжения от дислокаций спадают очень медленно ( $\sigma \sim r^{-1}$ ). Даже на расстояниях  $r \sim 10^{-8}$  м (при  $\rho = 10^{15} \text{ м}^{-2}$  среднее расстояние между дислокациями  $d \approx \rho^{-1/2} = 3 \cdot 10^{-8} \text{ м}$ ) напряжения  $\sigma \approx Db/r = D(3 \cdot 10^{10}/10^{-8} = 0,03 D$ . Для сталей  $D \approx 3 \cdot 10^{10} \text{ Па}$  и  $\sigma \approx 10^9 \text{ Па} \approx 10^3 \text{ МПа}$ , что часто больше приложенных напряжений.

Эти поля напряжений играют определяющую роль в развитии процесса разрушения.

Энергия дислокации<sup>1</sup>, определяемая как полями дальнедействующих напряжений (18, 19), так и энергией ядра дислокации, описывается формулой:

$$W_d = (Db^2/2) [\ln(R/r_0) + Z] L. \quad (20)$$

В этой формуле  $Z \approx 1$  — это член, описывающий энергию ядра;  $\ln(R/r_0)$  — логарифм дальнедействующих напряжений дислокации;  $R$  — расстояние, до которого можно пользоваться формулами (18), (19) для напряжений от дислокации;  $L$  — длина дислокации. При  $r > R$  напряжение уменьшается по сравнению с напряжением

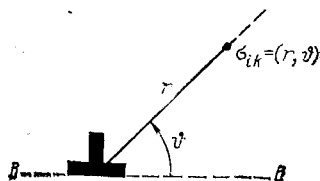


Рис. 11. Введение системы координат для краевой дислокации:  $BB$  — плоскость скольжения

<sup>1</sup> Определяется, как обычно, как разность энергий кристалла с дислокацией и без нее (при одинаковой форме и числе атомов).

в формуле (18) из-за наложения полей других дефектов, чаще всего от других дислокаций. Для дислокационного диполя — двух дислокаций противоположного знака на расстоянии  $d$  друг от друга —  $R \approx 2d$ .

Из формулы (20) следует несколько выводов:

1.  $W_d \sim b^{2*}$ , а так как  $\vec{b}$  — вектор, то при сложении двух векторов ( $\vec{b} = \vec{b}_1 + \vec{b}_2$ ) энергия изменяется сложным образом:  $W_d \sim b^2 = (\vec{b}_1 + \vec{b}_2)^2 = b_1^2 + b_2^2 + 2b_1\vec{b}_2$ . Следовательно, суммарная энергия сильно зависит от угла между  $\vec{b}_1$  и  $\vec{b}_2$ .

2. Взяв для оценки  $R = 3 \cdot 10^{-8}$  м,  $r_0 = 3 \cdot 10^{-10}$  м, получим  $\ln(R/r_0) = \ln 10^2 \approx 5 > Z$ , т. е. большая часть энергии дислокации сосредоточена на больших расстояниях от ее ядра:  $r > r_0$ ; в ядре заключено 15—20 % суммарной энергии.

3. Энергия дислокации велика. При  $D = 3 \cdot 10^{10}$  Па и  $b = 2 \cdot 10^{-10}$  м  $\ln(R/r_0) + Z \approx 6$  получим  $W_d \approx 2 \cdot 2 \cdot 10^{-10} \times \times 6 L \approx 3 \cdot 10^{-9} L$  Дж. Возьмем два предельных случая:  $L = b = 3 \cdot 10^{-10}$  м и  $L = \rho = 10^{15}$  м/м<sup>3</sup>. Тогда  $W_d = 10^{-18} \approx \approx 6$  эВ в первом случае и  $W_d = 3 \cdot 10^{-9} \cdot 10^{15}$  Дж/м<sup>3</sup> =  $= 3 \cdot 10^6$  Дж/м<sup>3</sup>. Первая оценка показывает, что энергия, приходящаяся на одну атомную плоскость дислокации (см. рис. 10, б), по порядку величины равна энергии связи на один атом. Вторая оценка дает порядок величины избыточной энергии, запасенной в м<sup>3</sup> деформированного металла (она часто называется латентной энергией). Хотя она и мала в пересчете на один атом, но из-за неоднородности распределения дислокаций может в небольших микрообъемах достигать больших значений.

В 1 м<sup>3</sup> содержится примерно  $N = a^{-3} = (2 \cdot 10^{-10} \text{ м})^{-3} \approx \approx 10^{29}$  атом/м<sup>3</sup>. Следовательно,  $W_d/N = W_d a^3 \approx 3 \cdot 10^6 \text{ Дж/} / \text{м}^3 \cdot 10^{-29} \text{ м}^3/\text{атом} = 3 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/атом} \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ эВ/атом}$ , что гораздо меньше энергии связи ( $\sim 5$  эВ/атом).

4. Радиус экранирования  $R$  сильно зависит от взаимного расположения дислокаций. Хотя  $\ln(R/r_0)$  слабо зависит от  $R$ , но, поскольку суммарная энергия дислокаций велика, даже небольшие изменения  $\ln$  приводят к большим изменениям  $W_d$ . Это означает, что дислокации стремятся образовать энергетически выгодные конфигура-

---

\* Этот результат очевиден, так как плотность упругой энергии пропорциональна  $\epsilon_{\text{лин}} \sigma$ ,  $\epsilon_{\text{лин}} = \sigma/E$ , а  $\sigma \sim b$ : и упругая деформация, и напряжения пропорциональны  $b$ .

нии, т. е. высокая плотность дислокаций инициирует в кристаллах интенсивные процессы возврата.

Из изложенного следует, что для процесса разрушения нужны высокие напряжения и большие запасы энергии. Дислокации обладают большими собственными энергиями и создают высокие и дальнodelствующие напряжения. Далее мы увидим, что для большинства твердых тел дислокации являются «промежуточным звеном» между работой приложенного напряжения и трещинами. Это означает, что в дислокациях запасается энергия, которая затем переходит в энергию свободной поверхности. Кроме того, некоторые дислокационные конфигурации создают большие локальные перенапряжения, способствующие зарождению и росту трещин.

### Кинетические свойства дислокаций

Имеется плоскость, называемая плоскостью скольжения, в которой энергия дислокации меняется периодически, т. е. обладает трансляционной симметрией с периодом  $b$  (рис. 12). При

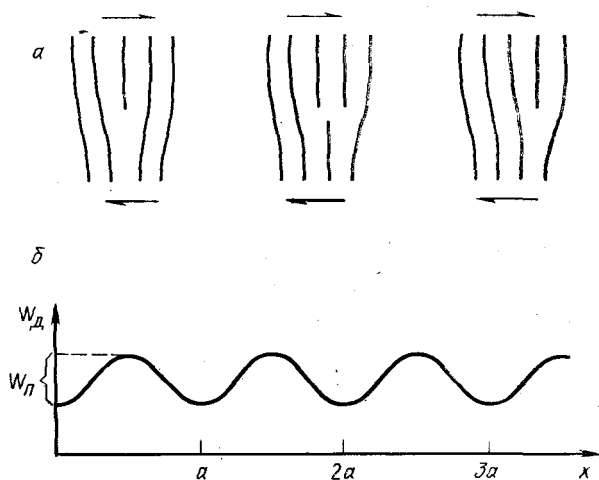


Рис. 12. Скольжение дислокации:

$a$  — схема пересоединения связей;  $b$  — ход изменения потенциальной энергии (рельеф Пайерлса)

движении в этой плоскости средняя потенциальная энергия дислокации сохраняется, поэтому такое движение называется консервативным. Если дислокация обладает достаточной энергией для безбарьерного движения (рис. 12,  $a$ ), то пересоединение межатомных связей происходит за время порядка  $v_0^{-1}$ . Оно приводит к про-

движению дислокации на  $a$ , т.е. к скорости  $v_d \approx av_0 \approx v_{zv}$  — порядка скорости звука, т.е. скольжение — быстрое движение дислокации с сохранением ее энергии. Из рис. 12,  $a$  видно, что плоскость скольжения проходит через ось дислокации и вектор Бюргерса. Это значит, что у каждой дислокации (кроме винтовой) есть одна и только одна плоскость скольжения. У винтовой дислокации бесконечное множество плоскостей скольжения.

При перемещении по плоскости скольжения дислокации приходится преодолевать потенциальные барьеры  $W_{II}$  (рис. 12,  $b$ ), называемые рельефом Пайерлса. В решетке каждого типа имеются свои плоскости с низкими барьерами Пайерлса (обычно это плоскости с малыми индексами Миллера). Эти плоскости называются плоскостями легкого скольжения.

Если плоскость скольжения дислокации совпадает с одной из плоскостей легкого скольжения решетки, то дислокация может скользить при относительно низких напряжениях. Поэтому она называется подвижной. В противном случае для перемещения дислокации нужны очень большие напряжения (часто  $\sigma \approx \sigma_{теор}$ ), и она называется сидячей.

Внешнее напряжение в плоскости скольжения действует на дислокацию с силой

$$F = \tau bL, \quad (21)$$

где  $\tau$  — касательное напряжение в плоскости скольжения.

Легко увидеть, что эти напряжения велики. Масса дислокации  $M = mL/a$ , где  $m$  — масса атома. Поэтому ускорение  $\dot{v} = F/M \approx \tau ba/m \approx (a^3/m) (\tau/a) = \tau/ad$ , где  $d$  — плотность. Приняв  $a = 2 \times 10^{-10}$  м,  $d = 10^4$  кг/м<sup>3</sup>,  $\tau = 10^8$  Па, получим  $\dot{v} = 10^8/2 \cdot 10^{-6}$  м/с<sup>2</sup> =  $5 \cdot 10^{13}$  м/с<sup>2</sup> — невероятно большую величину. Это значит, что движение дислокации — вязкое. Навстречу силе  $F$  (21) всегда действует сила сопротивления  $F_{тр} \approx F$ . В результате работа внешней силы, затраченная на перемещение дислокации, в основном переходит в тепло. Лишь незначительная часть этой работы идет на увеличение кинетической энергии дислокации.

Движение под углом к плоскости скольжения называется переползанием. Легко убедиться, что оно может идти только с поглощением или испусканием точечных дефектов: вакансий или межузельных атомов. Поэтому общая энергия кристалла при этом изменяется, и само такое движение называется неконсервативным.

На рис. 13 приведен простейший пример такого движения: переползание краевой дислокации нормально к плоскости скольжения. Видно, что при этом испускаются или поглощаются вакансии или внедренные атомы. Для переползания на одно межатомное расстояние  $a$  дислокации длины  $L$  необходимо поглощение или испускание  $L/a$  точечных дефектов. Направление переползания определяется внешними напряжениями; если они сжимающие  $\sigma$ , то сила направлена вверх, если растягивающие — то вниз. Сила  $F = \sigma bL$ . Движение

<sup>1</sup> Реально время перескока несколько больше  $v_0^{-1}$  по тем же причинам, что и время разрыва межатомных связей при  $\sigma \approx \sigma_{теор}$ : при больших упругих деформациях эффективный упругий модуль уменьшается, а период колебания увеличивается ( $v < v_0$ ). Поэтому  $v_d = av < av_0$ . Реально  $v_{dmax} = (0,1-0,4)v_{zv}$ .

вверх, например, может осуществляться или вследствие поглощения вакансий, или благодаря испусканию межузельных атомов. Осуществляемый реально механизм зависит от концентрации вакансий: если она достаточно велика, то осуществляется их поглощение (рис. 13, а), если нет, то испускание внедренных атомов.

Движение точечных дефектов всегда процесс термоактивационный. Скорость вакансий или внедренных атомов

$$v_{в,вн} \approx v_0 a \exp(-\varepsilon_{в,вн}^m / kT), \quad (22)$$

где  $\varepsilon_{в,вн}^m$  — энергия потенциального барьера для перескока вакансии или внедренного атома в соседний минимум (т. е. на  $a$ ).

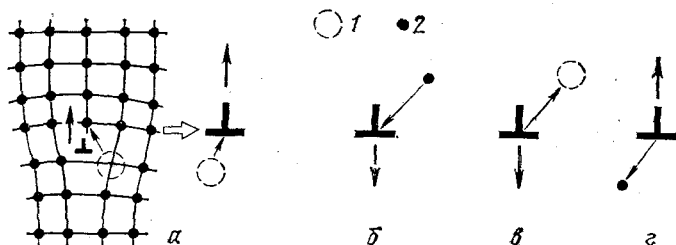


Рис. 13. Переползание краевой дислокации; расположение атомов и схема движения:

а — при поглощении вакансий; б — при поглощении внедренных атомов; в — при испускании вакансий; г — при испускании внедренных атомов; 1 — вакансия; 2 — внедренный атом

Видно, что эта скорость экспоненциально сильно зависит от температуры  $T$ . Поэтому переползание играет существенную роль только при достаточно высоких температурах. Для испускания точечных дефектов эффективная энергия активации еще больше: к  $\varepsilon_{в,вн}^m$  добавляется собственная энергия дефекта  $\varepsilon_{в,вн}^f$ .

Все характеристические энергии точечных дефектов пропорциональны температуре плавления  $T_{пл}$ ; например  $\varepsilon_{в}^f \approx 9kT_{пл}$ . В общем случае можно для энергии переползания записать:  $\varepsilon_{эфф} = \kappa kT_{пл}$ . Тогда скорость переползания пропорциональна  $\exp(-\kappa T_{пл}/T) = \exp(-\kappa/\theta)$ , где  $\theta = T/T_{пл}$  — относительная (или гомологическая) температура.

Из этого выражения следует, что скорость переползания зависит, прежде всего, от гомологической температуры. Весь температурный интервал условно разбивают на три:  $0 < \theta \leq 0,25$  — низкие температуры, переползание отсутствует;  $0,25 < \theta \leq 0,6$  — переползание ограничено, средние температуры;  $0,6 < \theta \leq 1$  — высокие температуры, переползание идет интенсивно.

Границы интервалов зависят от скорости деформации и плотности других дефектов, которые могут служить для точечных дефектов ловушками или источниками. Скорость переползания резко увеличивается при появлении в теле неравновесных точечных дефектов. Существенны случаи больших пластических деформаций, особенно — циклических, и облучения.

Винтовая дислокация обладает совершенно особыми кинетическими свойствами, очень важными как для пластичности, так и для прочности. Уже упоминалось, что она имеет бесконечное множество плоскостей скольжения. Несколько таких плоскостей (обычно 2—4) являются плоскостями легкого скольжения. Поэтому винтовая дислокация является подвижной сразу в нескольких плоскостях. Переход винтовой дислокации или ее участка из одной плоскости скольжения в другую называется поперечным скольжением (рис. 14).

Благодаря поперечному скольжению осуществляется переход дислокаций из одних плоскостей скольжения в другие и размножение дислокаций.

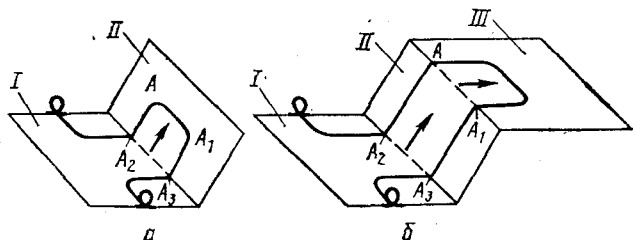


Рис. 14. Поперечное скольжение (а) и двойное поперечное скольжение (б) винтовой дислокации:

I — исходная плоскость скольжения; II — плоскость поперечного скольжения; III — плоскость скольжения, параллельная исходной

### Размножение дислокаций

Линия дислокации, как это видно из ее определения, непрерывна (рис. 9). Поэтому при любом движении ограниченного дислокационного отрезка происходит увеличение суммарной длины дислокации, т. е. размножению (рис. 14).

Классической моделью размножения дислокаций является источник Франка и Рида (рис. 15). Видно, что при некотором критическом напряжении

$$\tau \approx Gb/L$$

(23)

источник начинает испускать дислокационные петли. Этот процесс заключается в «разрезании» участка целой плоскости на две половинки — краевые дислокации противоположных знаков, и их разведении в противоположные стороны. При этом концы полуплоскостей связаны между собой винтообразными плоскостями — винтовыми дислокациями противоположного знака (рис. 15).

Наиболее важный с практической точки зрения механизм размножения дислокаций связан с двойными поперечными скольжениями (рис. 14). Отрезок винтовой дислокации AA1, вышедший благодаря двойному поперечному скольжению в плоскость III, способен работать как источник Франка — Рида и испустить несколько скользящих дислокационных петель.

Для этого необходимо, чтобы плоскость III отстояла от плоскости I достаточно далеко, настолько, чтобы отрезок AA1 не взаимодействовал бы с оставшейся в плоскости I частью дислокации. Об-

шее число таких «длинных выбросов» не велико: обычно 5—20 % от общего числа двойных поперечных скольжений.

Можно показать, что к двойному поперечному скольжению способны только достаточно длинные отрезки дислокаций, удовлетворяющие условию (23). В противном случае невозможно уже движение отрезка в плоскости II, так как работа внешней силы недостаточна для увеличения длины дислокации при появлении отрезков краевых дислокаций  $AA_2$  и  $AA_3$  в плоскости II.

$$A = \tau L b \Delta l; \quad W_d \approx (Gb^2/2) 2\Delta l; \quad A > W_d \text{ при } \tau > Gb/L.$$

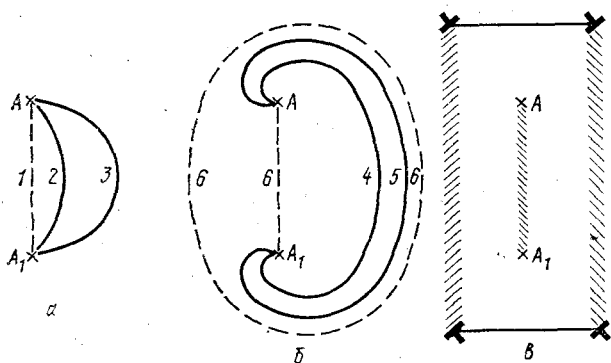


Рис. 15. Работа источника Франка — Рнда:

$a$  — устойчивые положения дислокации  $AA_1$ : 1 — при  $\tau=0$ ; 2 —  $\tau < \tau_{кр}$ ; 3 —  $\tau = \tau_{кр}$ ;  $b$  — последовательные положения дислокаций (4—6) при их неустойчивом движении;  $в$  — представление конечного расположения дислокаций (6) в виде прямоугольной скользящей петли, состоящей из краевого и винтового диполей, и исходной винтовой дислокации  $AA$

При размножении за счет двойных поперечных скольжений плотность дислокаций увеличивается экспоненциально быстро. Действительно, любой движущийся отрезок винтовой дислокации способен к двойному поперечному скольжению и, следовательно к генерированию новых отрезков. Установлено, что приращение плотности дислокаций пропорционально их полному потоку  $j = j_{кр} + j_v = \rho_{кр} v_{кр} + \rho_v v_v = \alpha \rho v$ , где  $\rho_{кр}$  ( $\rho_v$ ) и  $j_{кр}$  ( $j_v$ ) — плотности и потоки краевых (винтовых) дислокаций:  $\rho = \beta j = \beta \alpha \rho v = \alpha \rho$ , откуда  $\rho = \rho_0 \exp(\alpha t)$ , где  $\rho_0$  — начальная плотность подвижных дислокаций.

Следовательно, в результате размножения дислокаций при двойных поперечных скольжениях мы получаем сравнительно быстро любую, необходимую для пластической деформации, плотность дислокаций.

Оценим характерные величины. При  $b = 2 \cdot 10^{-10}$  м,  $G = 10^{11}$  Па,  $\rho = 10^{14}$  м $^{-2}$ ;  $L = \rho^{-1/2} = 10^{-7}$  м получаем из (23)  $\tau = 10^{11} \cdot 2 \cdot 10^{-10} / 10^{-7}$  Па = 20 МПа — величину сравнительно небольшую, т. е. в сравнительно однородном материале часть напряжения, уходящая на размножение дислокаций, не велика.

Положение меняется, если в металле имеются какие-либо малые области с размерами  $L < 1$  мкм =  $10^{-6}$  м (или весь кристалл мал—

$\sim 1$  мкм). Учтем, что реально  $\tau$  больше, чем это следует из (23) так как работа внешней силы идет не только на увеличение длины дислокаций, но и на преодоление других препятствий. Большая ее часть уходит в тепло. Пусть  $\tau = 4Gb/L$ , тогда, начиная с  $L = 4Gb/\tau$ , деформация маленьких кристаллов требует больших напряжений, чем больших. При взятых значениях параметров в предыдущем примере и  $\tau = 100$  МПа условие (24) выполняется для  $L \leq 1$  мкм. Этот эффект известен как масштабный фактор.

### Пластическая деформация

Скорость пластической деформации, пропорциональная потоку дислокаций  $j$ ,

$$\dot{\epsilon}_\Pi = j b = \rho_{\text{подв}} b v, \quad (24)$$

где  $\rho_{\text{подв}}$  — плотность подвижных дислокаций, т.е. дислокаций, движущихся в данный момент.

Реальные скорости дислокаций могут изменяться от  $v = 10^{-10}$  до  $10^3$  м/с, плотность дислокаций  $\rho_{\text{подв}}$  от  $10^8$  до  $10^{15} \text{ м}^{-2}$ . Следовательно, формула (24) способна описать изменение скорости деформации от  $10^{-11}$  до  $10^8 \text{ с}^{-1}$  и более, т.е. перекрыть весь известный интервал скоростей пластической деформации.

Суммарная величина пластической деформации  $\epsilon_\Pi$  определяется суммарным перемещением всех дислокаций:

$$\epsilon_\Pi = \rho_\Sigma b l, \quad (25)$$

где  $\rho_\Sigma$  — суммарная плотность всех дислокаций, сместившихся за рассматриваемый промежуток времени;  $l$  — их среднее смещение (длина свободного пробега) — расстояние, проходимое от места рождения до места окончательной остановки.

Длины свободного пробега колеблются от  $\sim 0,1$  в сильно деформированных и искаженных материалах до  $l \gtrsim 10$  мкм в чистых кристаллах. Для хороших монокристаллов  $l$  может даже достигать  $\sim 1 \text{ мм} = 10^3 \text{ мкм}$ . Плотность дислокации в состоянии предразрушения может быть от  $10^{12}$  до  $10^{16} \text{ м}^{-2}$ . Отсюда максимальная пластичность (деформация до разрушения) меняется от  $\epsilon_{\Pi \text{max}} = 10^{12} \times 2 \cdot 10^{-10} \cdot 10^{-4} = 0,02 = 2\%$  до  $10^{16} \cdot 2 \cdot 10^{10} \cdot 3 \cdot 10^{-8} \approx 6(600\%)$ . Здесь для оценок взято  $l = 100 \text{ мкм}$  при  $\rho = 10^{12} \text{ м}^{-2}$  и  $l = 3 \text{ мкм}$  при  $\rho = 10^{16} \text{ м}^{-2}$ , что соответствует реальным условиям — уменьшению  $l$  с увеличением  $\rho$ .

Эти величины ( $\epsilon_{\Pi \text{max}} = 2-600\%$ ) являются типичными для средней деформации пластичных металлов. Так, деформации  $\sim 2\%$  типичны для прочных сталей и композитов; деформации  $> 1-2\%$  встречаются у пластичных г.ц.к. металлов (например, при кручении).

Таким образом, дислокации создают в кристаллах большие и далекодействующие напряжения. Они обладают большой собственной энергией. Оба этих фактора способствуют процессу разрушения путем создания локальных перенапряжений и обеспечения энергетической выгоды разрывов.



## 2. Ядро дислокации. Реакции

Область  $r < r_0 \approx (1,5-2)b$ , где линейная теория упругости не выполняется, называется ядром дислокации или дислокационной трубкой. Строение ядра, его изменения в процессе пластической деформации важны для целого ряда процессов, которые мы будем обсуждать ниже.

Прежде всего, отметим, что в зависимости от общей конфигурации ядра дислокации делятся на полные, расщепленные и размазанные (рис. 16). Сдвиг  $u$  одной части кристалла относительно другой при перемещении дислокации (рис. 9) связан в основном с ее осью. Если весь он происходит на участке  $(A-r_0, A+r_0)$ , где  $r_0 = (1,5-2)b$ , то это означает, что ось дислокации — компактная. Если, кроме того,  $\vec{b}$  равняется вектору трансляции

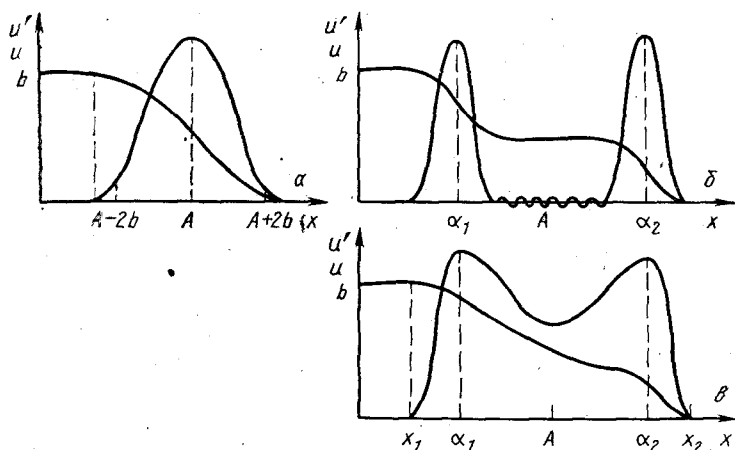


Рис. 16. Три типа ядра дислокации:

$a$  — полная дислокация. Сдвиг плавно возрастает от 0 до  $b$ . Производная от сдвига  $u' = du/dx$  имеет максимум в середине ядра дислокации  $A$ ;  $b$  — простейшая расщепленная дислокация. Сдвиг  $u$  осуществляется в два этапа, т. е. двумя частичными дислокациями с осями в точках  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  (волнистой линией показан дефект упаковки);  $v$  — размазанная дислокация. Сдвиг  $u$  происходит на участке  $x_1-x_2$  плавно, но неравномерно. Величина участка  $x_2-x_1 > 4b$

решетки (т. е. расстоянию между атомами в одноатомной решетке или расстоянию между одинаковыми атомами в упорядоченном сплаве), то после прохождения оси дислокации симметрия решетки полностью восстанавливается. Такая дислокация называется **полной**.

При сдвиге  $b_1$ , меньше вектора трансляции, симметрия решетки не восстанавливается. После прохождения такой дислокации в плоскости скольжения остается плоский дефект. Чаще всего это дефект упаковки (д. у.) (рис. 16, б). Поэтому такая дислокация называется **частичной**:

Полый сдвиг  $\vec{b}$  может быть осуществлен путем последовательного прохождения нескольких частичных дислокаций, таких, что  $\vec{b} = \sum_{i=1}^N \vec{b}_i$ . Между всеми частичными дислокациями будут дефекты упаковки. Такая дислокация называется расщепленной. Частичный случай такой дислокации с  $N=2$  представлен на рис. 16, б.

Дислокацию можно считать расщепленной, если расстояния между частичными дислокациями больше размера ядра ( $\alpha_2 - \alpha_1 \gg 2r_0$ ); реально  $\alpha_2 - \alpha_1 \geq 10b$ ). При меньших расстояниях ядра начинают реагировать, дефект между ними уже нельзя считать равновесной полоской дефекта упаковки. При  $\alpha_2 - \alpha_1 \lesssim 6b$  ядра практически сливаются (рис. 16, в). Такая дислокация называется дислокацией с расщепленным или размазанным ядром.

Пусть  $\gamma_{д.у}$  — удельная энергия дефекта упаковки. Типичные значения  $\gamma_{д.у}$  лежат в интервале  $20-200 \text{ эрг/см}^2 = 20-200 \text{ мДж/м}^2$ . Величина расщепления определяется формулой  $d = \alpha_2 - \alpha_1 = Db_1b_2/\gamma_{д.у}$ . Взяв  $D = 2 \cdot 10^{10} \text{ Па}$ ,  $b_1 = b_2 = 10^{10} \text{ м} = 0,5 b$  получим  $d/b = 5 + 50$ , т. е. для  $\gamma_{д.у} = 20 \text{ мДж/м}^2$  имеется нормальное расщепление ( $d > 10b$ ), а при  $\gamma_{д.у} = 200 \text{ мДж/м}^2$  мы имеем дислокацию с размазанным ядром. Значения  $\gamma_{д.у}$  лежат в интервале  $20-200 \text{ эрг/см}^2 = 20-200 \text{ мДж/м}^2$ . Применение формулы для  $d$  незаконно, так как дефекта упаковки уже нет. Тем не менее оценка справедлива по порядку величины. Реально, может быть,  $d = (4-8)b$ .

### Дислокационные реакции

Мы уже отмечали, что энергия дислокации  $W_d \sim b^2$ . Поэтому возможны дислокационные реакции слияния, расщепления и аннигиляции дислокаций. Если встречаются две дислокации с параллельными осями и углом  $\varphi$  между векторами Бюргерса  $\varphi > 90^\circ$ , то их слияние энергетически выгодно. Действительно,  $W_d \sim b^2 = (\vec{b}_1 + \vec{b}_2)^2 = b_1^2 + b_2^2 + 2\vec{b}_1\vec{b}_2 \sim W_1 + W_2 + W_{вз}$ , где  $W_1$  и  $W_2$  — собственные энергии дислокаций, а  $W_{вз} \sim 2\vec{b}_1\vec{b}_2 = 2b_1b_2 \cos \varphi < 0$  при  $\varphi > 90^\circ$  (рис. 17, а, б).

Важно, что в результате слияния может образоваться сидячая дислокация, плоскость скольжения которой не совпадает ни с одной из плоскостей легкого скольжения кристалла. Появление сидячих дислокаций повышает общий уровень напряжений, необходимых для деформирования, и может повышать уровень локальных напряжений. Оба эти фактора способствуют зарождению микротрещин.

Вторая реакция — расщепления — обратна рассмотренной. Пусть кристаллография решетки допускает разделение дислокации на две (рис. 17). Легко увидеть, что энергия дислокации при этом понижается два раза:

$$W_{д.н} \sim (2b)^2 = 4b^2, \quad W_{д.к} \sim 2(b^2) = 2b^2 = 0,5W_{д.н}.$$

Реакция такого типа наблюдается при рассмотренном выше расщеплении дислокаций:  $\vec{b} \rightarrow \vec{b}_1 + \vec{b}_2 + \dots$ . Следовательно, изолированные дислокации стремятся расщепиться на элементарные с минимальным из допустимых кристаллографией, векторов Бюргерса. Ниже мы увидим, что разрушение, напротив, связано с образованием супердислокаций с  $|\vec{B}| \gg |\vec{b}|$ . Это означает, что разрушение может быть только коллективным дислокационным процессом.

Частным случаем реакции слияния дислокаций является реакция их аннигиляции:  $\vec{b}_1 = -\vec{b}_2 \rightarrow \vec{b}_1 + \vec{b}_2 = 0$ . Механизмы аннигиляции краевых и винтовых дислокаций существенно различны. Краевые дислокации могут скользить только в одной плоскости, поэтому возможна только их быстрая аннигиляция при случайном столкновении двух дислокаций противоположного знака в соседних плоскостях, или медленная аннигиляция вследствие переползания дислокаций диполя.

Запас энергии в ядрах дислокаций велик. Еще больше энергия поля дальнодействующих напряжений. Поэтому быстрая аннигиляция краевых дислокаций возможна и при  $d > b$  (рис. 17), когда в результате аннигиляции образуется  $d/b$  точечных дефектов на каждую плоскость. Оценки показывают, что аннигиляция возможна при  $d/b = 5-7$  при образовании вакансий и комплексов из них и  $d/b = 3-4$  при образовании межузельных атомов.

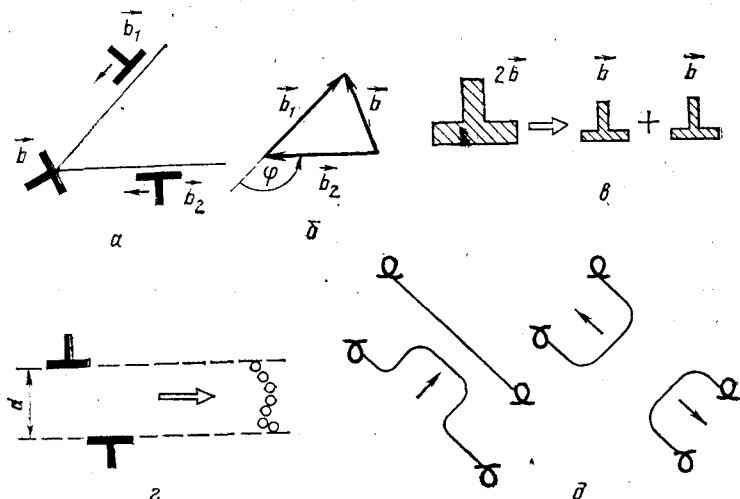


Рис. 17. Дислокационная реакция. Слияние двух краевых дислокаций:

а — схема; б — треугольник векторов Бюргерса; в — расщепление краевой дислокации с удвоенным вектором Бюргерса; г — аннигиляция диполя краевых; д — винтовых дислокаций

Аннигиляция винтовых дислокаций может происходить благодаря двойному поперечному скольжению (см. рис. 17, д). Простейшая оценка критической длины аннигиляции  $d$  следующая. Две винтовых дислокации противоположного знака притягиваются друг к другу с силой  $F = Db_2L/r$ . Если эта сила больше силы трения решетки ( $F_{тр} = \tau_0 bL$ ), то аннигиляция происходит:  $Db^2L/d > \tau_0 bL$ , т. е.,  $d < dbD/\tau_0$ , где для оценки  $\tau_0$  принимается обычно равным пределу текучести. Приняв  $D = 2 \cdot 10^{11}$  Па,  $\tau_0 = 100$  МПа,  $b = 2 \cdot 10^{-10}$  м получим  $d = (2 \times 10^{11}/10^8)b = 2 \cdot 10^3 b = 4 \cdot 10^{-7}$  м = 0,4 мкм. Реально значение  $d$  несколько меньше, так как двойное поперечное скольжение совершает участок дислокации конечной длины, зависящей как от ориентации

дислокации, так и от общей плотности дислокаций<sup>1</sup> (рис. 17, д) Наличие внешнего напряжения, работу которого также надо учитывать, увеличивает  $d$ .

Локальная аннигиляция дислокаций, особенно стимулированная внешним напряжением, создает предпосылки для локализации пластической деформации. Как мы увидим, этот эффект очень важен для процесса разрушения.

Примесные облака образуются в результате диффузного взаимодействия примесей с ядром и полем дальнодействующих напряжений дислокаций.

Классическая примесная атмосфера — Коттрелла, образуется в результате диффузии примесных атомов в поле дальнодействующих напряжений от краевой дислокации. Над дислокацией имеется поле сжатия  $\sigma \approx -Db/r$ , под дислокацией — растяжения

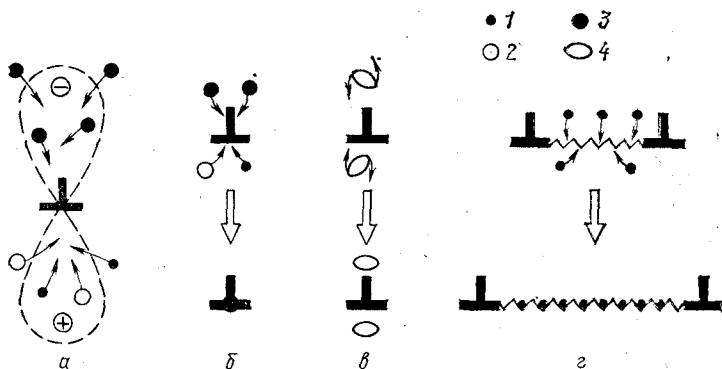


Рис. 18. Образование примесных атмосфер:

$a$  — Коттрелла;  $b$  — трубчатая (квази-атмосфера Коттрелла);  $c$  — Снука;  $d$  — Судзуки;  
Примесный атом: 1 — внедрения; 2 — замещения с  $V_i > a^3$ ; 3 — то же с  $V_i < a^3$ ; 4 — тетрагональный

того же порядка. Если примесный атом замещения больше основного атома на  $\Delta V_{пр} = V_{пр} - a^3$ , то он притягивается в область растяжения с силой  $F = -\partial W_{вз}/\partial r$ , где  $W_{вз} \approx \sigma \Delta V_{пр} \approx -Db \Delta V_{пр}/r$  — энергия взаимодействия атома с дислокацией (рис. 18, а). Если он меньше на  $\Delta V_{пр}$  (или если это атом внедрения с  $\Delta V_{пр} \approx V_{пр}$ ), то энергия взаимодействия отрицательна для области сжатия. В области  $W_{вз} < kT$  равновесное распределение примесных атомов описывается обычной формулой Больцмана:

$$c_{пр}(r) = c_{пр}(\infty) \exp(-W_{вз}(r)/kT). \quad (26)$$

При  $W_{вз} < 0$   $c_i(r) > c_i(\infty)$  — равновесной концентрации атомов,  $\Delta c_i(r) = c_i(r) - c_i(\infty)$  и составляет примесную атмосферу, которая

<sup>1</sup> Отклонение дислокации от чисто винтовой ориентации даже на  $1-2^\circ$  уменьшает  $d$  в 3—4 раза, так как необходимо учитывать работу  $F$  на создание новых краевых отрезков. Кроме того, в промежутке между двумя винтовыми дислокациями не должно быть других дислокаций или дислокаций других систем.

не только закрепляет примеси у дислокации, но и дислокацию у примесей (по III закону Ньютона).

Этот эффект — закрепление дислокаций — является общим для всех примесных атмосфер, в которых примеси успевают занять энергетически выгодные положения. Пусть смещение дислокации из центра атмосферы на  $a$  увеличивает ее энергию на 0,2 эВ на каждую атомную плоскость (ниже мы увидим, что это реальное значение). Тогда для отрыва от атмосферы надо приложить напряжение  $\tau$ , компенсирующее это увеличение:  $\tau bLa \gg W_{\text{вз}} L/a; \gg W_{\text{вз}}/a^3$ .

При  $W_{\text{вз}} = 0,2 \text{ эВ} \approx 3 \cdot 10^{-20} \text{ Дж}$  и  $a^3 = 10^{-29} \text{ м}^3$  получим  $\tau \approx 3(10^{-20}/10^{-29}) = 3 \cdot 10^9 \text{ Па} = 3 \text{ ГПа}$  ( $\sim G/30$ ) — увеличение напряжения, большее обычных рабочих напряжений, т.е. закрепление примесными атмосферами может быть достаточно прочным.

Закрепление классической атмосферы Коттрелла редко бывает эффективным. Во-первых, оно требует диффузии на большие расстояния ( $\Delta r > 10^2 a$ ). Во-вторых, в области  $W_{\text{вз}} < kT$  оказывается мало переместившихся атомов и закрепление дислокаций недостаточно прочное.

Большую роль играют атмосферы трубочная (квазиатмосфера Коттрелла), Снуки и Судзуки (рис. 18, б—г).

Квазиатмосфера Коттрелла (трубочная) образуется в результате дилатационного ( $W_{\text{вз}} \sim \Delta V$ ) взаимодействия примесей с полем больших упругих напряжений вблизи оси дислокации и с атомами самой дислокационной трубки. При этом энергия взаимодействия большая ( $W_{\text{вз}} \gg kT$ ), и осуществить точный расчет  $W_{\text{вз}}$  и распределения атомов примеси в этой области невозможно.

Оценим энергию взаимодействия примесного атома с  $\Delta V = 0,1 a^3$  с ядром дислокации. Напряжения в ядре  $\sigma \approx D$ , откуда  $W_{\text{вз}} \approx 0,1 D a^3$ . Учтем, что  $D a^3 \approx 12 kT_{\text{пл}}^*$ . Тогда  $W_{\text{вз}} = 1,2 kT_{\text{пл}}$ . Так, для железа при  $t_{\text{пл}} \approx 1800^\circ \text{C}$   $W_{\text{вз}} \approx 0,2 \text{ эВ}$ .

При образовании трубочной атмосферы атомы перемещаются на сравнительно небольшие расстояния ( $\Delta r \leq 10a$ ), поэтому она образуется значительно легче, чем классическая атмосфера Коттрелла.

Если атом примеси имеет другую форму, чем основной атом решетки, то минимум потенциальной энергии для него определяется не только расстоянием до оси дислокации, но и ориентацией. Вращение атома примеси или его перемещение внутри элементарной ячейки также приводит к закреплению дислокации, называемой атмосферой Снука (рис. 18).

Наконец, взаимодействие атомов примесей, имеющих валентность, отличную от валентности основных атомов (например, Al в Cu), с дефектом упаковки уменьшает обычно  $\gamma_{\text{д.у}}$  и увеличивает расщепление дислокации (рис. 18, г). При этом энергия дислокации понижается, и она закрепляется. Атмосфера примесных атомов на дефекте упаковки называется атмосферой Судзуки. Как и в предыдущих случаях для ее образования нужна диффузия примесных атомов на небольшие расстояния.

Возможность образования примесных атмосфер и закрепления дислокаций приводит к резким колебаниям плотности подвижных дислокаций во времени в зависимости от параметров эксперимента. Также сильно меняется способность материала к снятию локальных

\* В кристалле единственная комбинация констант, дающая по размерности энергию,  $Ea^3$  (или  $Ga^3$ ,  $Gb^3$ ,  $Db^3$  и т.д.). Поэтому все энергии, в том числе и  $kT_{\text{пл}}$ , пропорциональны ей и друг другу.

напряжений благодаря микропластичности, созданию новых зон перенапряжений и т.д. Все эти эффекты непосредственно влияют на характер и кинетику процесса разрушения.

### 3. Особенности дислокаций в г.ц.к. о.ц.к. и г.п.у. металлах

Металлы с различным типом кристаллической решетки отличаются один от другого количеством и взаимным расположением плоскостей легкого скольжения; строением ядра дислокации; взаимодействием дислокаций с примесями, в том числе мощностью и скоростью образования примесных атмосфер; высотой потенциального рельефа Пайерлса.

В г.ц.к. решетке плоскостями легкого скольжения являются плоскости типа  $\{111\}$ , образующие тетраэдр (рис. 19, а). Хотя одиночные дислокации, как было выяснено прямыми опытами на высоковольтном электронном микроскопе, могут двигаться и по другим плоскостям, но ни для микропластичности, ни для разрушения этот

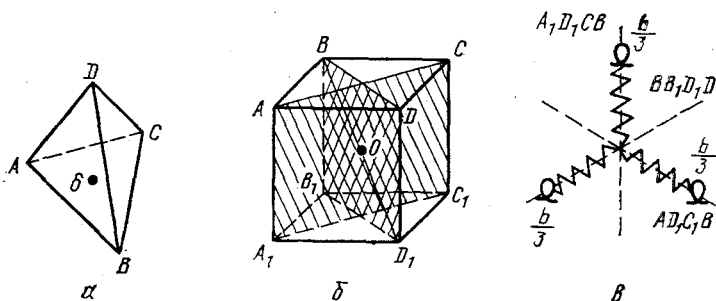


Рис. 19. Плоскости легкого скольжения:

а — в г.ц.к. решетке; б — в о.ц.к. решетке; в — расщепление винтовой дислокации  $BD_1$  в о.ц.к. структуре

эффект роли не играет. Число плоскостей скольжения не зависит ни от температуры, ни от скорости деформации. В каждой плоскости скольжения могут быть дислокации с тремя векторами Бюргерса. Всего, следовательно, может работать 12 систем скольжения.

Так, на плоскости  $ABC$  вектора Бюргерса  $\vec{AB}=\vec{b}_1$ ,  $\vec{AC}=\vec{b}_2$  и  $\vec{BC}=\vec{b}_3$  (рис. 20).

Расщепление винтовых и краевых дислокаций — плоское (рис. 20). Атомы, расположенные в вершинах тетраэдра, оставляют свободное место (δ на плоскости  $ABC$ ), являющееся промежуточным минимумом для перемещающегося атома. Так, при движении винтовой дислокации с вектором Бюргерса  $AB^*$  атом  $A$  может сначала пе-

\* Т.е. дислокация, которая перемещает плоскость  $ABC$  относительно параллельной ей нижней плоскости и переводит атом  $A$  в положение  $B$ . Видно, что  $AB$  — вектор трансляции решетки, так как положения  $A$  и  $B$  эквивалентны. Значит эта дислокация — полная.

переместиться в положение  $\delta$  и только потом в  $B$ . На языке вектора Бюргерса это означает расщепление по уравнению  $\vec{b} = \vec{b}_1 + \vec{b}_2$ , где  $\vec{b} = \vec{AB}$ ;  $\vec{b}_1 = \vec{A\delta}$  и  $\vec{b}_2 = \vec{\delta B}$ . Ось дислокации также расщепляется на две параллельных оси:  $\vec{AB} \rightarrow \vec{A_1B_1} + \vec{A_2B_2}$  (рис. 20, б).

Важно, что обе образовавшиеся при этом частичные дислокации уже не являются винтовыми. Поэтому для поперечного скольжения такой дислокации необходимо ее обратное сжатие на отрезке длиной  $d = 0,1 - 1$  мкм — добавочная затрата энергии, т. е. повышенные локальные напряжения и тепловые флуктуации.

Таким образом, расщепление винтовой дислокации в г.ц.к. решетке приводит к сильной анизотропии ее подвижности благодаря облегчению скольжения в плоскости расщепления и затруднению поперечных скольжений и размножения.

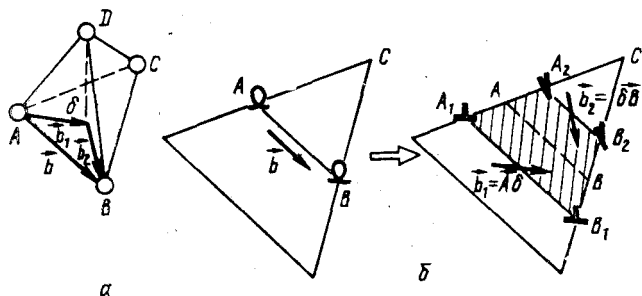


Рис. 20. Расщепление винтовой дислокации в г.ц.к. решетке:  
а — расщепление векторов Бюргерса; б — расщепление оси

Из рис. 12 видно, что барьер Пайерлса тем выше, чем больше вектор Бюргерса. Поэтому частичные дислокации с  $|\vec{b}_i| < b$  движутся легче, чем полные.

Г.ц.к. решетка — плотноупакованная. Между атомами там нет больших промежутков, в которых могли бы поместиться атомы внедрения. Атомы замещения, сильно отличающиеся по объему или форме<sup>1</sup> от основных атомов, имеют большую собственную энергию и не могут в существенных концентрациях находиться в виде твердого раствора. Поэтому влияние примесей в г.ц.к. решетке незначительно. Примесные атмосферы образуются резко в ограниченных интервалах температур. Главное влияние — через образование атмосферы

<sup>1</sup> Для кристаллизации в г.ц.к. решетку (плотная упаковка шаров с координационным числом  $n_k = 12$ ) атомы должны иметь форму, близкую к сферической. Чаще всего это атомы, внешний электронный слой ионного остова которых является полностью заполненной оболочкой. Поэтому атомы с большой примесью  $p$ - и  $d$ -состояний (или ионные остовы, если примеси — металлические) будут отличаться по форме от основных. Такие примеси называются тетрагональными в отличие от дилатационных с  $\Delta V_{пр} \neq 0$ , но той же формы.

Судзуки, увеличение расщепления винтовых дислокаций и в затруднении размножения.

Поэтому в дальнейшем мы будем считать, что в г.ц.к. металлах всегда имеется высокая плотность подвижных дислокаций, причем их подвижность слабо зависит от температуры.

Металлы с решеткой о.ц.к. являются сейчас основой большей части конструкционных материалов. Уменьшение координационного числа до  $n_k=8$  — следствие появления сильной ковалентной составляющей в межатомных взаимодействиях.

Ковалентная составляющая обусловлена взаимодействием  $d$ -реже  $f$ -электронов остова. Поэтому о.ц.к. металлы расположены в добавочных подгруппах таблицы Менделеева, где располагаются элементы с незаполненными  $d$ - и  $f$ -оболочками. Появление добавочной ковалентной связи приводит к увеличению модулей (энергия связи пропорциональна  $Ea^3$ ), температуры плавления и т.д. Именно поэтому эти металлы и используются в качестве конструкционных.

Изменение характера взаимодействия приводит к отличиям во всех основных свойствах дислокаций: увеличивается число систем скольжения; растет барьер Пайерлса; расщепление винтовых дислокаций становится объемным; усиливается роль примесей и их способность к образованию примесных атмосфер. Рассмотрим эти различия подробнее.

Плоскостями легкого скольжения в решетке о.ц.к. являются плоскости типа  $\{110\}$  (рис. 19, б\*). Вектор Бюргерса  $\frac{1}{2} \langle 111 \rangle$ . Следовательно, число систем скольжения равно 12 — такое же, как и в г.ц.к. структурах (6 плоскостей  $\times$  2 вектора Бюргерса). Но в о.ц.к. металлах имеются плоскости легкого скольжения типа  $\{112\}$  и  $\{123\}$ , которые вносят вклад в макроскопическую пластичность уже при довольно низких температурах  $T \lesssim 0,2T_{пл}$ . В результате в о.ц.к. металлах часто наблюдается «некристаллографическое скольжение», при котором макроскопические полосы скольжения развиваются вдоль направления максимальных касательных напряжений за счет поперечных скольжений винтовых дислокаций из одной плоскости легкого скольжения в другую.

Для ковалентных кристаллов искажения углов между атомами сильно изменяет энергию межатомных связей и, следовательно, сильно повышает барьер Пайерлса. Для о.ц.к. металлов рельеф Пайерлса уже довольно высокий: для Fe, например, его чисто силовое преодоление требует по оценкам напряжений  $\sim 600$  МПа. Причем для винтовых дислокаций барьер несколько выше, чем для краевых.

Но дислокации способны двигаться по потенциальному рельефу Пайерлса и при меньших напряжениях за счет тепловых флуктуаций. Участок оси дислокации, получивший добавочную энергию за счет тепловой флуктуации, переходит в соседний минимум потенциального рельефа. При этом на дислокации образуется парный перегиб, с энергией  $W_{пер}$ . Вероятность его образования пропорциональна обычному множителю Больцмана,

$$P_{пер} \sim \exp(-W_{пер}(\sigma)/kT), \quad (27)$$

\* Из рисунка видно, что эти плоскости содержат минимальное межатомное расстояние типа  $\frac{1}{2} \langle 111 \rangle - BO$  на рис. 19, а — половина пространственной диагонали куба. Расстояние между этими плоскостями минимально, что и означает, что рельеф Пайерлса для плоскостей  $\{110\}$  минимален.



где  $W_{\text{пер}}(\sigma)$  — энергия перегиба минус работа внешних напряжений при его зарождении.

Чем выше температура, тем легче зарождаются парные перегибы за счет тепловых флуктуаций, тем при меньших напряжениях могут двигаться дислокации. Следовательно, высокие потенциальные барьеры приводят к сильной температурной зависимости прочностных свойств.

Вектор Бюргерса в о.ц.к. решетке направлен вдоль пространственной оси  $\{111\}$  элементарной ячейки (рис. 19, б). Следовательно, то же направление имеет и ось винтовой дислокации. Три плоскости легкого скольжения проходят через ось винтовой дислокации (рис. 19, в), представляя возможность пространственного расщепления. В отсутствие внешних напряжений все три плоскости эквивалентны, и в каждой плоскости может образоваться частичная дислокация с вектором Бюргерса  $b/3$ .

В общем случае такая дислокация неподвижна. Любое перемещение в любой из плоскостей требует предварительного сжатия всех трех частичных дислокаций к оси, для чего нужны добавочные затраты энергии, тем больше, чем меньше  $\gamma_{\text{д.у}}$ , т. е. чем больше расщепление (напомним, что для сжатия расщепленной дислокации надо преодолеть отталкивание одноименных частичных дислокаций).

В реальных конструкционных материалах  $\gamma_{\text{д.у}}$  настолько велико  $\gamma_{\text{д.у}} \gtrsim 200 \text{ м Дж/м}^2$ , что дислокации скорее надо считать не расщепленными, а имеющими пространственно размазанное ядро. Хотя для сжатия такого ядра также требуется большая добавочная энергия, но все же гораздо меньшая, чем для сжатия расщепленной дислокации.

Краевая дислокация расщепляется в своей плоскости скольжения, как и в г.ц.к. решетке. Поэтому различие подвижностей краевой и винтовой дислокаций реально гораздо большее, чем это следует из теории барьеров Пайерлса, причем, так как  $v_{\text{д}} \sim \exp(-W(\sigma)/kT)$ , то это различие тем больше, чем ниже температура.

При низких температурах, когда экспоненциальный член преодоления объемного расщепления играет основную роль, скорость винтовых дислокаций намного меньше скорости краевых:  $v_{\text{в}} \ll v_{\text{кр}}$  (рис. 21).

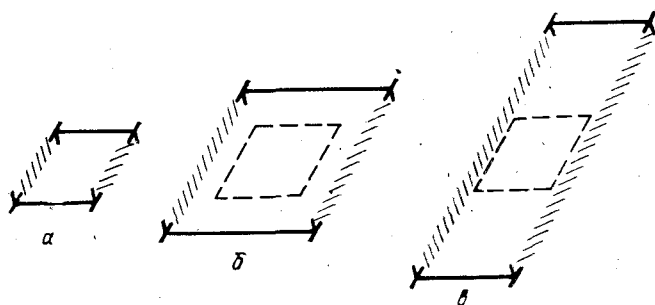


Рис. 21. Расширение скользящей дислокационной петли:

а — исходное положение; б — положение петли после расширения при  $v_{\text{в}} \approx v_{\text{кр}}$  (высокие температуры); в — при  $v_{\text{в}} < v_{\text{кр}}$  (низкие температуры); штриховыми линиями показано исходное положение петли

В результате образующиеся петли дислокаций вытягиваются в сторону краевых компонент и суммарная длина винтовых дислокаций  $\rho_v \gg \rho_{кр}$ . Для о.ц.к. металлов такие дислокационные структуры образуются при  $T \lesssim (0,15-0,2)T_{пл}$ .

Ниже мы увидим, что это свойство определяет возможность перехода в хрупкое состояние.

О.ц.к. в решетке атомы уложены не плотно. Между ними остаются свободные промежутки, в которых могут размещаться маленькие атомы типа Н, N, С. Атомы внедрения могут быстро мигрировать по кристаллической решетке, так как даже без других дефектов барьеры между соседними полостями не высоки (для С в Fe  $\sim 1$  эВ, а для Н — еще меньше). Напомним, что в присутствии полей напряжений диффузия становится направленной — атомы внедрения движутся в область растяжения.

Можно представить себе примеси внедрения в о.ц.к. металле как жидкость, которая перетекает по всему его объему, реагируя на любое изменение напряженного состояния. При сравнительно низких температурах ( $T > 0,3T_{пл}$ ) подвижность этой жидкости уже настолько велика (т.е. вязкость мала), что примесные атомы быстро облепляют любую остановившуюся дислокацию, образуя примесное облако и тормозя ее. Поэтому плотность подвижных дислокаций в о.ц.к. металлах меняется в зависимости от времени и условий в очень широких пределах от величины, близких к нулю, до плотностей  $\rho_{подв} \approx 10^{15} \text{ м}^{-2}$ , типичных для г.ц.к. металлов.

Кроме этих четырех различий, кинетика дислокационной структуры в о.ц.к. металлах обладает одним замечательным свойством. В области температур  $T \lesssim 0,2 T_{пл}$ , т.е. там, где скорость винтовых дислокаций уже достаточно высока, скольжение становится одиночным, т.е. эффективно работает только одна система скольжения. Этот эффект наблюдается даже в том случае, если образец был ориентирован для двойного скольжения, т.е. если напряжения в двух системах скольжения были одинаковыми. Единственное объяснение этого эффекта заключается в том, что дислокации системы скольжения, начинающей работать раньше по чисто случайным причинам, заполняют вдоль плоскости скольжения целые слои, которые и блокируют движение дислокаций остальных систем. Микроскопические причины такого блокирования сейчас не ясны, не ясно также, почему этот эффект не наблюдается в г.ц.к. металлах.

Гексагональные плотноупакованные металлы (Mg, Ti, Zn и др.) имеют кристаллическую решетку с явно выраженной анизотропией. Плотноупакованные слои атомов (такие же, как и слои  $\{111\}$  г.ц.к. решетки) располагаются один над другим со смещением. Такая структура имеет одну ось симметрии шестого порядка, перпендикулярную плотноупакованным слоям. Эти слои называются плоскостями базиса, плоскости скольжения, наклонные к ним — пирамидальными и призматическими.

В г.п.у. решетку кристаллизуются атомы, ионные остовы которых имеют существенную примесь электронов в  $p$ -состоянии. Волновая функция  $p$ -электронов вытянута вдоль одного направления, по которому и образуется дополнительная связь ковалентного типа. Эта ось и формирует ось симметрии шестого порядка. В г.ц.к. решетке, где примеси  $p$ -расстояния нет, кристаллическая структура более симметрична, в ней нет выделенных осей.

В соответствии с укладкой атомов, пластические свойства г.п.у. решетки проявляют ярко выраженную асимметрию. Барьер Пайерлса минимален при смещении друг относительно друга двух плотно-

упакованных плоскостей. Поэтому скольжение по плоскости базиса (3 системы скольжения, как и в решетке г. ц. к.) всегда идет достаточно легко. Скольжение по пирамидальным плоскостям требует повышенных температур и больших напряжений. Важно, что размножение даже базисных дислокаций требует выхода участков винтовых дислокаций в пирамидальные плоскости и, следовательно, происходит с трудом. Поэтому макроскопические сдвиги часто локализованы в узких слоях, ориентированных вдоль базиса.

Таким образом, тип межатомных связей и определяемая им структура кристаллической решетки оказывают большое влияние на свойства дислокаций и кинетику развития дислокационных структур.

#### 4. Макроскопическая пластичность, упрочнение и возврат

Макроскопическая пластическая деформация — результат суммирования отдельных сдвигов, однако это обычно не означает их простую аддитивность. Рассмотрим наиболее важные эффекты:

##### *Упрочнение и возврат*

Движение дислокаций по кристаллу состоит в преодолении целого ряда потенциальных барьеров, расположенных как вдоль оси дислокации, так и последовательно по пути ее движения. Все барьеры можно разделить на крупномасштабные ( $\Delta x \geq 1$  мкм), среднемасштабные ( $\Delta x \lesssim \rho^{-1/2}$ ) и мелкомасштабные ( $\Delta x = (1-5)a$ ).

На рис. 22 указана система таких барьеров (для простоты на схеме не изображены барьеры Пайерлса и непроницаемые барьеры

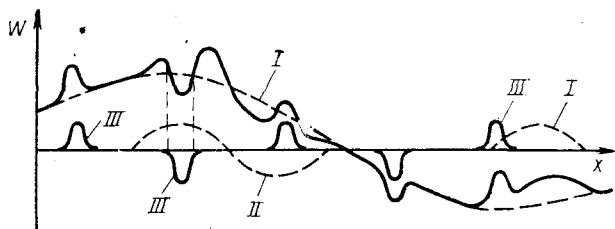


Рис. 22. Пример потенциального рельефа при движении дислокации через кристалл:

$I$  — дальнодействующих напряжений;  $II$  — взаимодействия параллельных дислокаций;  $III$  — пересечения дислокаций и точечных дефектов

типа границ фаз). Крупномасштабные барьеры являются следствием дальнодействующих полей внутренних напряжений, среднемасштабные — взаимодействия параллельных дислокаций, мелкомасштабные — взаимодействия дислокаций с точечными дефектами, пересечений дислокаций, а в о. ц. к. металлах — еще и сжатие объемно-расщепленных винтовых дислокаций.

Барьеры  $I$  и  $II$  высоки ( $\Delta W \gg 1$  эВ), поэтому для их преодоления необходимо приложить достаточно высокие напряжения —

$\tau \approx (1/b) |\partial W / \partial x|$  (в плоском случае). Мелкомасштабные препятствия могут быть преодолены совместными действиями напряжений и тепловых флуктуаций.

На рис. 22 видно, что наибольшую роль играют мелкомасштабные препятствия, расположенные вблизи максимума силы крупномасштабных препятствий —  $\left[ \frac{\partial}{\partial x} (W_I + W_{II}) \right]_{\max}$ . Препятствия вблизи минимумов и максимумов  $W_I + W_{II}$  преодолеваются гораздо легче. Изменение числа эффективных мелкомасштабных препятствий при появлении крупномасштабных часто не принимается во внимание, что неправильно.

Повышение числа и высоты барьеров и связанного с ними напряжения, необходимого для деформирования, называется *упрочнением*. Упрочнение, достигаемое пластической деформацией, называется *деформационным*. Наоборот, понижение числа и высоты потенциальных барьеров и понижение деформирующего напряжения называется *возвратом*. Возврат, идущий в основном путем термоактивационных процессов называется *термическим*; он слабо зависит от приложенных напряжений. Возврат, инициируемый напряжениями и идущий поэтому только во время пластической деформации, называется *динамическим*.

Движение дислокаций через потенциальные барьеры — термоактивационное, оно описывается обычно выражением:

$$v_d = v_0 \exp \left( -U(\sigma, \sigma_{вн}) / kT \right), \quad (28)$$

где  $v_0 \approx \text{const}$ ;  $U(\sigma, \sigma_{вн})$  — средняя энергия активации движения дислокаций;  $\sigma$  и  $\sigma_{вн}$  — тензоры приложенных и внутренних напряжений.

При термоактивационном движении дислокаций основное время уходит на стояние ее перед барьером в ожидании тепловой флуктуации, а временем движения между барьерами можно пренебречь. Поэтому  $v \approx v_0 \exp \left( -U(\sigma) / kT \right)$ , где  $l$  — расстояние между эффективными барьерами;  $v_0$  — период колебаний оси дислокации. Поэтому  $v = v_0 \exp \left( -U(\sigma) / kT \right)$ , где  $v_0 = v_0 l \gg v_0 a \approx v_{зв}$ , т.е.  $v_0 \gg v_{зв}$  — скорости звука. Часто  $v_0 = (10^2 - 10^4) v_{зв}$ .

В реальном кристалле всегда имеется широкий спектр мелкомасштабных барьеров, преодолеваемых с помощью тепловых флуктуаций. Но при движении через них большого ансамбля дислокаций происходит их автоматическое усреднение и формирование некоторой средней энергии активации. Дислокация создает дальнотяствующие напряжения и имеет гибкую неразрывную ось. Поэтому около высоких барьеров создаются скопления дислокаций, концентрация приложенных напряжений и уменьшение эффективной энергии активации. В областях с меньшими барьерами концентрации напряжений не происходит. Этот процесс перераспределения внутренних напряжений благодаря скоплению дислокаций и прогибов их осей приводит к выравниванию эффективных энергий активации по объему. Все эти соображения одинаково применимы как к потенциальным барьерам, так и к ямам.

При простом суммировании деформаций от всех движущихся дислокаций для скорости пластической деформации получаем:

$$\begin{aligned} \dot{\epsilon}_п &= \rho_{подв} b v = \rho_{подв} b v_0 \exp \left( -U(\sigma, \sigma_{вн}) / kT \right) = \\ &= \dot{\epsilon}_0 (\rho_{подв}, l) \exp \left( -U(\sigma, \sigma_{вн}) / kT \right). \end{aligned} \quad (29)$$

Часто простого суммирования провести нельзя, но тем не менее окончательная формула имеет тот же вид, однако выражения для  $\dot{\epsilon}_0$  и  $U$  не имеют такого простого смысла.

Для простоты будем пользоваться частным случаем этого выражения:

$$\dot{\epsilon}_\Pi = \dot{\epsilon}_0 \exp \left( -U_0 - \gamma_V (\sigma - \sigma_{\text{вн}}) / kT \right), \quad (30)$$

где  $\sigma$  и  $\sigma_{\text{вн}}$  — уже скаляры, под  $\sigma$  чаще всего подразумевается растягивающее или сжимающее напряжение.

Как видно из рис. 21, внутренние напряжения в разных микрообъемах меняют знак. Кроме того, они являются тензорными. Поэтому их замена одним скаляром не всегда оправдана. При переменных внешних напряжениях таким выражением пользоваться нельзя. Для о.ц.к. металлов нельзя применять и замену тензора приложенных напряжений одной его компонентой  $\sigma$ , так как другие его компоненты влияют на расщепление дислокаций и, следовательно, на их подвижность.

Напомним, что для г.ц.к. металлов  $\rho_{\text{подв}}$  всегда велико. Поэтому для них можно принять  $\dot{\epsilon}_0 \approx \text{const}$  по сравнению с  $\exp$  (например, для  $\rho_{\text{подв}} = 10^{14} \text{ м}^{-2}$ ,  $b = 3 \cdot 10^{-10} \text{ м}$  и  $v_0 = 10^3 \cdot v_s = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$  получим  $\dot{\epsilon}_0 \approx 10^{11} \text{ с}^{-1}$ ). Для о.ц.к. металлов  $\rho_{\text{подв}}$  меняется в широких пределах. Соответственно  $\dot{\epsilon}_0$  может меняться от  $\sim 10^5 \text{ с}^{-1}$  (для  $\rho_{\text{подв}} \lesssim 10^8 \text{ м}^{-2}$ ) до  $\dot{\epsilon}_0 = 10^{11} \text{ с}^{-1}$ .

Решим уравнение (30) относительно деформирующего напряжения  $\sigma$ :

$$\sigma = \sigma_{\text{вн}} + \frac{1}{\gamma_V} (U_0 - kT \ln \dot{\epsilon}_0 / \dot{\epsilon}_\Pi). \quad (31)$$

Из формулы (31) видно, что деформирующее напряжение состоит из двух частей:  $\sigma_{\text{вн}} + U_0 / \gamma_V$ , не зависящей от  $t$ , и  $\epsilon_\Pi$  и  $kT \ln \dot{\epsilon}_0 / \dot{\epsilon}_\Pi$  — температурнозависимой. Здесь  $\sigma_{\text{вн}}$  определяется дальнедействующими полями напряжений, которые можно преодолеть только с помощью повышения напряжений [это видно из выражения (30)], а  $U_0$  и  $\gamma_V$  — характеристики мелкомасштабного потенциала. Отметим, что изменение температуры для  $\sigma$  эквивалентно изменению  $\ln \dot{\epsilon}_\Pi$ .

В соответствии с вышесказанным, запишем для изменения деформирующего напряжения выражение:

$$d\sigma = \Phi d\epsilon - r_{\text{дин}} d\epsilon - r_T dt + (\partial \sigma / \partial \ln \dot{\epsilon}_\Pi) d \ln \dot{\epsilon}_\Pi + (\partial \sigma / \partial \ln \dot{\epsilon}_0) d \ln \dot{\epsilon}_0. \quad (32)$$

Здесь  $\Phi$ ,  $r_{\text{дин}}$  и  $r_T$  — коэффициенты упрочнения, динамического и термического возвратов.

При хаотическом распределении и движении дислокаций деформационное упрочнение связано с увеличением плотности дислокаций:

$$\sigma \approx \sigma_b \approx \alpha_1 Gb \sqrt{\rho_\parallel} + \alpha_2 Gb \sqrt{\rho_\perp} \approx \alpha Gb \sqrt{\rho}, \quad (33)$$

где первый член описывает взаимодействие параллельных дислокаций, второй — пересекающихся (так называемых дислокаций леса);  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  и  $\alpha$  — постоянные, порядка единицы.

Процессы возврата — это все микроскопические процессы, приводящие к уменьшению числа и высоты барьеров. В дальнейшем нас будут интересовать, главным образом, процессы уменьшения плотности дислокаций и уровня далекодействующих напряжений. Плотность дислокаций уменьшается в результате аннигиляции винтовых дислокаций при двойных поперечных скольжениях; аннигиляции краевых дислокаций в результате их переползания и рекристаллизации. Первый из них быстрый и сильно зависит от уровня приложенных напряжений. Поэтому он вносит основной вклад в динамический возврат. Но сразу очевидно, что так аннигилировать могут только винтовые дислокации, т. е. динамический возврат не может быть полным, с его помощью снимается только часть упрочнения.

Аннигиляция краевых дислокаций и рекристаллизация — термоактивные процессы. В зависимости от чистоты металла переползание идет при  $\theta \lesssim 0,2-0,25$ , рекристаллизация — при  $\theta \lesssim 0,4-0,6$ .

Дислокация создает напряжение  $\sigma \approx Db/r$ , которое действует на другую дислокацию с силой  $F_d = \sigma b \approx Db^2/r$ . Если эта сила больше, чем со стороны внешних напряжений  $\tau$ :  $F_d = Db^2/d > F_\tau = \tau b$   $d < b(D/\tau)$ , то две дислокации противоположного знака образуют устойчивый диполь. Переползание дислокаций этого диполя навстречу друг другу сводит дислокации на расстояние, радиуса аннигиляции  $d_{\text{анн}} = (4-6)b$ , после чего дислокации исчезают, переходя в комплексы точечных дефектов [54—56].

В противоположном случае  $F_\tau > F_d$ , т. е.  $\tau > Db/d$  дислокации проходят одна мимо другой под действием приложенных напряжений. Если подставить сюда  $d = 1/4\rho^{-1/2}$  — среднее расстояние между движущимися дислокациями, то получим  $\tau > 4Db \sqrt{\rho} \approx (2Gb/\pi(1-v)) \sqrt{\rho} = \alpha_1 Gb \sqrt{\rho}$  — условие, уже использованное ранее для увеличения деформирующего напряжения в результате взаимодействия параллельных дислокаций.

При рекристаллизации атомы материала приобретают большую подвижность вдоль границ зерен. Поэтому границу можно представить как тонкий слой расплава. Если плотность дислокаций по одну сторону от границы намного больше, чем по другую, то границе энергетически выгодно перемещаться в сторону зерна с большей латентной энергией, т. е. большим  $\rho$ . Поэтому новые зерна с малым  $\rho$  растут за счет присоединения к ним атомов из «расплава», а старые растворяются.

Рекристаллизация идет тем быстрее, чем выше была предварительная пластическая деформация, и, следовательно, созданная в старых зернах плотность дислокаций.

Дальнодействующие напряжения, их величина и способы релаксации будут подробнее рассмотрены в следующем разделе. Отметим здесь важную роль микротрещин. По определению их образование означает появление в кристалле новых свободных поверхностей. Известно, что на свободной поверхности компоненты тензора напряжений, отвечающие нормальным к поверхности силам, равны нулю (собственно поэтому поверхность и называется свободной). А значит и на расстояниях  $h$  (размера трещины) напряжения существенно уменьшаются.

Следовательно, зарождение микротрещин уменьшает уровень далекодействующих напряжений и тем ускоряет пластическую деформацию. Т. е. взаимосвязь микротрещин и пластической деформации сложная [57]. Микротрещины являются следствием пластической деформации, но, с другой сторо-

ны, и ее причиной. Ниже мы увидим, что микротрещины могут влиять на пластичность более существенно, чем только через релаксацию напряжений на новых поверхностях.

Отметим один очень важный для понимания дальнейших рассуждений момент: зарождение микротрещин есть один из релаксационных процессов, конкурирующих со всеми прочими. По мере увеличения пластической деформации в металле накапливаются дислокации и связанные с ними дальнедействующие напряжения. Они могут релаксировать за счет перестроек дислокационной структуры, аннигиляции дислокаций, рекристаллизации и т. д. Зарождение микротрещин начинается обычно тогда, когда все другие конкурирующие релаксационные процессы оказываются не эффективными.

В литературе имеется одно терминологическое противоречие. Все процессы в кристаллах делятся на процессы упрочнения и процессы возврата, которые увеличивают или уменьшают деформационное напряжение.

Другое часто используемое деление следующее: активными называются процессы, идущие под действием приложенных напряжений (т. е. для которых основную роль играет работа внешних сил), релаксационными процессы, идущие за счет уменьшения латентной энергии. При этом часто считается, что активные процессы тождественны процессам упрочнения, а релаксационные — возврата.

Что это не так видно из приведенного выше примера: динамический возврат связан с двойным поперечным скольжением винтовых дислокаций под действием приложенного напряжения, т. е. является активным процессом. И, наоборот, известно несколько видов перестроек дислокационных структур (например, формирование блочной структуры), идущих с уменьшением латентной энергии (т. е. релаксационных), но приводящих к упрочнению.

### *Локализация деформации*

Обычно в каждый момент пластическая деформация идет в небольшой части всего объема. Она называется активным объемом  $V_a$ . Он может колебаться в пределах  $V_a = (10^{-1} \div 10^{-3}) V$ . Различают грубое и тонкое скольжение. При затрудненном поперечном скольжении расширение областей, где скольжение уже идет и  $\rho_{\text{подв}}$  высока, происходит с трудом. Поэтому такие области принимают вид узких полос с высокой плотностью  $\rho_{\text{подв}}$  и большой деформацией внутри них. Такое скольжение называется грубым. Основная деформация в каждый данный момент происходит по краям полосы (рис. 23, а), за счет чего полоса расширяется. При грубом скольжении, скорость этого расширения мала, так что отдельные полосы не встречаются до самого момента разрушения (рис. 23, б). Некоторая деформация может идти при этом и внутри полосы.

При легком поперечном скольжении дислокации быстро выходят в новые и новые плоскости скольжения, полосы быстро расширяются, деформация и плотность  $\rho_{\text{подв}}$  внутри полос не велика. Вернее, скорость деформации внутри полос  $\dot{\epsilon}_n \approx 0$ , дислокации там образуют дипольные и мультипольные неподвижные структуры с плотностью  $\rho$ , а  $\rho_{\text{подв}} \approx 0,5\rho$  — плотность подвижных дислокаций отлична от нуля только на краю полосы (рис. 23, а). Поэтому полосы быстро встречаются, часто так быстро, что на опыте стадию расширения полос скольжения не удается заметить.

Внутри чистого железа, например,  $\rho \approx 10^{10} \text{ м}^{-2}$ . И, хотя длины свободного пробега дислокаций очень велики ( $l \lesssim 10d = 10/\sqrt{\rho} =$

$=10^{-4}$  м, даже  $\sim 10^{-3}$  м, т. е.  $l=1$  мм, суммарный сдвиг на стадии расширения полос скольжения мал:  $\varepsilon_n = \rho b l = 10^{10} \cdot 3 \cdot 10^{-10} (10^{-3} - 10^{-4}) = 3 \cdot 10^{-3} - 3 \cdot 10^{-4} = 0,3 - 0,03$  %.

Дальнейшая деформация идет затем довольно длительное время однородно по всему объему. Например, при деформации железа после объединения полос скольжения  $\Delta \varepsilon / \varepsilon \lesssim 0,1$ , где  $\Delta \varepsilon$  — средняя разница величин деформации в соседних микрообъемах.

Степень локализации деформации определяет и степень локализации плотности дислокаций, упругих внутренних напряжений и латентной энергии, влияя на многие пластические и прочностные свойства. Например, механизм рекристаллизации целиком определяется

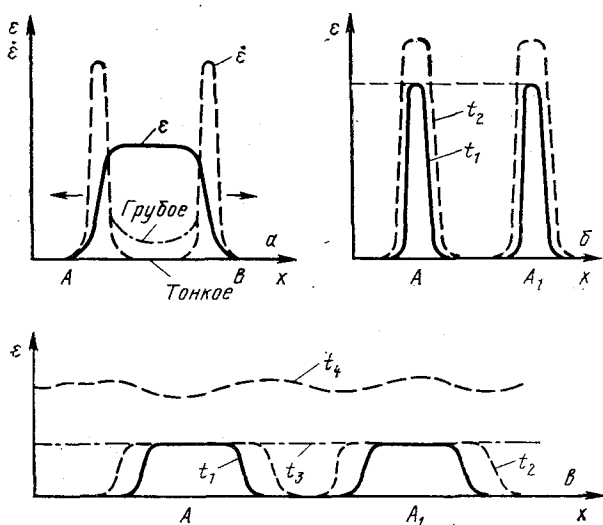


Рис. 23. Развитие полос скольжения:

$a$  — распределение деформации и ее скорости в полосе;  $b$  — кинетика развития деформации при грубом;  $в$  — при тонком скольжении;  $t_1-t_4$  — последовательные моменты времени

характером скольжения. При грубом скольжении новые зерна зарождаются в местах пересечений полос скольжения друг с другом и с границами зерен, т. е. в местах наибольших концентраций напряжений. Причем зарождение происходит только во время действия внешних сил, снятие которых сразу же уменьшает локальные напряжения. Такая рекристаллизация называется динамической.

При тонком скольжении зарождение новых зерен есть результат термоактивационных перестроек дислокационной системы, которые требуют времени (на ожидание тепловых флуктуаций) в гораздо большей степени, чем напряжений. Такая рекристаллизация называется термической.

Напомним, что обе эти рекристаллизации есть релаксационные процессы, конкурирующие с зарождением микротрещин.



## Макроскопические кривые деформации

Перейдем теперь к описанию кривых деформации различных металлов. При одновременной работе многих систем скольжения параллельно работают несколько механизмов упрочнения, такие как взаимодействие параллельных и пересекающихся дислокаций, торможение включениями и т. д.

Если эксперименты проводятся в условиях  $\dot{\epsilon} = \text{const}$ , то можно обычно бывает пренебречь упругой деформацией и считать  $\dot{\epsilon}_n = \text{const}$ . Зависимость приложенных напряжений от величины пластической деформации может в этом случае быть описана параболической кривой вида  $\sigma = \sigma_T (\epsilon_n / \epsilon_T)^n$ ;  $\epsilon_n > \epsilon_T$ , где  $\sigma_T$  — предел текучести, т. е. напряжение при пластической деформации  $\epsilon_n = \epsilon_T = 0,2\% = 2 \cdot 10^{-3}$ . Коэффициент  $n$  называется показателем упрочнения. Как мы увидим ниже, он является одной из основных характеристик конструкционных материалов, описывая их способность к равномерному растяжению. Он меняется в очень широких пределах от  $n \approx 0,7$  до  $n \approx 0,02$  (рис. 24).

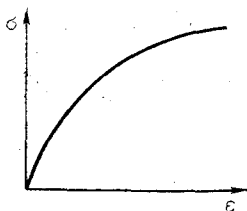


Рис. 24. Кривая деформации при одновременной работе нескольких систем скольжения

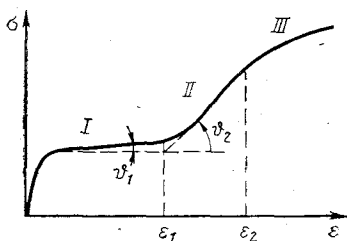


Рис. 25. Трехстадийная кривая деформации для г. ц. к. металлов.  $\epsilon < \epsilon_1$  — I стадия (легкого скольжения);  $\epsilon_1 < \epsilon < \epsilon_2$  — II стадия;  $\epsilon_2 < \epsilon$  — III стадия

Эту формулу можно объяснить на основе приведенных ранее закономерностей. Пусть механизмы упрочнения и возврат не меняются качественно в процессе пластической деформации. Тогда из  $\epsilon_n = \rho b l$  и  $\sigma = \alpha G b \sqrt{\rho}$  можно получить зависимость  $\sigma = \sigma(\epsilon_n)$ , если известен закон измерения  $l(\epsilon_n)$ . Пусть, например,  $l \neq l(\sigma)$ . Возьмем два крайних случая:  $l_1 = A \sqrt{\rho}$  и  $l_2 = l_0 = \text{const}$ . Получим тогда  $\sigma_1 = \alpha G \epsilon_n / A$  — линейное упрочнение и  $\sigma_2 = \alpha \sqrt{b / l_0} \epsilon_n^{1/2} G$  — параболическое упрочнение. Значение  $n < 0,5$  можно получить, если предположить  $l = l(\sigma)$ . Например, при  $l = l_0 (\sigma / G)^{\kappa}$  получим  $\sigma = (\alpha^2 b l_0^{-1} \times \epsilon_n)^{1/2 + \kappa}$ , т. е.  $n = (2 + \kappa)^{-1}$ .

Параболические кривые деформации типичны для г. ц. к. поликристаллов, г. ц. к. монокристаллов, ориентированных для множественного скольжения, о. ц. к. моно- и поликристаллов при низких температурах  $\theta < 0,2$ .

В г. ц. к. монокристаллах, ориентированных для одиночного скольжения, наблюдается трехстадийная кривая деформации — рис. 25.

На первой стадии упрочнение линейное  $d\sigma/d\varepsilon = \vartheta_1$  и примерно постоянно для всех г. ц. к. металлов ( $\vartheta_1/G \approx 3 \cdot 10^{-4}$ ). Его малая величина объясняется наличием всего одного механизма упрочнения — за счет взаимодействия параллельных или лежащих в параллельных плоскостях дислокациях. Большую роль играет также высокая скорость аннигиляции, снижающая  $\rho$  и, следовательно,  $\vartheta$  по сравнению с оценкой, приведенной выше для линейного упрочнения.

На II стадии начинает работать вторая система скольжения, лежащая в другой плоскости  $\{111\}$ . Коэффициент упрочнения сразу резко возрастает за счет взаимодействия пересекающихся дислокаций (рис. 31). Но динамический возврат на этой стадии еще не эффективен, поэтому упрочнение остается линейным.

Напомним, что в г. ц. к. металлах поперечное скольжение идет гораздо труднее, чем обычно. Поэтому на I и II стадиях число двойных поперечных скольжений, происходящих на локальных концентраторах напряжений, достаточно для размножения дислокаций; но при средних действующих напряжениях поперечные скольжения и, следовательно, динамический возврат еще невозможен.

На III стадии напряжения достигают величин, достаточных для массовых двойных поперечных скольжений. Происходит перестройка всей дислокационной

структуры, устанавливается параболическая зависимость  $\sigma(\varepsilon)$ , типичная, например, для поликристаллов, в которых из-за больших неоднородностей полей напряжений поперечные скольжения идут с самого начала деформации.

Кривые деформации о. ц. к. монокристаллов отличаются тремя особенностями. Во-первых, винтовые дислокации даже при  $T \geq 0,2 T_{пл}$  (т. е.  $\theta \geq 0,2$ ) еще мало подвижны, причем их подвижность почти одинакова как в плоскости основного, так и поперечного скольжения. Поэтому уровень напряжений на I стадии у них существенно выше, а стадия II практически отсутствует — рис. 26. Во-вторых, двухстадийная кривая наблюдается для них при любой ориентации монокристалла. Это есть следствие уже отмеченного свойства о. ц. к. металлов блокирования дислокациями одной системы скольжения всех остальных систем. Напомним, что при  $\theta < 0,15-0,2$  дислокационная структура состоит преимущественно из вытянутых дислокаций (рис. 21) работает сразу несколько пересекающихся систем скольжения, кривая деформации имеет параболический вид (рис. 24). При деформации поликристалла также наблюдается стадия легкого скольжения внутри каждого зерна. Но из-за конечной длины полос скольжения она тем меньше, чем меньше зерно (рис. 26, кривая 3).

Третья особенность кривых — наличие на них зуба текучести, который появляется из-за примесей, образующих облака и закрепляющих дислокации. Пластическая деформация начинается при низкой плотности подвижных дислокаций, которой соответствует «верхний» предел текучести  $\sigma_T^B$  (рис. 26, кривая 2), после увеличения  $\rho_{подв}$  до величин  $10^{13}-15^{15} \text{ м}^{-2}$   $\sigma$  падает до значений «нижнего»

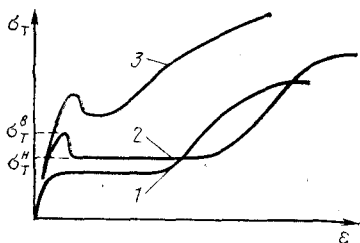


Рис. 26. Кривые деформации о. ц. к. металлов:

1 — чистый монокристалл; 2 — примесный монокристалл; 3 — поликристалл

предела текучести  $\sigma_T^n$ . Их значения могут быть получены из формулы (31)\*.

Кривые деформации г. п. у. металлов занимают промежуточное положение между г. ц. к. и о. ц. к. кривыми. Стадия I из-за большей асимметрии скольжения длиннее, чем в г. ц. к., скольжение на ней идет по базисной плоскости. Стадия II наблюдается, она более короткая, чем в и. ц. к., но длиннее, чем в о. ц. к. металлах. Она также связана с началом скольжения по небазисным системам. Стадия III имеет обычный характер.

## 5. Коллективные свойства дислокационных систем

При достижении плотностью дислокаций некоторого критического значения, зависящего от свойств дислокаций, т. е. типа решетки и условий деформации, дислокационная система приобретает новые физические свойства, отсутствовавшие в принципе у изолированных дислокаций. Для нас изучение коллективных дислокационных эффектов важно потому, что образование в металлах микротрещин также есть коллективный дислокационный эффект. Во всяком случае к разрушению нельзя подходить, основываясь только на свойствах изолированных дислокаций.

Из изложенного ясно, что коллективные свойства проявляются при высоких дислокационных плотностях. В их основе лежат два фундаментальных свойства дислокационных систем: образование жестко связанных дислокационных ансамблей и коллективное преодоление дислокациями препятствий [49].

Энергия взаимодействия дислокаций при увеличении их плотности  $\rho$  растет быстрее, чем их собственная энергия. Поэтому при некоторой критической плотности  $\rho_{кр}$  силы взаимодействия между дислокациями становятся больше внешних сил и независимые перемещения отдельных дислокаций становятся невозможными. Эта причина появления коллективных эффектов является чисто термодинамической [59—61]. Для металлов  $\rho_{кр}$  обычно составляет  $10^{13}—10^{14} \text{ м}^{-2}$ .

Известно, что дислокации обладают способностью концентрировать напряжения на самых существенных

---

\* Появление зуба текучести может быть связано с любым разупрочнением (например, разрушением крупномасштабных барьеров). В. Ф. Терентьевым было показано, что в ряде случаев зуб текучести — это следствие прорыва группами дислокаций запирающего приповерхностного слоя с повышенной плотностью дислокаций.

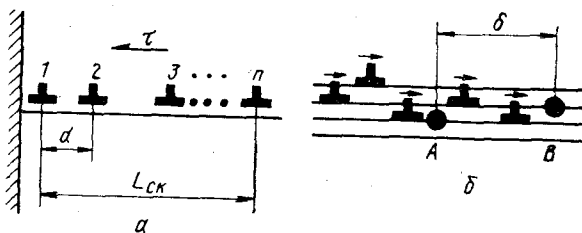


Рис. 27. Дислокационное скопление:

а — распределение дислокаций в скоплении; б — концентрация напряжений у препятствий А и В при движении эффективного скопления

препятствиях. Ансамбль дислокаций обладает этим свойством в еще большей мере, чем одна дислокация. Как мы увидим, в некоторых случаях концентрация напряжений может оказаться достаточной для разрушения препятствий, т. е. для зарождения микротрещин. Этот эффект часто носит чисто кинетическую природу.

Рассмотрим три коллективных эффекта: коллективную подвижность, создание дальнедействующих напряжений и токовую неустойчивость.

В области больших пластических деформаций второй член обычно много больше первого, и основная часть пластической деформации — это результат коллективных движений дислокаций ( $\rho_{\text{подв}}^{\text{тр}}$  и  $v_{\text{гр}}$ , плотность групп и их средняя скорость).

В литературе обычно рассматриваются два предельных случая таких групп с  $\Delta\rho \approx \rho$ : скопление и стенка. Скопление краевых дислокаций может образоваться при испускании  $n$ -дислокаций каким-либо источником в одной плоскости (рис. 27) и их последующем торможении на препятствии. Оно обладает большой собственной энергией и поэтому может существовать только при затрудненном поперечном скольжении и переползании, т. е. при низкой температуре и расщепленных дислокациях. В дальнейшем нам понадобятся формулы, описывающие геометрию и напряжения от скопления:

$$d \approx 2Db/n\tau; \quad L_{\text{ск}} \approx 2nDb/\tau \approx n^2 d, \quad \sigma_{\text{max}} \approx n\tau, \quad (34)$$

где  $\sigma_{\text{max}}$  — напряжения около 1-ой и 2-ой дислокаций,  $d$  — расстояние между ними,  $L_{\text{ск}}$  — общая длина скопления.

*Коллективные движения дислокационных систем.* Дислокации в каждой системе скольжения различаются не только видом [краевые (кр) и винтовые (в)], но и

знаком (+) или (-):  $\rho_{кр+}$ ,  $\rho_{кр-}$ ,  $\rho_{в+}$ ,  $\rho_{в-}$ . Каждую группу дислокаций можно охарактеризовать суммарным числом дислокаций  $n = \rho \Delta S = (\rho_+ + \rho_-) \Delta S$  и числом избыточных дислокаций  $\Delta n = \Delta \rho \Delta S = (\rho_+ - \rho_-) \Delta S$ . Здесь  $\rho_{\pm}$  — плотность краевых или винтовых дислокаций,  $\Delta S$  — занимаемая ими площадь.

Суммарная сила, действующая на группу:  $F = F_+ - F_- = n_+ \tau b L - n_- \tau b L = \tau b L \Delta n = \tau b L \Delta S \Delta \rho$ . Суммарная сила трения  $F_{тр} = \tau b L \Delta S \rho$ . Следовательно, вся группа будет перемещаться со скоростью, соответствующей эффективному напряжению:  $\tau_{эфф} b L n = \tau_{эфф} b L \rho \Delta S = \tau b E \Delta \rho \Delta S$ , т. е.  $\tau_{эфф} = \tau (\Delta \rho / \rho)$ .

При движении дислокационных групп, как целого, формула для  $\epsilon_n$  приобретает вид

$$\epsilon_n = \rho_{подв}^{(1)} b v^{(1)} + \rho_{подв}^{(гр)} n b v^{(гр)}. \quad (35)$$

Часто встречаются группы дислокаций одного знака, плоскости скольжения которых расположены рядом — на расстояниях, меньших расстояний между дислокациями. В этом случае концентрация напряжений на препятствиях будет такой же, как и для чистого скопления. Так, в точках  $A$  и  $B$  на рис. 27, б напряжения будут  $\sigma_{max}^A \approx 3\tau$ ,  $\sigma_{max}^B \approx 2\tau$ . Видно, что для создания добавочных напряжений на препятствиях надо, чтобы расстояния между одноименными дислокациями  $d$  были меньше расстояний между препятствиями  $\delta$  ( $d < \delta$ ).

В о. ц. к. металлах при низких температурах ( $\theta < 0,2$ ) основное сопротивление движению дислокаций оказывает барьер Пайерлса с расстояниями между максимумами  $\delta = a \approx b$ . Поэтому  $\delta \ll d$  при любых  $\rho$  и коллективной подвижности винтовых дислокаций никогда не наблюдается. Этот эффект объясняет отличие дислокационных структур и диаграмм растяжения в области  $\theta < 0,2$ .

Дислокационная стенка состоит из расположенных друг под другом на одинаковых расстояниях краевых дислокаций одного знака (рис. 28). В противоположность скоплению она обладает минимальной собственной

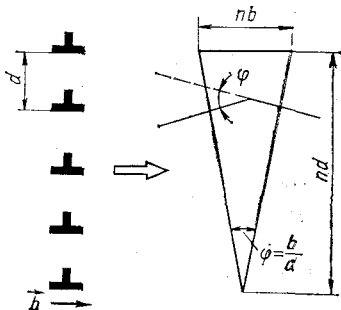


Рис. 28. Дислокационная стенка и производимая ею разориентация  $\phi$

энергией в расчете на одну дислокацию, так как на расстояниях от стенки  $x > d$  все компоненты тензора напряжений от различных дислокаций примерно компенсируют друг друга. Поэтому поля напряжений  $\sigma \neq 0$  только в узком слое ( $\sim 2d$ ) около стенки и  $W_d \approx 0,5Db^2 \ln 2d/r_0$ .

Ряд дислокаций одного знака эквивалентен клину с углом  $\varphi = b/d$ , вставленным в решетку. Поэтому стенка является границей разориентации. Как видно из рисунка, угол разориентации равен  $\varphi = b/d$ . Стенка из краевых дислокаций является границей наклона. Эквивалентная ей система из винтовых дислокаций (без дальнедействующих напряжений) имеет вид сетки из дислокаций двух систем. Она осуществляет кручение вокруг оси, перпендикулярной границе.

В металлах встречаются стенки с  $d = (10-100) b$ . Им соответствуют углы разориентации  $\varphi = b/d = 10^{-1} - 10^{-2}$  рад  $= 6^\circ - 40'$ . Для формирования стенки нужны высокие температуры и большие времена, чтобы дислокации успели переползти и занять равновесные положения, а все лишнее — проаннигилировать. Стенка дислокаций, как и скопление, может перемещаться как целое, создавая большие перенапряжения у препятствий или дефектов своей собственной структуры (например, у оборванных концов, стыков различных стенок и т. д.). В реальных условиях часто встречаются и неидеальные стенки: наклоненные относительно вертикальной оси, с примесью дислокаций противоположного знака, с неравномерными расстояниями между дислокациями. Напряжения около таких стенок скомпенсированы не полностью, поэтому их устойчивость ниже, чем у идеальных. Часто наблюдается рассыпание неидеальных стенок во время пластической деформации.

Рассмотрим дальнедействующие напряжения. Выше мы определяли их как напряжения на расстояниях от группы дислокаций, на много больших среднего расстояния между ними:  $r \gg d \approx \rho^{-1/2}$ . Очевидно, что напряжения от дислокационных диполей и мультиполей с  $\rho_+ = \rho_-$  на таких расстояниях уже пренебрежимо малы, и надо принимать во внимание только число избыточных дислокаций в группе  $\Delta n = \Delta \rho \Delta S = (\rho_+ - \rho_-) \Delta S$ . Можно показать, что возникновение  $\Delta n \gg 1$  — следствие неоднородности пластической деформации:

$$\Delta \rho \approx \nabla \varepsilon / b; \text{ точнее } \Delta \rho_{ik} = - \left( e_{ilm} \frac{\partial}{\partial x_l} \varepsilon_{mk} \right) / b = - \nabla \times \varepsilon^\wedge / b, \quad (36)$$

где  $e_{ilm}$  — тензор Леви — Чевита;  $\varepsilon^{\Delta}$  — тензор пластической деформации.

Это уравнение аналогично уравнению для плотности объемных электрических зарядов в двухкомпонентной плазме. Поэтому в дальнейшем мы будем называть  $\Delta\rho$  плотностью дислокационных зарядов [63].

В литературе для  $\Delta\rho$  имеется много терминов, например плотность избыточных дислокаций, геометрически необходимые дислокации (необходимые для создания

$\nabla \times \varepsilon^{\Delta}$ ), нескомпенсированные дислокации и т.д. Нам кажется, что термин «дислокационные заряды» более удачен, так как отражает связь  $\Delta\rho$  с полем дальнего действия напряжений.

Очевидно, что на расстоянии  $R$  от группы дислокации  $R \gg (\Delta S)^{1/2} = L$  напряжения будут порядка

$$\sigma \approx \Delta n D b / R = \Delta \rho \Delta S D b / R. \quad (37)$$

Иногда важными оказываются напряжения в промежуточной области  $L > R > d$ . Так, для скопления дислокаций (рис. 33) в этой области

$$\sigma_{\perp} \approx \tau \sqrt{L_{\text{ск}} / R}.$$

Выражения для  $\Delta\rho$  и  $\sigma$  (36) и (37) можно применять, если рассматриваемые объемы достаточно велики и можно пользоваться макроскопическими представлениями о плавной пластической деформации  $\varepsilon = \varepsilon^{\Delta}(\vec{r})$ , пренебрегая ее флуктуациями из-за микронеоднородностей. Так, при торможении скольжения у границ зерен, включений другой фазы с размерами, большими, чем расстояние между соседними линиями скольжения и т.д. [62—64].

Как будет показано ниже, дислокационные заряды играют исключительно важную роль в процессе разрушения. Отметим, что, согласно формуле (36), у противоположных сторон препятствий скапливаются дислокации противоположного знака:  $\Delta\rho_1 \approx -\Delta\rho_2$ . Поэтому при исчезновении препятствия (например, вследствие образования микротрещин) происходит аннигиляция дислокационных зарядов и исчезновение дальнего действующего поля напряжений (рис. 29). Этот эффект очень важен при рассмотрении обратного влияния трещин на пластическую деформацию.

Перейдем к *токовой дислокационной неустойчивости*. Дислокационным током, вернее плотностью тока (как и любым физическим током), называется произведение концентрации на скорость:  $\vec{j} = \vec{j}_+ - \vec{j}_- = \rho_+ \vec{v}_+ - \rho_- \vec{v}_-$  (в случае работы нескольких систем  $\vec{j} = \sum_{i=1}^N \rho_i \vec{v}_i$ , где  $N$  — число типов дислокаций). Поскольку  $\vec{v}_- = -\vec{v}_+ = \vec{v}$ , то  $\vec{j} = \rho \vec{v}$ .



Рис. 29. Исчезновение дислокационных зарядов в результате раскола включения:  
а — исходное состояние; б — смещение частей включения после раскола

Токовой неустойчивостью называется лавинообразное экспоненциальное нарастание тока вдоль какого-либо канала как результат флуктуации тока в этом канале  $\vec{j}_i > 0$ . Обычная физическая причина токовой неустойчивости — нелинейная зависимость сопротивления от тока, точнее падение сопротивления как реакция на рост тока. Микроскопическая причина — разрушение препятствий для тока (в плазме — рассеивающих центров) и рост плотности носителей тока. Скорость пластической деформации  $\dot{\epsilon}_n \approx \rho b v \approx |\vec{j}| \cdot \vec{v}$ . Поэтому токовая неустойчивость означает одновременно микропластическую неустойчивость, локализацию пластической деформации в определенном канале (рис. 30) [65—69].

Рассмотрим токовую неустойчивость вследствие разрушения недеформируемых пластин второй фазы (рис. 31). В таком композите в исходном состоянии развиваются короткие полосы скольжения. Поскольку пластины включения пластически недеформируемы, то и в линиях скольжения около них  $\epsilon_n = 0$ . Следовательно, если вдали от включений деформации в полосе  $\epsilon_{n0}$ , то  $\nabla \epsilon_n \approx \epsilon_{n0} / \delta$ , где  $\delta$  — область уменьшения  $\epsilon_n$  от  $\epsilon_{n0}$  до 0 вблизи пластины.



Если это не полосы, а линии скольжения, то  $\Delta\rho = \rho$  и на концах линий около включения формируются два скопления. Их длина, согласно (34),  $\delta = L_{\text{ск}} \approx 2 nDb/\tau$ . Длина свободного пробега дислокаций в этом случае  $l$  равна расстоянию между пластинами. Тогда  $\varepsilon_{\text{п0}} \approx nb/\Delta$ , где  $\Delta$  — толщина полосы, и  $n = \Delta\varepsilon_{\text{п0}}/b$ . Окончательно  $\delta \approx 2 \Delta\varepsilon_{\text{п0}}D/\tau$ . Если расстояние между полосами равно  $\Delta_1$ , а толщиной пластин можно пренебречь по сравнению с  $l$ , то  $\bar{\varepsilon} = \varepsilon_{\text{п0}}\Delta/\Delta_1$ .

Если прочностные свойства пластин известны, то это выражение позволяет определить предельную деформацию композита. В результате около пластин образуются дислокационные заряды  $\Delta\rho \approx \varepsilon_{\text{п0}}/b\delta$ , или  $\Delta n \approx \Delta\rho\delta \approx \varepsilon_{\text{п0}}\Delta/b$ , или  $\Delta B \approx \Delta n b \approx \varepsilon_{\text{п0}}\Delta$ , где  $\Delta B$  — суммарный вектор Бюргерса дислокационных зарядов.

Для начала разрушения пластин необходимо достижение некоторых критических условий. Но и без их конкретизации ясно, что для этого нужно совпадение двух случайных факторов: большого расстояния между пластинами и пересечения полосой скольжения пластины в наиболее ослабленном месте. (Эти условия спра-

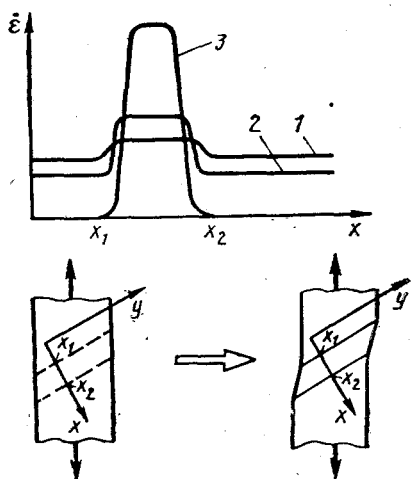


Рис. 30. Развитие токовой неустойчивости:

1 — флуктуация  $\varepsilon$  в интервале  $(x_1, x_2)$ ; 2 — нарастание тока; 3 — локализация пластической деформации в канале  $(x_1, x_2)$ ; 2 — пространственная картина

ведливы для любой токовой неустойчивости, которая начинается всегда в микрообъемах с наибольшими длинами свободного пробега и наиболее слабыми препятствиями.) В приведенном на рис. 31 примере такие условия создаются в точке В, где и зарождается микротрещина. После этого полоса скольжения удлинится на отрезок ВС. При этом в точках В и С создаются дислокационные заряды, большие, чем в остальном объеме (рис. 31, б).

На втором этапе развития токовой неустойчивости концентрация напряжений у пластин достигает такого значения, при котором их разрушение происходит в любом случае при подходе к ним полосы скольжения (т. е. на среднем их дефекте). На рис. 31 для простоты приведен пример, когда уже после первого разрушения (в точке *В*) концентрация напряжений в точках *А* и *С* (и всех последующих) становится критической, там зарождаются микротрещины и наступает пластический пробой.

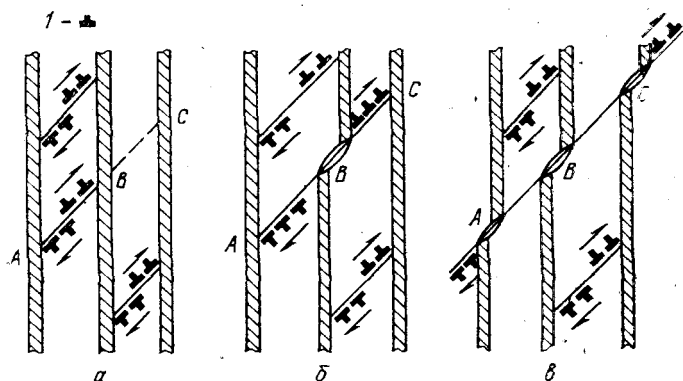


Рис. 31. Развитие токовой дислокационной неустойчивости в композите с недеформируемыми пластинами второй фазы:

*а* — исходное состояние; *б* — зарождение микротрещины в точке *В*; *в* — пластический пробой. 1 — дислокационный заряд  $\Delta\rho$ .

Пластический пробой — это токовая неустойчивость, он наступает тогда, когда динамический возврат в полосе скольжения (в рассмотренном примере — за счет образования микротрещин) сильнее упрочнения в ней.

Таким образом, при больших плотностях дислокаций основную роль в пластической деформации играют коллективные дислокационные эффекты, связанные с образованием жестко связанных дислокационных групп.

## 6. Дислокационный механизм пластической деформации

Еще в самых ранних физических исследованиях пластической деформации<sup>1</sup> было обнаружено, что в кристал-

<sup>1</sup> См. например, работы А. Ф. Иоффе, выполненные в физико-техническом институте АН СССР в начале двадцатых годов [29].

лах появляются большие разориентации, т. е. пластическая деформация в значительной мере происходит благодаря вращению отдельных микрообъемов (рис. 32).

При пластической деформации путем трансляционных сдвигов, т. е. вследствие прохождения дислокаций, направление отдельных атомных плоскостей не меняется даже в полосе скольжения ( $AB$  на рис. 32). Но наблюдаются и другие полосы, внешне дающие такой же макроскопический сдвиг, но материал в них повернут на угол  $\varphi$  относительно окружающего объема (рис. 32, б). Деформация с помощью таких полос эквивалентна сдвигу части кристалла относительно другой благодаря слою катков. Такие полосы называются полосами сброса.

Кроме чистых полос сброса, разориентации появляются при ползучести металлов, их пластической обработке и т. д. Хотя этот вид пластической деформации изучен меньше, чем дислокационный, можно считать установленным, что при больших пластических деформациях он играет важную роль [70—79].

Элементарным носителем поворота в кристаллической решетке является *дисклинация*, аналогично тому, как носителем трансляционного сдвига является дислокация. Для создания полной дисклинации надо разрезать кристалл (до оси  $O$  — рис. 33, а), повернуть стороны

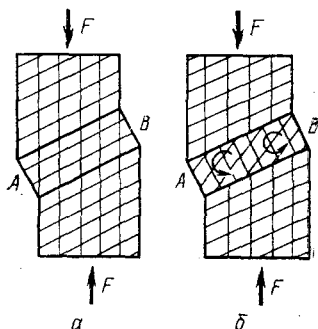


Рис. 32. Сравнение полос скольжения и сброса: а — полоса скольжения; б — полоса сброса. Линиями показана ориентация атомных плоскостей

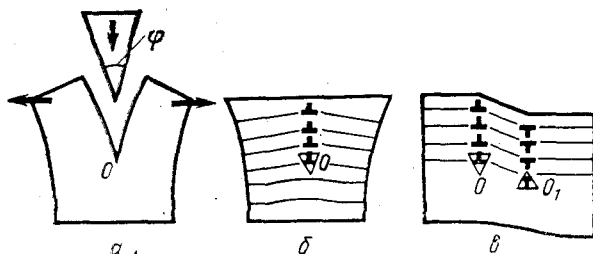


Рис. 33. Дисклинации: а — образование полной клиновой дисклинации мощности  $\varphi$ ; б — частичная дисклинация; в — диполь частичных дисклинаций

разреза на угол  $\varphi$ , заполнить образовавшуюся пустоту материалом (или удалить лишний материал) и сшить обратно все разрезы. В простейшем случае, когда ось поворота совпадает с осью разреза, надо вставить в кристалл клин с углом  $\varphi$ . Такая дисклинация называется клиновой. Дисклинация с осью, перпендикулярной разрезу, называется поворотной.

В кристаллической решетке сшить все разрезы дефекта можно только для некоторых вполне определенных и больших ( $\varphi \sim 1$ ) углов. Очевидно, что получающаяся при этом дисклинация обладает слишком большой энергией и реально существовать не может. Если же взять  $\varphi \ll 1$ , то идеальную сшивку разреза сделать нельзя, в кристалле остается плоский дефект. Пример такого дефекта уже был рассмотрен выше. Это плоская дислокационная стенка (например, наклона). Оборванная внутри кристалла (рис. 33, б и 28), она приводит к разориентации ( $\varphi = b/d$ ). Продвижение дисклинации (см. рис. 33, б) вниз, путем подстраивания к стенке дислокаций того же знака, приводит к увеличению области кристалла, охваченной разориентацией, т. е. к распространению разориентированных областей.

Образование единичной (даже частичной) дисклинации — событие хотя и наблюдаемое, но довольно редкое. Для него необходимо предварительно создать в какой-либо области большой избыток дислокаций одного знака, а это, как следует из предыдущего раздела, требует большой неоднородности исходной пластической деформации. Кроме того, единичная дислокация имеет сравнительно большую собственную энергию. Более частое явление — формирование диполя частичных дисклинаций (рис. 33, в). Видно, что такой диполь является простейшей моделью полосы сброса. Атомные плоскости между двумя стенками дислокаций развернуты относительно окружающего объема на угол  $\varphi = b/d$ .

Для образования диполя частичных дисклинаций избыток дислокаций одного знака не нужен совсем. Стенки разориентированного слоя состоят из дислокаций разных знаков.

Следовательно, для их генерации необходима только высокая полная плотность дислокаций в объеме  $\rho = \rho_+ + \rho_-$  (при  $\Delta\rho \approx 0$ ) и возможность ее разделения на две части:  $\rho_+$  и  $\rho_-$  [80].

В этом заключается механизм дисклинационной или ротационной неустойчивости: под

действием внешнего напряжения и локальных полей дислокационные структуры — дипольная и мультипольная разделяются на две части, каждая из них формирует наиболее выгодную с энергетической точки зрения конфигурацию — стенку [7, S. 30—35; 81].

Дислокации противоположного знака притягиваются. Работа внешней силы при перемещении дисклинационного диполя должна быть больше увеличения энергии дислокаций при разрушении мультипольных дислокационных структур. Рассмотрим основное геометрическое отличие дислокационной полосы от полосы сброса. Если в первой из них (рис. 32, а) дислокации движутся вдоль полосы, то во второй (рис. 32, б) — поперек.

В физике дисклинационной деформации важно зарождение ротационной неустойчивости; ее развитие (распространение в кристалле) внутренние напряжения, связанные с ней. По-видимому, существуют две причины зарождения дисклинационных мод пластической деформации: релаксация возникающих в теле крутящих моментов и работа внешней силы. Пусть в результате предшествующей пластической деформации в кристалле возник источник неоднородных внутренних напряжений (например, область с  $\Delta\rho \neq 0$ ). В металлах такие области часто связаны с неоднородностью пластической деформации вблизи границ зерен, где чаще всего и зарождаются ротационные полосы.

Неоднородные напряжения можно представить как сумму средних напряжений и крутящего момента. При пластическом повороте этой области моментная часть напряжений релаксирует, компенсируя увеличение энергии тела за счет образования дисклинационных петель (рис. 34) [82—83].

Из рис. 32, б и 35 видно, что продвижение дисклинационного диполя с двумя осями ротации (совпадающими с осями дисклинаций) эквивалентно с точки зрения сдвига движению дислокации с  $B_{\text{эфф}} \approx \varphi\Delta$ , где  $\Delta$  — плечо диполя. Поэтому при смещении диполя внутрь материала на  $\delta x$  внешнее напряжение совершает работу  $A = \tau B_{\text{эфф}} L \delta x = \tau \varphi \Delta L \delta x$ . Аналогичным образом рассчитывается работа при зарождении дисклинационной петли или мультиполя.

Продвижение диполя через кристалл — следствие разделения дислокационных мультиполей на две подсистемы;  $\Delta\rho_+$  и  $\Delta\rho_-$  — и достройки стенок дислокаций (рис. 35, в). Формулы для поля напряжений от дисклинацион-

ного диполя довольно громоздки и мы их приводить не будем. Важно только, что напряжения перед диполем достаточно велики и направлены так, что они способствуют разделению дислокационных мультиполей (рис. 35, в).

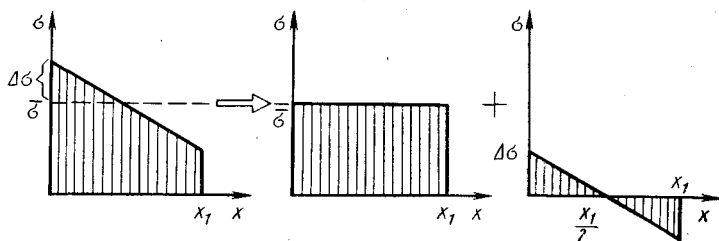


Рис. 34. Представление неоднородных напряжений в виде суммы средних напряжений и крутящего момента

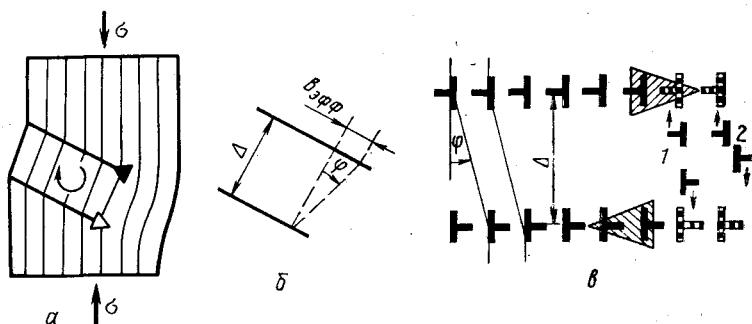


Рис. 35. Продвижение диполя частичных дисклинаций:

*a* — общая схема; *б* — определение эффективного сдвига; *в* — перемещение дислокаций вблизи диполя дисклинаций. Разрушение диполей 1 и 2 и подстраивание дислокаций из них к стенкам

Оценим плотность дислокаций, достаточную для продвижения диполя мощностью  $\varphi$ . Плотность дислокаций в стенках  $\tilde{\rho} = 1/d = \varphi/b$ . При разрушении всех дислокационных мультиполей получим  $\tilde{\rho} = \Delta\rho$ , откуда вытекает требование  $\rho\Delta > \varphi/b$  (или  $\rho > \varphi/b\Delta$ ), согласно которому плотность дислокаций перед диполем должна быть достаточна для достройки стенок. Взяв  $\Delta = 1 \text{ мкм} = 10^{-6} \text{ м}$ ,  $\varphi = 1^\circ \approx 10^{-2}$  и  $b = 2 \cdot 10^{-10} \text{ м}$ , получим  $\rho > 10^{-2}/10^{-6} \cdot 2 \cdot 10^{-10} = 5 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-2}$ . Реально  $\rho$  может быть в несколько

раз меньше ( $\rho \lesssim 10^{13} \text{ м}^{-2}$ ) благодаря размножению дислокаций после разрушения мультиполей.

Из оценки видно, что плечо диполя не может быть слишком малым, так как при малых  $\Delta$  уменьшается  $B_{\text{эфф}}$  и в пространстве перед ним не хватит дислокаций для его продвижения. С другой стороны,  $\Delta$  не может быть и очень большим, так как при увеличении  $\Delta$  уменьшаются напряжения от диполя, разрушающие дислокационную структуру, а при  $\Delta \gg l$  (длины свободного пробега дислокаций) до стенок дойдет небольшая часть всех дислокаций. Реально, по-видимому,  $1 \text{ мкм} \lesssim \Delta \lesssim 0,1 \text{ мкм}$ , хотя этот вопрос еще изучен недостаточно хорошо.

Дисклинации, даже частичные с  $\varphi \sim 1^\circ$ , являются мощными источниками внутренних напряжений. Дислокационная стенка (рис. 33, б) содержит дислокации одного знака. Вблизи ее конца (точки 0) напряжения от всех дислокаций стенки — растягивающие. На расстояниях, больших  $d$  (расстояния между дислокациями в стенке), эти напряжения  $\bar{\sigma} \sim D\varphi$ , т. е. достигают значений  $\sigma_{\text{теор}}$  только для  $\varphi \sim 1$ . Но это оценка для средних напряжений. Вопрос о возможности создания локальных напряжений будет рассмотрен ниже.

Таким образом пластическая деформация может идти не только посредством трансляционных сдвигов, т. е. независимых движений дислокаций, но и благодаря вращению микрообъемов, расположенных обычно слоями. Этот механизм является одним из коллективных эффектов в системах дислокаций: коллективным движением дислокаций, заключающимся в разделении  $\rho$  на  $\Delta\rho_+$  и  $\Delta\rho_-$  и приводящим к вращениям материала.

Основные сведения из теории дислокаций, необходимые для дальнейшего рассмотрения процесса разрушения, следующие:

1. Дислокация — это квазичастица, определяемая как линейный дефект кристалла. Ее перемещение — коллективный процесс в системе атомов и элементарный акт пластической деформации.

2. Дислокации обладают большими собственными энергиями и создают большие внутренние упругие поля. Оба эти фактора способствуют началу процесса разрушения. Дислокации могут легко размножаться, при этом их плотность может достигать очень больших величин.

3. Ядра дислокаций — это трубки диаметром (3—4)  $a$ . Они обладают большой собственной энергией.

Структура ядра дислокаций зависит от ее типа и характера межатомной связи (типа решетки), она сильно влияет на пластические и прочностные свойства.

4. Взаимодействие дислокаций между собой и с точечными дефектами определяют процессы упрочнения и возврата, характер макроскопических закономерностей деформации.

5. Образование примесных атмосфер сильно меняет плотность подвижных дислокаций в о. ц. к. металлах. В г. ц. к. и г. п. у. металлах этот эффект значительно слабее.

6. Сильное взаимодействие дислокаций с примесями, высокий барьер Пайерлса и объемное расщепление ядра винтовой дислокации приводят к сильному повышению деформационных напряжений с понижением температуры у о. ц. к. металлов. У г. п. у. металлов этот эффект слабее, а у г. ц. к. металлов самый слабый.

7. При больших пластических деформациях основную роль играют коллективные дислокационные эффекты: коллективная подвижность, токовая и ротационная неустойчивость и т. д. Эти эффекты обусловлены созданием ансамблей сильно связанных дислокаций и приводят к большим элементарным сдвигам и внутренним напряжениям. Зарождение микротрещин — один из коллективных дислокационных эффектов.

### **Глава III**

#### **МИКРОТРЕЩИНЫ**

В гл. I микротрещины определили как нарушения сплошности с размерами, меньшими грифитовских. Это означает, что зарождение микротрещин в поле средних внешних напряжений энергетически невыгодно и, следовательно, термодинамически запрещено. Чтобы сделать зарождение микротрещин энергетически выгодным, необходимо запасти часть работы внешней силы в виде латентной энергии, или создать область больших перенапряжений, или прибегнуть к механизмам, связанным с работой внешних сил во время зарождения микротрещины. Все эти пути связаны с пластической деформацией, которая предшествует зарождению микротрещин, сопровождает его и следует сразу за ним.



Взаимосвязь микропластичности и зарождения микротрещин является основной темой этой главы. Далее будет показано, что зарождение микротрещин является коллективным эффектом в дислокационных структурах некоторых типов; перестройкой их с превращением запасенной в них (латентной) энергии в поверхностную энергию микротрещин.

В литературе встречаются различные определения микротрещин. Иногда это понятие вводится для трещин, размер которых сравним с размером субструктурного дислокационного элемента или даже с размером зерна. Определение, данное выше, кажется нам более правильным, так как переход трещины через гриффитовский размер связан с изменением микромеханизмов ее роста.

Как известно из гл. I, класс микротрещин удобно разделить на подкласс субмикротрещин, зарождение которых является одним элементарным актом разрушения, и подкласс микротрещин, образующихся в результате длительного развития. Так, в алюминии при ползучести размеры субзерен  $\sim 1$  мкм, средний размер субмикротрещин  $\approx 0,2$  мкм, микротрещин порядка 1 мкм (см. гл. VI).

Другой важнейший аспект проблемы — термоактивационный. Целый ряд дислокационных перестроек, определяющих основные физические эффекты, является термоактивируемым, т. е. эти перестройки могут происходить при  $\sigma < \sigma_{теор}$  благодаря тепловым флуктуациям. Для этого нужно время ожидания, существенно большее периода межатомных колебаний. Нет никаких оснований ожидать, что зарождение микротрещин будет исключением.

Дальнейшая кинетика разрушения существенно зависит от свойств микротрещин, их механической и термической стабильности, взаимодействия с дислокациями и точечными дефектами и т. д.

## 1. Баланс энергий

Рассмотрим энергетическую выгодность зарождения микротрещины. Ограничимся медленными скоростями как трещины, так и дислокаций с тем, чтобы пренебречь кинетическими энергиями всех квазичастиц. Энергетический критерий зарождения микротрещины имеет вид

$$-\Delta W_{обн} - \Delta W_{п.вн} + \Delta W_{п.тр} + \Delta W_{\gamma} + \Delta W_{\tau} \leq 0, \quad (38)$$

где  $\Delta W_{\text{овн}}$  — энергия изменения упругих локальных напряжений;  $\Delta W_{\text{п.вн}}$  — работа локальных напряжений, затраченная на пластическую деформацию, сопровождающую разрыв;  $\Delta W_{\text{п.тр}}$  — работа на пластическую деформацию после разрыва (за счет новых перенапряжений у вершины трещины);  $\Delta W_{\gamma}$  — изменение поверхностной энергии;  $\Delta W_T$  — энергия, перешедшая в тепловую.

Все величины отнесены к одному элементарному акту, их знаки выбраны положительными  $\Delta W_i \geq 0$ .

Далее будет показано, что зарождение микротрещины и есть элементарный акт — единичный коллективный процесс в дислокационной подсистеме, происходящий обычно под действием одной тепловой флуктуации. Требование  $\sum_i \Delta W_i < 0$  означает, что, кроме рассматриваемых

процессов, могут существовать еще не учтенные здесь энергетические каналы (создание точечных дефектов, изучение звука, электромагнитные эффекты и т. д.).

Уравнение баланса (38) удобнее преобразовать к виду без локальных напряжений с учетом работы предварительной пластической деформации  $\Delta W_{\text{по}}$  [44]. С одной стороны, вычисление локальных напряжений требует конкретных моделей, поэтому приводит к потере общности. С другой стороны, известно, что энергия этих напряжений запасается в результате работы, предшествующей разрыву пластической деформации  $\Delta W_{\text{по}}$ . Поэтому в качестве верхней оценки первых двух членов можно записать:  $-\Delta W_{\text{по}} - \Delta W_{\sigma}$ , где второй член описывает релаксацию внешних напряжений.

В общем случае только часть энергии  $\Delta W_{\text{по}}$  запасается в виде упругих напряжений, а остальная работа идет на преодоление дислокациями сил сопротивления их движению. Обозначим запасенную долю энергии буквой  $\kappa$ . Тогда выражение (38) примет вид

$$-\kappa \Delta W_{\text{по}} - \Delta W_{\sigma} + \Delta W_{\text{п.тр}} + \Delta W_{\gamma} + \Delta W_T \leq 0. \quad (39)$$

Это уравнение более общее, чем приводимые обычно в литературе для энергетических балансов зарождения и рост трещин. Так, уравнение Гриффитса учитывает чле-

<sup>1</sup> В гл. I эта энергия была оценена для дискообразной трещины как  $\Delta W_{\sigma} = \alpha_1 (\sigma^2/E) h^3$ .

Для вытянутой вдоль одного направления длинной трещины с  $L \gg h$   $\Delta W_{\sigma} = \alpha_2 (\sigma^2/E) h^2 L$ . Коэффициенты  $\alpha_1$  и  $\alpha_2 \sim 1$ . В данном случае эти оценки остаются в силе с заменой  $\sigma$  (средних напряжений) на  $\sigma_{\text{л}}$  (локальные напряжения).

ны  $\Delta W_{\sigma}$  и  $\Delta W_{\gamma}$ , уравнение Орована— $\Delta W_{\gamma}$  и  $\Delta W_{\text{пс}}$  и т. д.

Из уравнения (39) очевидно также двойственная роль пластической деформации в процессе разрушения. При  $h < h_{\text{ГР}}$  пластическая деформация способствует разрушению: без члена  $\Delta W_{\text{по}}$  баланс энергий не может выполняться. При  $h > h_{\text{ГР}}$  пластическая деформация тормозит развитие трещин (за счет члена  $\Delta W_{\text{п.тр}} > 0$ ). При  $\Delta W_{\text{п.тр}} = 0$  трещина становится неустойчивой при  $h = h_{\text{ГР}}$ . Это означает, что член, описывающий работу пластической деформации ( $\Delta W_{\text{п}}$ ), при  $h = h_{\text{ГР}}$  меняет знак и его удобно разбить на работу приложенных  $\Delta W_{\text{по}}$  и локальных  $\Delta W_{\text{п.тр}}$  напряжений вблизи вершины трещины. Эти члены имеют разный знак, при этом если  $h < h_{\text{ГР}}$ ,  $|\Delta W_{\text{по}}| > |\Delta W_{\text{п.тр}}|$  и наоборот.

Вклад отдельных членов в общий баланс энергии в этом уравнении зависит от соотношения между размером трещины  $h$  и другими параметрами металла, имеющими размерность длины. Рассмотрим зарождение микротрещины при условии  $h \ll h_{\text{ГР}}$ , тогда члены  $\Delta W_{\text{п.тр}}$  и  $\Delta W_{\text{т}}$  малы. Наибольшую роль играет работа предварительной пластической деформации  $\Delta W_{\text{по}}$ .

Важное и существенное для процесса разрушения свойство пластической деформации — ее неоднородность. Она обуславливается неоднородностью зарождения дислокаций из-за ограниченного числа их источников и их торможения из-за коллективных дислокационных эффектов, а также [84—86] неравномерности распределения барьеров (неоднородности исходной структуры). В целом неоднородность пластической деформации можно охарактеризовать средним по объему зерна (или тела) параметром  $l_{\text{суб}}$  (субструктуры).

Размер  $l_{\text{суб}}$ , понимаемый как расстояние между группами реальных или зарядовых ( $\Delta\rho$ ) дислокаций, равен при средних значениях температур и напряжений примерно 0,3—3 мкм. Поскольку пространство между группами дислокаций свободно от больших барьеров, то в масштабах  $\sim l_{\text{суб}}^3$  пластическая деформация идет достаточно свободно (разумеется, если в этом пространстве есть достаточно высокая плотность подвижных дислокаций  $\rho_{\text{подв}}$ ).

Исходя из этих соображений, оценим член  $\Delta W_{\text{по}}$  в уравнении (39) при разных  $h$ . При  $h < h_{\text{ГР}}$  и  $h < l_{\text{суб}}$  в формировании локальных напряжений вносит вклад пластическая деформация из объема от  $h^2$  до  $hl_{\text{суб}}$  (в зависимости от условий) в плоском случае, т. е. когда зарож-

дается трещина длиной  $l_{\text{суб}} \gg h$ , или из объема порядка  $hl_{\text{суб}}^2$  до  $l_{\text{суб}}^3$  в трехмерном случае. Возьмем для оценки минимальное значение объема  $l_{\text{суб}}h^2$ . Сравнив работу  $\Delta W_{\text{п0}} = \tau \epsilon_{\text{л}} h^2 l_{\text{суб}}$  и энергию  $\Delta W_{\sigma} \approx (\sigma^2/2E) h^2 l_{\text{суб}}$ , видим, что  $\Delta W_{\text{п0}} > \Delta W_{\sigma}$  при  $\tau \epsilon_{\text{л}} h^2 l_{\text{суб}} > (\sigma^2/2E) h^2 l_{\text{суб}}$ , т. е. при  $\epsilon_{\text{л}} > \sigma/E$ , если пластическая деформация больше упругой (мы учли, что  $\tau \approx 0,5\sigma$ ). Обычно  $\sigma/E = 10^{-2} - 10^{-4}$ , в то время как локальная пластическая деформация в местах зарождения трещин  $\epsilon_{\text{л}} \sim 1$ . Итак, при  $h < h_{\text{Гр}}$  и  $h < l_{\text{суб}}$   $\Delta W_{\text{п0}} \gg \Delta W_{\sigma}$ ; этим членом можно пренебречь. Коэффициент  $\kappa$  будем считать в дальнейшем  $\approx 1$ , так как торможение внутри объемов с размерами  $l_{\text{суб}}$  мало. Таким образом, для зарождения микротрещин необходимо выполнение условия

$$\Delta W_{\text{п0}} \lesssim \Delta W_{\gamma}. \quad (40)$$

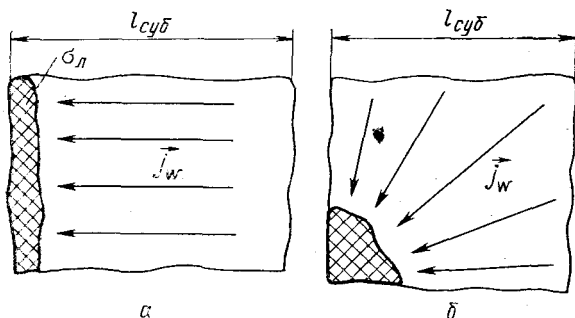


Рис. 36. Перенос энергии пластической деформации и создание областей с повышенными локальными напряжениями:

*a* — плоский; *б* — цилиндрический потоки энергии  $\vec{j}_w$

Проведем нижнюю и верхнюю оценки, следующие из этого неравенства. Если пластическая деформация идет полосами, то и перенос энергии — плоский (рис. 36, *a*).

В отличие от рис. 5 и 7, где  $\vec{j}_w$  означает поток упругой энергии вследствие появления новой поверхности и связанной с ней разгрузкой, в данном случае  $\vec{j}_w$  есть ее перенос благодаря неоднородному потоку дислокаций и созданию  $\Delta\rho$ .

В этом случае  $\Delta W_{\text{п0}} = \tau \epsilon_{\text{л}} h l_{\text{суб}}^2$  (здесь учтено, что  $L \approx l_{\text{суб}}$ ),  $\Delta W_{\gamma} = 2\gamma h l_{\text{суб}}$  и условие (40) выполняется при  $2\gamma h l_{\text{суб}} < \tau \epsilon_{\text{л}} h l_{\text{суб}}^2$ , или, учитывая, что  $\gamma \approx Db/2$ ,

$$\tau > Db/l_{\text{суб}} \epsilon_{\text{л}}. \quad (41)$$

Из формулы (41) видно, что  $\epsilon_{\text{л}}$  не может быть малым. Напротив, при  $\epsilon_{\text{л}} \sim 1$  и  $b/l_{\text{суб}} < (10^{-3} - 10^{-4})$  получим  $\tau \lesssim (10^{-3} - 10^{-4}) D$ , т. е. что зарождение микротрещин возможно уже при достаточно малых  $\tau$ . Так, при  $D = 20$  ГПа  $\tau \lesssim 20$  МПа). Реально  $\tau$  могут быть на 1—1,5 порядка больше, так как маловероятно, чтобы  $\epsilon_{\text{л}} = \text{const}$  внутри области и  $\epsilon_{\text{л}} \approx 0$  на границе, т. е. что весь поток энергии, связанный с дислокациями, проходит без потерь по области  $\sim l_{\text{суб}}$  и полностью затормаживается на ее границе.

В объемном случае (рис. 36, б) пластическая деформация разгружает весь объем  $\sim l_{\text{суб}}^3$  и переносит эту энергию (и работу внешней силы) в небольшую область  $\sim l_{\text{суб}} h^2$ . Тогда  $\Delta W_{\text{по}} \approx \tau \epsilon_{\text{л}} l_{\text{суб}}^3$  и

$$h < l_{\text{суб}} (\tau/D) (l_{\text{суб}}/b) (1/\epsilon_{\text{л}}).$$

Очевидно, что в этом случае  $\epsilon_{\text{л}} < 1$  (деформация сложная). Возьмем для оценки  $\epsilon_{\text{л}} = 0,1 - 0,3$ ;  $l_{\text{суб}}/b = 10^3$ ;  $\tau/D = 10^{-3}$ . Тогда получим  $h/l_{\text{суб}} \lesssim 0,1 - 0,3$ , т. е. можно ожидать зарождения микротрещин с размерами 10—30 % от размера дислокационной субструктуры. Ниже мы увидим, что  $l_{\text{суб}}$  и  $h_{\text{Гр}}$  сравнимы, обычно  $l_{\text{суб}} < h_{\text{Гр}}$ . Этот же вывод будет подтвержден далее на конкретных моделях. Таким образом,  $h/h_{\text{Г}} \ll 1$ .

В этом случае процесс зарождения микротрещин может быть представлен в следующей последовательности: накопление работы внешних сил в виде собственной энергии дислокаций; перенос этой энергии по телу потоками дислокаций; ее концентрация в местах максимальных градиентов пластической деформации; ее релаксация путем зарождения новых свободных поверхностей, т. е. благодаря зарождению микротрещин.

## 2. Форма микротрещин

Форма микротрещин существенно влияет на их стабильность и механизмы зарождения и роста. Рассмотрим это более подробно в приложении к микротрещинам [39].

Для плоского случая (т. е. когда  $L \sim l_{\text{суб}} \gg h$ ) возможны три основные формы микротрещин, различающихся соотношением длины  $h$  к ширине или, что то же самое, к радиусам кривизны ее вершин  $\xi_1$  и  $\xi_2$  (рис. 37).

1. Упругая трещина (рис. 37, а) является в предельном случае разрезом вдоль атомной плоскости с  $B_1 = B_2 = 0$  (или  $\sim b$ , что уже зависит от деталей введения  $B_1$  и  $B_2$ ). Такую трещину мы уже рассматривали в гл. I. График зависимости ее энергии от размера приведен на рис. 4. Видно, что при  $h < h_{\text{Гр}}$  упругая трещина может существовать в том случае, если ее поверхности каким-либо образом испорчены (например, покрыты, оксидной пленкой); в противном случае она захлопывается и все связи полностью восстанавливаются<sup>1</sup>.

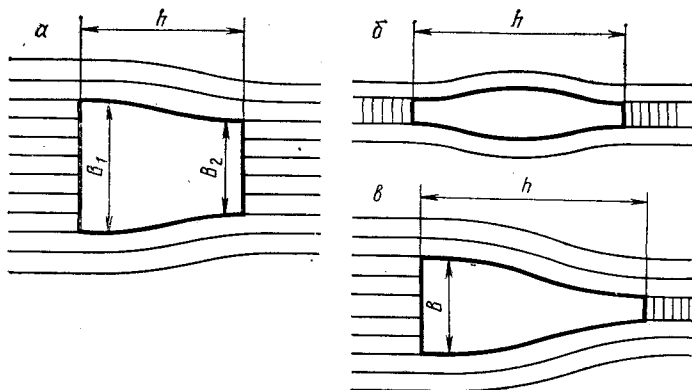


Рис. 37. Схемы трех основных форм трещин:

а — пора; б — упругая трещина; в — дислокационная трещина

При  $B_1 \sim B_2 > a$ , но достаточно малых, зависимость (рис. 5) сохраняется. Поэтому при снятии напряжений такая трещина захлопывается, но связи восстановятся не полностью, у вершин сохранятся две небольшие дислокационные трещинки. Как известно, упругая трещина является концентратором приложенных напряжений.

Итак, упругая трещина механически нестабильна и является концентратором приложенных напряжений, тем

<sup>1</sup> Моделирование на ЭВМ упругих трещин с  $h=5-10 a$  показало, что вблизи  $h=h_{\text{Гр}}$  есть небольшой минимум энергии, связанной с периодическим изменением сил связи  $[\gamma=\gamma(x)]$ . Это означает, что есть небольшой интервал напряжений  $\Delta\sigma$ , при которых упругая трещина стабильна — не растет и не захлопывается. Но относительная роль этого интервала напряжений уменьшается с ростом  $h(\Delta\sigma/\sigma) \sim a/h$ , и при  $h \gtrsim 10^3 a$  мы этот эффект принимать во внимание не будем.

более мощным, чем меньше радиусы кривизны ее вершин  $\xi$ .

2. Дислокационная трещина (рис. 43, в) с  $B_1 \gg B_2$  (в пределе с  $B_2 \rightarrow 0$ ) представляет собой один из возможных видов полого ядра супердислокации с большим вектором Бюргерса  $B = B_1 - B_2 = (n_1 - n_2)b = nb$ . Локальная упругая энергия дислокации пропорциональна квадрату ее вектора Бюргерса. Повышение  $b$  в  $n$  раз приводит к увеличению всей энергии и в том числе энергии областей около ядра дислокации в  $n^2$  раз.

При этих условиях становится энергетически выгодным раскрытие микротрещины в ядре дислокации и снятие благодаря этому высоких локальных напряжений. Дислокация с вектором Бюргерса  $B = nb$  и радиусом ядра  $r_0$  имеет энергию

$$W_d \approx 0,5Dn^2 b^2 [\ln(R/r_0) + Z]. \quad (42)$$

В случае раскрытия трещины длиной  $h$  в ядре дислокации появляется новая свободная поверхность площадью  $\sim 2hL$ , напряжения на которой равны нулю, а вблизи понижены<sup>1</sup>. Как и в случае трещины Гриффитса (см. рис. 4), для оценки можно считать, что напряжения в цилиндре радиусом  $0,5h$  почти нулевые.

С другой стороны, раскрытие трещины приводит к увеличению энергии ядра дислокации. В этом случае упругих напряжений в ядре практически нет. Для  $h \gg B$  боковые поверхности трещины можно считать плоскими свободными поверхностями и оценить их энергию с площадью удельной поверхности энергии  $\gamma \approx 0,5Db$ . Тогда

$$\Delta W_\gamma \approx 2\gamma hL \approx DbhL = 0,5Db^2 n^2 (2h/n^2 b). \quad (43)$$

Подставив выражение (43) в (42), получим

$$W_{d,тр} = 0,5Dn^2 b^2 [\ln(2R/h) + (2h/n^2 b)]. \quad (44)$$

Минимум этого выражения и определяет равновесную длину дислокационной трещины:

$$(\partial W_{d,тр}/\partial h)|_{h=h_d} = 0 = -(1/h_d) + (2/n^2 b); \quad (45)$$

$$h_d \approx n^2 b/2.$$

<sup>1</sup> Строго говоря, равны нулю компоненты тензора напряжений, дающие нормальные к поверхности силы. В нашем случае с ними связана основная энергия.

Таким образом, дислокационной трещине длиной  $h_d \approx n^2 b/2$  соответствует минимум энергии  $W_{д.т.}$ . Равновесная длина трещины, содержащей, например, 25 дислокаций, равна  $h_d = 0,5 \cdot 625 \cdot 3 \cdot 10^{-10} \text{ м} = 10^{-7} \text{ м} = 0,1 \text{ мкм}$ .

При оценке мы не конкретизировали направление трещины относительно вектора Бюргерса. Мы рассмотрели  $\vec{h} \perp \vec{B}$ , но легко показать, что с точностью до множителя  $\sim 1$  длина трещины не зависит от ее направления. В частности, она может быть расположена параллельно  $\vec{B}$ , т. е. в плоскости скольжения.

Длину дислокационной трещины можно рассматривать и с помощью силового критерия. Напряжения в ядре супердислокации с  $n \gg 1$  и  $r_0 \approx 2b$  были бы  $\sigma_d = \lim_{r \rightarrow r_0} (Dnb/r) \rightarrow 0,5nD \gg \sigma_{теор}$ , что невозможно. Эти на-

пряжения вызывают раскол материала вблизи ядра и образование дислокационной трещины. В этом приближении оценить ее длину сложнее, для этого требуется расчет перераспределения всего поля напряжений после зарождения трещины. Во всяком случае очевидно, что напряжения на больших расстояниях от трещины не меняются:  $\sigma_d(r \gg h_d) \rightarrow (Dnb/r)$  и что  $\sigma_d(r \rightarrow h_d) \rightarrow \sigma_{теор} \approx D$ .

Таким образом, дислокационная трещина создает около себя большие внутренние напряжения, определяющие ее длину. Поэтому она механически стабильна.

Теперь мы можем более точно определить понятие упругой трещины. Пусть ее длина равна  $h$ , а радиусы кривизны  $\xi_1 = \xi_2 = B/2$ . После захлопывания упругой трещины образуются две дислокационные. Их длина равна  $2h_d \approx n^2 b = B^2/b$ ; если она намного меньше исходной длины, т. е. если

$$B \ll \sqrt{hb}; \quad n < \sqrt{h/b}, \quad (46)$$

то трещину можно считать упругой.

В заключение рассмотрим дислокационную трещину в поле внешних растягивающих напряжений  $\sigma$ . Область релаксации напряжений (внутренних или приложенных) при  $h \gg B$  не зависит от деталей формы трещины (рис. 5, 7). Поэтому выражение (44) для энергии трещины в поле внешних напряжений можно представить в виде

$$W_{д.тр} = 0,5Dn^2 b^2 \ln(2R/h) + 2\gamma h - (\pi\sigma^2/2E)(h/2)^2. \quad (47)$$

Введем обозначения:  $h_{д_0} = n^2 b/2$ ;  $h_{ГР} = 8E\gamma/\pi\sigma^2$ ;  $\tilde{h} = h/h_{ГР}$



и  $\tilde{h}_{д_0} = h_{д_0}/h_{ГР}$  и учтем, что  $\gamma \approx Db/2$ . Равновесная длина трещин, как и раньше, определяется из условия  $(\partial W_{д.тр}/\partial h)|_{h=h_д} = 0$ , что дает  $(-\tilde{h}_{д_0}/\tilde{h}_д) + 1 - \tilde{h}_д = 0$  или

$$\tilde{h}_д = 0,5 \left( 1 \pm \sqrt{1 - 4\tilde{h}_{д_0}} \right). \quad (48)$$

Параметр  $\tilde{h}_{д_0}$  — это отношение длины дислокационной трещины при  $\sigma=0$  к  $h_{ГР}$ . Если  $h_{д_0}$  мало, то корень в выражении (48) можно разложить в ряд. В результате получим два равновесных значения  $h_д$ :

$$\begin{cases} \tilde{h}_{д_1} \approx \tilde{h}_{д_0} \\ \tilde{h}_{д_2} \approx 1 - \tilde{h}_{д_0} \end{cases} \quad \text{или} \quad \begin{cases} h_{д_1} \approx h_{д_0} \approx n^2 b/2 \\ h_{д_2} \approx h_{ГР} - n^2 b/2. \end{cases} \quad (49)$$

Из рис. 38 видно, что первое из решений соответствует устойчивому положению равновесия, а второе — неустойчивому (соответствующему гриффитовскому размеру бездислокационной упругой трещины). Другими словами, при  $h_д \ll h_{ГР}$  влиянием внешних напряжений на дислокационную трещину можно пренебречь. Потеря ус-

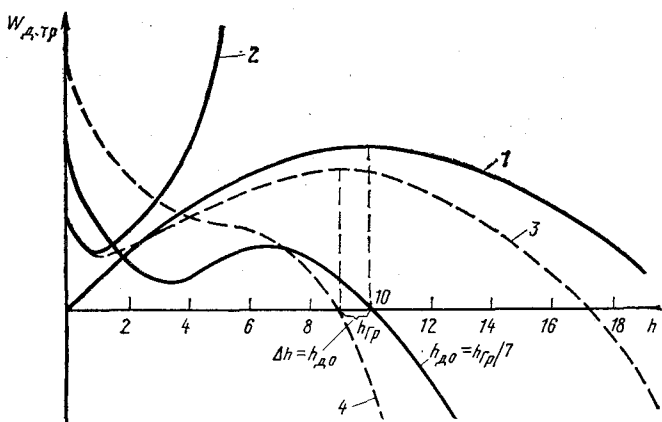


Рис. 38. Зависимость энергии трещины от ее размера:  
1 —  $V=0$ ;  $\sigma \neq 0$ ; 2 —  $V \neq 0$ ;  $\sigma=0$ ; 3 —  $h_{д_0} = h_{ГР}/10$ ; 4 —  $h_{д_0} = h_{ГР}/4$

тойчивости происходит по механизму Гриффитса при  $h_{д_2} \approx h_{ГР}$ , т. е. у достаточно больших трещин, близких к упругим.

При больших  $h_{д_0}$  ситуация меняется. Из выражения (48) видно, что устойчивые решения существуют только

до  $\tilde{h}_{d_0} = 0,25$ , т. е. до  $h_{d_0} = -h_{ГР}/4$ . При этом значении имеется одна бесконечно узкая область безразличного равновесия при  $h_d = h_{ГР}/2$ . Другими словами, при  $h_{d_0} = h_{ГР}/4$  размер дислокационной трещины при приложении напряжений увеличивается в два раза:  $h_d = 2h_{d_0}$ , после чего трещина теряет устойчивость.

Если следить за исходными дефектами, то упругая трещина длиной  $h$  теряет устойчивость при напряжениях, в два раза больших, чем дислокационная того же размера  $h_{d_0} = h$ . Или после приложения тех же напряжений  $\sigma = \text{const}$  теряют устойчивость; дислокационная трещина размером в 4 раза меньше упругой:  $h_{d_0} = h/4$  [86].

Рассмотрим поры — трещины с большими  $\xi_1$  и  $\xi_2$ . Характеризуем их как механически стабильные трещины, захлопывание которых энергетически невыгодно, что имеет место при выполнении условия, обратного (46):  $B_1 \sim B_2 \gg \sqrt{h\bar{b}}$ . Очевидно, что при выполнении этого условия пора захлопнуться не может.

Упругие напряжения около поры складываются из ее собственных напряжений и из приложенных напряжений, концентрируемых порой. Собственные напряжения определяются суммарным вектором Бюргерса поры  $\Delta\vec{B} = \vec{B}_1 - \vec{B}_2$ :  $\sigma_{\perp} \approx D\Delta B/r$ , где  $r_{\min} \approx h/2$ . Концентрация приложенных напряжений около поры зависит от отношения  $h$  и  $\xi_i$  (или  $B_i$ ):  $\sigma_{\perp \max} \approx \sigma \sqrt{h/\xi}$ . При  $\xi = h/2$ , т. е. в случае цилиндрической поры,  $\sigma_{\perp \max} \approx 3\sigma$ .

Окончательно

$$\sigma_{\perp} \approx \sigma \sqrt{h/r} + D\Delta B/r,$$

$$\sigma_{\perp \max} \approx \sigma \sqrt{h/\xi} + 2D\Delta B/h. \quad (50)$$

Из этих выражений видно, что напряжения около пор малы: гораздо меньше, чем около упругих и дислокационных трещин.

Ниже будет показано, что поры нестабильны термически в поле сжимающих напряжений.

Рассмотрение микротрещин различной формы приводит нас к очень важному выводу: стабильные микротрещины могут иметь только форму поры или дислокационной трещины.

Видно (см. рис. 37, а и в), что и пора, и дислокационная трещина не могут быть образованы простым разрывом межатомных связей в идеальной кристаллической решетке (разрыв может привести только к упругой тре-

щине, нестабильной при  $h < h_{гр}$ ). Для зарождения микрогребшины нужно образовать внутри решетки пустоту — полость для поры и клин для дислокационной трещины, т. е. переместить часть атомов материала на расстояния порядка  $B$  или  $h$ .

Отсюда следует, что зарождение микротрещины обязательно должно сопровождаться пластической деформацией и, следовательно, быть связанным с дефектами. Можно представить две возможности для этого: коагуляцию уже имеющихся дефектов в микротрещину или создание новых дефектов при ее зарождении. Это утверждение не тривиально. В литературе предлагалось много моделей, в которых авторы пытались ограничиться только предварительной пластической деформацией, создающей высокие локальные напряжения. Из приведенных выше соображений ясно, что таким путем нельзя объяснить зарождение стабильных микротрещин.

Пору  $\xi_1 = \xi_2$  (т. е. с  $B_1 = B_2$ ) можно представить как многослойный диск из вакансий. Образование вторичных дефектов из вакансий хорошо известно [87, 88]. Для этого нужна высокая концентрация избыточных вакансий, получаемая, например, при быстрой закалке фольг металлов или при их облучении. Известно также, что при пластической деформации металла генерируется много неравновесных вакансий. Поэтому часто предлагают модели, объясняющие появление микропор при ползучести коагуляцией избыточных вакансий. Особенно часто такие модели встречаются в теории высокотемпературной ползучести.

Количественная характеристика явления будет рассмотрена в разделе, касающемся высокотемпературного разрушения. Ниже приведены качественные соображения, по которым вакансионные механизмы зарождения микротрещин представляются крайне маловероятными.

1. Поры с  $\vec{\Delta B} \neq 0$  имеют гораздо большую энергию, чем с  $\vec{\Delta B} = 0$ . Поэтому при чисто вакансионном механизме ни одна пора не является источником внутренних напряжений. Для закалочных и радиационных пор это хорошо известно. При пластической деформации, напротив, зарождаются не только поры с  $\vec{\Delta B} \neq 0$ , но и чисто дислокационные микротрещины.

2. При вакансионном механизме зарождение и рост происходят постепенно, поэтому в каждый данный момент времени наблюдается широкий спектр пор начиная

с  $\xi$  порядка нескольких  $b^*$ . При ползучести  $\xi_{\min} \lesssim 100b$ ;  $\xi \approx 250b$ . Поры меньшего размера не встречаются, хотя экспериментально их можно обнаружить.

3. Вторичные дефекты при конденсации закалочных вакансий имеют вид почти сферических пор (иногда — с кристаллографической огранкой), или дислокационных петель, полученных при захлопывании вакансионных дисков (редко двух или трехслойных). Возникающие при деформации поры обычно неравноосные ( $\xi < h/4$ ), они имеют кристаллографическую огранку.

Таким образом, качественные соображения свидетельствуют против механизмов зарождения микропор, связанных с коагуляцией избыточных вакансий. Еще меньше оснований полагать, что пора может расти за счет испускания внедренных атомов. Энергия их образования велика:  $\epsilon_{\text{вн}}^f \geq 2Db^3 \geq 25kT_{\text{пл}}$ .

Напряжения около типичных пор малы и не могут существенно уменьшить эту энергию. Рассмотрим, например, пору с  $h=0,1$  мкм  $=10^{-7}$  м и  $\xi=h/5=2 \cdot 10^{-8}$  м в поле внешних напряжений  $\sigma=200$  МПа. Их концентрация около поры дает  $\sigma_{\text{л}}=2\sigma T \sqrt{h/\xi} \approx 400 \sqrt{5} \approx 1$  ГПа. Если собственный вектор Бюргерса поры мал (например,  $\Delta\xi/\xi < 0,1$ ), то  $\Delta B \approx 0,25\xi = 4 \cdot 10^{-9}$  м и ее собственные напряжения  $\sigma_{\text{л}} = D\Delta B / (h/2) = 2 \cdot 20 \cdot 4 \cdot 10^{-9} / 5 \cdot 10^{-8} = 4$  ГПа. Тогда  $\Delta W \approx \Delta V \sigma_{\text{л}} = 10^{-30} \text{ м}^3 \cdot 5 \cdot 10^9 \text{ Па} = 5 \times 10^{-21} \text{ Дж} \approx 0,03 \text{ эВ}$ , что пренебрежимо мало по сравнению с собственной энергией внедренных атомов ( $\geq 3 \text{ эВ}$ ).

Вероятность рождения примесного атома у поры  $P \approx \omega_0 \exp(-\epsilon_{\text{вн}}^f/kT)$  при  $T \sim 0,5T_{\text{пл}}$  пренебрежимо мала  $P = 10^{13} \text{ с}^{-1} \cdot \exp(-25kT_{\text{пл}}/0,5kT_{\text{пл}}) = 10^7 \text{ с}^{-1}$  (т.е. за год испускаются 3—4 атома).

Вся совокупность теоретических и экспериментальных результатов (на которых мы остановимся позднее) свидетельствует о том, что в основе всех механизмов зарождения микропор при пластической деформации лежат объединения дислокаций.

---

\* Правда не всегда. Поры с маленькими  $\xi$  быстро растворяются, испуская вакансии. Движущей силой растворения является поверхностное натяжение, создающее  $\sigma \approx \gamma/\xi$ . При  $\xi \sim 2b$  и  $\gamma = Db/2\sigma \approx D/4$  сравнимо с теоретической прочностью. Но минимальный размер, который все еще наблюдаем (с учетом времени подготовки к наблюдениям, в течение которого и происходит растворение пор), может быть легко подсчитан и прекрасно совпадает с наблюдаемым.

### 3. Зарождение микротрещины в модели плоского скопления дислокаций

Идея о возможности зарождения трещины около за-  
торможенного сдвига принадлежит Зинеру. Математи-  
чески разработанная дислокационная модель была впер-  
вые предложена Стро [42]. Основная идея этой модели  
связана с возможностью создания высоких локальных  
напряжений при незаконченном сдвиге, частным случа-  
ем которого является скопление из  $n$  одноименных дисло-  
каций (рис. 39, а). В гл. II отмечалось, что напряжения  
между двумя головными дислокациями скопления  $\sigma_{ск} \approx$   
 $\approx n\tau$ , а при  $r > d$   $\sigma_{л} \approx \sigma \sqrt{L_{ск}/r}$ .

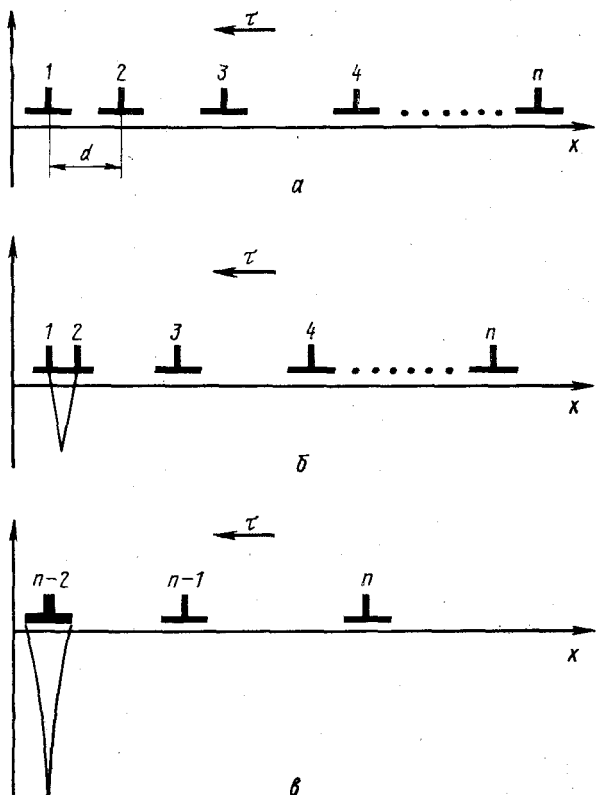


Рис. 39. Схема зарождения трещины в модели Стро:  
а — исходное скопление дислокаций; б — слияние двух го-  
ловных дислокаций; в — рост трещины за счет сваливания в  
нее большей части дислокаций скопления

Стро провел энергетический и силовой расчеты. При энергетическом расчете скопление считалось неподвижным и составлялся баланс энергий при раскрытии трещины в поле локальных напряжений  $\sigma_{\text{л}} \approx \tau \sqrt{L_{\text{ск}}/r}$ :

$$(\pi \bar{\sigma}_{\text{л}}^2 / 2E) (h/2)^2 \geq 2\gamma h. \quad (51)$$

Подставляя сюда  $\bar{\sigma}_{\text{л}} = Db/2$  и  $L_{\text{ск}} = 2Dnb/\tau$  [см. (34)], Стро получил условие зарождения трещины в виде  $\pi\tau \geq 2D$ .

При использовании силового критерия Стро считал, что локальные напряжения должны быть достаточными для преодоления отталкивания между двумя головными дислокациями скопления [118]. В области линейной теории упругости, т. е. при  $d \gg 2r_0$ ,  $d \approx 1,84 Db/\pi\tau$ , Стро предложил, что эта формула верна до  $d \approx b$ , после чего напряжения отталкивания спадают. Следовательно, головные дислокации при  $b \lesssim 1,84 Db/\pi\tau$ , т. е. при  $\pi\tau \lesssim 1,84D$ , сливаются, что с точностью до принятых приближений совпадает с представленными на рис. 39, б и в формуле (51) данными. Такое совпадение выводов из силового и энергетического критериев считалось подтверждением надежности оценки [89].

Под двойной дислокацией зарождается дислокационная трещина длиной  $h \approx (0,5-1)n^2b = (2-4)b$ .

Строго говоря, в металлах при расстоянии между атомами  $\sim 3b$  еще действуют существенные силы притяжения. Поэтому поверхности под двойной дислокацией еще нельзя считать свободными. Но в о. ц. к. металлах, где основную роль играют ковалентные связи, уже при  $\Delta r = (2 \div 3)a$  приближение свободной поверхности достаточно корректно.

Для полого ядра дислокации мы получили оценку  $h \approx -n^2b/2$ , она справедлива, если  $h \gg B$  и  $n \gg 1$ , т. е. когда боковые поверхности трещины изогнуты слабо, их можно считать плоскими и описывать постоянной  $\gamma$ . При  $n=2$  эта формула дает  $h=2b=B$ , что означает очень сильное искривление боковых поверхностей (которое энергетически невыгодно). Их распрямление увеличивает  $h$ , но точно оценить это увеличение затруднительно. Различные оценки дают  $h = (0,5-1)n^2b$  [42].

В области порядка  $h^2$  локальные напряжения сильно снижаются, что приводит к уменьшению отталкивания остальных дислокаций скопления. Стро показал, что при  $\tau \lesssim 2D/n$  действия внешнего напряжения достаточно для

сваливания большей части оставшихся дислокаций скопления в трещину (рис. 48). В результате в кристалле зарождается микротрещина размером

$$h \approx n^2 b/2 \approx 2D^2 b/\tau^2. \quad (52)$$

Модель зарождения дислокационной трещины Стро продемонстрировала возможность зарождения трещины благодаря слиянию дислокаций. Однако количественные результаты теории показали существенное расхождение с экспериментами.

1. Согласно выражению (52) для зарождения трещины требуется очень большое скопление дислокаций:  $n \gtrsim 2D/\tau$ . Так, при  $D=20$  ГПа и  $\tau=100$  МПа  $n \gtrsim 400$ . Такого скопления подвижных дислокаций не наблюдали ни в одном кристалле. Длина такого скопления была бы  $L_{\text{ск}}=2nbD/\tau \approx 30$  мкм, т. е. больше типичных размеров дислокационной субструктуры ( $l_{\text{суб}}=1-3$  мкм).

2. Для зарождения микротрещины необходимо создать очень большие локальные напряжения  $\sigma_{\text{л}} \approx n\tau \approx 2D$  — порядка предела теоретической прочности. Для этого нужны очень мощные препятствия, способные затормозить гигантские скопления, не разрушившись. В однофазном монокристалле таких препятствий заведомо нет.

3. Модель Стро не описывает зарождения микротрещин, так как зародившиеся в соответствии с ней дислокационные трещины нестабильны. Покажем это:

$$h_{\text{Стро}} \approx n^2 b/2 = (2D/\tau)^2 b/2 \approx 4D\gamma/\tau^2 \approx 2E\gamma/\sigma^2,$$

что в соответствии с выражением (48) примерно в 3 раза больше критического размера дислокационной трещины  $h_{\text{дгр}} \approx 2E\gamma/\rho\sigma^2$ .

На самом деле условия, полученные Стро, являются избыточными, во-первых, из-за самой модели плоского скопления, во-вторых, из-за приближений, принятых при расчете. Первая из этих причин будет рассматриваться ниже. Обсудим постановку задачи Стро.

1. При оценках энергетической выгодности зарождения трещины в модели Стро учтена только энергия релаксации уже созданных локальных напряжений и не учтены ни работа внешних сил при самом зарождении, ни энергия ядер дислокаций, сваливающихся в трещину. Ниже мы покажем, что эти энергии того же порядка, что и учтенная, т. е. в модели Стро энергетическая выгода занижена в несколько раз.

2. В силовой постановке требование отталкивания дислокаций до  $\Delta r \sim b$  также завышено. Мы уже знаем,

что ядра теряют устойчивость при существенно больших расстояниях между дислокациями [ $\Delta r \approx (4-5)b$ ].

3. Наконец, требование одинакового результата из силового и энергетического подходов является избыточным. Слияние может быть энергетически выгодным раньше, чем исчезнет отталкивание между дислокациями. Мы уже знаем, что в этом случае зарождение разрыва может происходить с помощью тепловых флуктуаций.

Рассмотрим более подробно зарождение микротрещины в голове заторможенного скопления дислокаций без указанных выше ограничений. Начнем с простейшего примера — объединения двух дислокаций под действием приложенных напряжений и найдем расстояние  $d_w$ , на котором такое объединение становится энергетически выгодным.

Если две дислокации движутся в одной плоскости скольжения (39, а), то расстояние между ними после торможения первой дислокации определяется равенством нулю сил, действующих на вторую дислокацию. Первая дислокация отталкивает ее с силой  $Db^2/d$ , внешнее напряжение поджимает к препятствию с силой  $\tau b$ . Отсюда

$$Db^2/d = \tau b \text{ или } d = bD/\tau. \quad (53)$$

Энергия дислокаций в исходном состоянии  $W_n$  складывается из их собственных энергий и энергии взаимодействия:

$$W_n = 2(Db^2/2)(\ln(R/r_0) + Z) + Db^2 \ln(R/d). \quad (54)$$

В конечном состоянии имеется дислокационная трещина с энергией

$$W_k = W_d = [D(2b)^2/2] \ln(2R/h_d) + 2\gamma h_d. \quad (55)$$

Зарождение трещины энергетически выгодно, если

$$\Delta W = W_k - A - W_n < 0, \quad (56)$$

где  $A = \tau b d$  — работа внешних напряжений при переходе второй дислокации из начального положения в конечное.

Подставляя  $A_2$  (55) и (54) в выражение (56), имеем:

$$\Delta W = Db^2 L (\ln(d/b) + Z_p - 1). \quad (57)$$

В это выражение введена величина, описывающая релаксацию энергии при раскрытии дислокационной трещины под объединившимися дислокациями:



$$p = \frac{1}{2} 4 \ln(h_d/2b) + 2Z - (2\gamma h_d/Db^2).$$

В выражении (57) первый член описывает энергию отталкивания дислокаций, второй — энергию релаксации, третий — работу внешней силы. Видно, что все эти члены действительно одного порядка величины  $Db^3$  на атомную плоскость. Выше упоминалось, что для  $n=2$  расчет, дающий  $h_d \approx n^2b/2$ , не точен, так как теория упругости не применима к областям с размерами  $\Delta r \approx h_d(n-2) = (2-4)b$ , где и происходит в данном случае основная релаксация. Различные оценки дают для  $Z_p$  значения от 0,75 до 2.

Следует учесть, например, что при  $h_d=4a$  поверхность трещины нельзя считать свободной, и  $\gamma < Db/2$ .

Подставляя эти величины в выражение (57), получим  $\Delta W < 0$  при

$$d < d_w = (6-20)b; \quad n\tau \lesssim \alpha D; \quad \alpha = 1/2 + 1/4, \quad (58)$$

т. е. в области, где дислокации еще отталкиваются. Следовательно, существует интервал  $d_w > d > d_\sigma$  или  $\tau_w < \tau < \tau_\sigma$ , в котором слияние дислокаций энергетически выгодно, но еще не может быть осуществлено чисто силовым образом без помощи тепловых флуктуаций.

Для сближения двух одноименных дислокаций на расстоянии  $\sim 10b$  нужны большие напряжения (например, при  $D=20$  ГПа,  $\tau \lesssim 0,1D=2$  ГПа, что примерно в 10—15 раз выше обычных), поэтому для начала слияния дислокаций нужно образование их ансамблей. Так, в скоплении из  $n$  дислокаций на вторую дислокацию действует касательное напряжение  $\tau_{эф} \approx n\tau/2$ , что при  $n \gtrsim 20$  уже достаточно для сближения головных дислокаций на расстояние  $d \sim 10b$ .

Так как одноименные дислокации, находящиеся на расстоянии  $d > d_\sigma = (3-4)b$ , отталкиваются, то для их объединения необходимо преодоление потенциального барьера. Его высота пропорциональна длине реагирующих дислокаций, поэтому очевидно, что первоначально объединение происходит на коротком участке. Весь процесс зарождения микротрещины можно представить себе в виде нескольких последовательных стадий (рис. 40). На первой стадии происходит термофлуктуационный выброс короткого  $(2-3)b$  участка второй дислокации. Эта стадия аналогична термофлуктуационному движению дислокации в решетке с высокими барьерами Пайерлса. В результате выброса ядра дислокаций сближа-

ются до расстояния в  $(2-3)a$ , т. е.  $\sim 2r_0$ , на которых начинается их релаксационная перестройка (рис. 40, а, б).

На второй стадии в результате перестройки ядер зарождается короткая микротрещина (рис. 40, в), которая затем расширяется (рис. 40, г). На последней стадии в зародившуюся микротрещину сваливаются остальные дислокации скопления (рис. 40, д), и размер трещины растет до величин  $h \approx n^2 b / 2$  [90, 91].

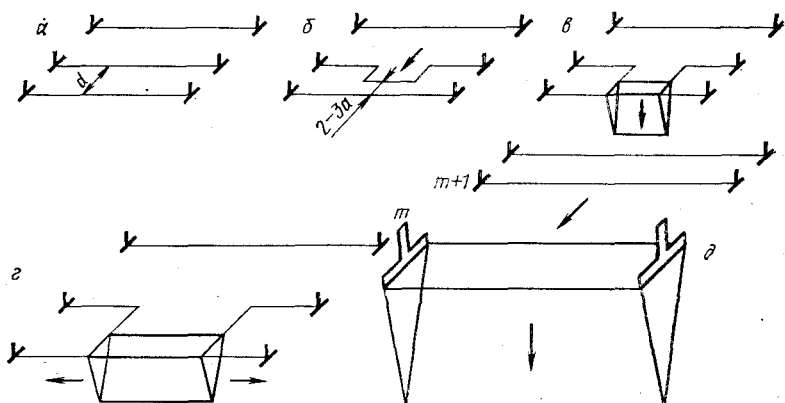


Рис. 40. Схема последовательных стадий термофлуктуационного зарождения микротрещины на конце заторможенного скопления дислокаций:

а — исходное положение; б — термофлуктуационное выбрасывание парного перегиба второй дислокацией; в — зарождение микротрещины под объединившимся участком дислокаций; г — расширение микротрещины вдоль дислокаций; д — сваливание остальных дислокаций скопления в трещину и рост ее глубины

Точный расчет предложенной схемы из-за малости всех размеров ( $\Delta r = (2-10)b$ ) произвести нельзя. Тем не менее достаточно надежные результаты были получены на основе оценок и расчетов по различным дислокационным моделям. Инденбомом и Блехерманом в модели ядер Ван-дер-Мерве были выполнены расчеты расстояния  $d_0 = 2-3a$ , после которого начинается реакция дислокационных ядер, и сила отталкивания между дислокациями падает [93].

Основные выводы из этих оценок следующие:

1. При исходных значениях  $d = (5-7)b$  потенциальный барьер образования парного перегиба (рис. 40, б) является основным. Он не превышает  $U_0 \approx 2Db^3$  (т. е. 2—4 эВ для типичных металлов). Этот барьер сущест-

венно понижается работой локальных напряжений на выбрасывании парного перегиба.

Для ансамбля скоплений, т. е. после усреднения значения  $U$  по большому числу скоплений с близкими  $n$  эффективная энергия может быть представлена в виде

$$U(\sigma) \approx U_0 - \gamma\sigma, \quad (59)$$

где  $\gamma = (5-8)nb^3$  может быть представлено в виде произведения коэффициента перенапряжений  $n$  на активационный объем  $\Delta V = (5-8)b^3$  (точнее  $\Delta V = \Delta S b$ , где  $\Delta S = (5-8)b^2$  — активационная площадь).

2. При  $d > 8b$  основную роль играет стадия расширения микротрещины (рис. 40, *з*). Барьер для этого расширения существенно выше, поэтому вероятность процесса пренебрежимо мала. Напряжение, при котором расстояния между дислокациями  $d \lesssim 9b$  можно считать безопасными с точки зрения зарождения микротрещин.

3. Условие возможности термофлуктуационного зарождения микротрещины при этом приобретает вид

$$n\tau \lesssim \alpha D; \quad \alpha = \alpha(T) \sim 1/4, \quad (60)$$

что дает для окончательной длины трещины выражение

$$h_d \approx n^2 b/2 = 0,5 (D/4\tau)^2 \lesssim 0,1 h_{дгр}, \quad (61)$$

т. е. микротрещина является устойчивой.

Вопрос о сваливании всех дислокаций скопления в микротрещину после образования ее зародыша (рис. 40, *д*) является сложным. В модели Стро зарождение трещины происходит при больших напряжениях  $n\tau \lesssim 2D$ , при которых все остальные дислокации скопления сваливаются в трещину в любом случае независимо от предположений. При термоактивационном зарождении напряжения меньше  $n\tau = (0,25-0,5)D$  и возможность сваливания существенно зависит от принятой модели. По нашему мнению, модели, в которых происходит сваливание почти всех дислокаций, вполне достоверны. В дальнейшем мы будем рассматривать весь процесс зарождения микротрещины от появления парного перегиба до  $h_d = n^2 b/2$  как один элементарный акт [94].

4. При зарождении микротрещины основную роль играет первый барьер — выбрасывание парного перегиба на второй дислокации. Поэтому вся микротрещина за-

рождается практически под действием одной тепловой флуктуации. Другими словами, зарождение микротрещины можно считать одним элементарным актом перестройки дислокационного ансамбля (в данном случае скопления).

Оценим в заключение типичные размеры зародившейся микротрещины. Возьмем промежуточные условия  $n\tau = 0,5D/\tau$ . Тогда  $h = n^2b/2 = b(D^2/\tau^2)/8$ , при  $D = 20$  ГПа,  $\tau = 200$  МПа и  $b = 2 \cdot 10^{-10}$  м;  $h \approx 2 \cdot 10^{-7}$  м = 0,2 мкм. Эти трещины мы далее будем называть субмикротрещинами (или зародышевыми трещинами).

#### 4. Более сложные дислокационные модели зарождения микротрещин

Из литературы известно много различных моделей зарождения микротрещин. В основном они связаны со скоплениями дислокаций одного знака и их различными комбинациями. Условия зарождения микротрещин в них аналогичны рассмотренным выше для плоского скопления. Есть модели, по которым трещина зарождается существенно легче — при напряжениях или числе дислокаций в несколько раз меньших.

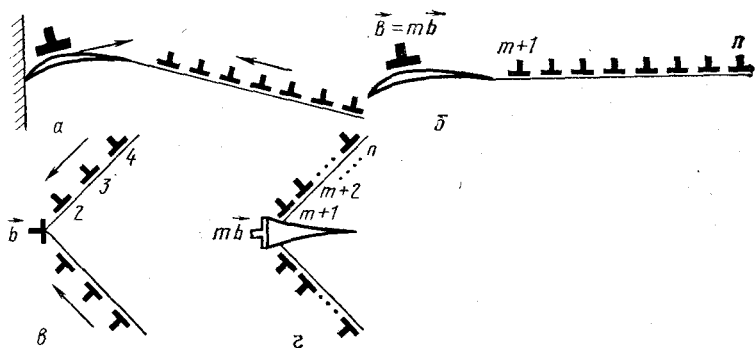


Рис. 41. Модели зарождения микротрещины на плоских скоплениях дислокаций: а — модель Гилмана и Рожанского. Трещина от места торможения распространяется навстречу скоплению; б — модель с постоянным числом дислокаций; в — схема Коттрелла — зарождение микротрещины на пересекающихся скоплениях дислокаций. Образование сидячей дислокации в результате реакции первых дислокаций; г — зарождение микротрещины.

Начнем рассмотрение с плоских моделей.

В г. п. у. металлах, щелочно-галлоидных и других кристаллах часто наблюдается раскрытие трещины в плоскости скольжения дислокаций. Для объяснения этого эффекта Гилманом и независимо Рожанским была предложена схема искривления атомных плоскостей в голове заторможенного скопления (рис. 41, а) [42]. Трудность заключается в том, что в плоскости скопления отсутствуют нормаль-

ные напряжения, и, следовательно, сила, раскрывающая трещину. Гилман и Рожанский заметили, что плоскости в голове заторможенного скопления искривлены и значит сила, раскрывающая трещину, имеется.

Вся область выше плоскости скопления находится в области сжимающих напряжений, ниже — растягивающих. Это напряженное состояние аналогично возникающему в изогнутой балке. Частичная релаксация сжимающих и растягивающих напряжений и дает локальный изгиб материала. Возможность зарождения микротрещины в скоплении подвижных дислокаций существует всегда, независимо от ориентации трещины и типа дислокаций. Образование микротрещины означает появление новых свободных поверхностей и, следовательно, релаксацию внутренних напряжений около головы скопления. Этот эффект существует всегда. Можно показать, что релаксирующая энергия слабо (в пределах  $\lesssim 20\%$ ) зависит от ориентации трещины. Поэтому движущая сила для раскрытия трещины есть всегда, особенно вблизи ядер сливающихся дислокаций, где прямолинейных плоскостей вообще не бывает.

Но, что еще важнее, в энергетический баланс (и, следовательно, в движущую силу) дают вклад одного порядка три энергии: релаксация упругих напряжений, работа внешней силы и латентная энергия ядер. Поэтому даже уменьшение первой из этих энергий на 20—30 % может быть компенсировано двумя другими. При этих условиях направление раскрытия трещины может определяться двумя факторами: величиной удельной поверхностной энергии  $\gamma$ , различной для разных плоскостей, и ее уменьшением из-за скоплений различных дефектов.

Для г. п. у. металлов  $\gamma$  в базисной плоскости наименьшее, что, возможно, и играет определяющую роль в зарождении трещин в этой плоскости.

Так, зарождение дефектов при пластической деформации (точечных, малых дислокационных петель и т. д.), способствует зарождению трещин с плоскостью, совпадающей с плоскостью скольжения, т. е. плоскостью с наибольшей концентрацией дефектов.

Роль работы внешней силы при зарождении трещин хорошо видна на примере модели Смита, в которой трещина подрастает в направлении движения сваливающихся в нее дислокаций. В простейшем варианте этой модели можно считать, что число дислокаций в скоплении постоянно (рис. 41, б). В основном варианте считается, что источник  $O$  испускает новые дислокации по мере продвижения трещины. Ясно, что это вариант энергетически более выгоден [95—96].

В схеме Смита увеличение размеров трещины приводит к подвижке всех дислокаций скопления. По схеме рис. 41, б, когда  $n = m + (n - m) = \text{const}$  все скопление перемещается на расстояние  $\delta h$ . В континуальном приближении функция распределения дислокаций скопления при их сваливании в трещину не меняется, поэтому  $A = \tau b n \delta h$ .

Напомним, что в континуальном приближении не учитывается энергия ядер дислокаций (схема Стро), а в данной модели и релаксация локальных напряжений. Эта работа компенсирует увеличение поверхностной энергии  $\Delta W_\gamma = 2\gamma \delta h = D b \delta h$  при

$$n\tau \lesssim D. \quad (62)$$

Из этого выражения видна роль работы внешних сил. При неподвижном скоплении по схеме Гилмана и Рожанского  $n\tau \lesssim 2,5D$ , т. е. существенно больше.

Рассмотрим схему зарождения сдвиговой трещины<sup>1</sup> у заторможенного скопления винтовых дислокаций, рассмотренную Смитом и Си [42]. Смит решил эту задачу в постановке Стро, т. е. зарождение микротрещины у неподвижного скопления винтовых дислокаций благодаря релаксации напряжений. Си учел сваливание дислокаций в трещину и перемещение всего скопления. При  $\varphi=0$  условие зарождения трещины для подвижных дислокаций оказалось в 0,5л раз более мягким, чем для неподвижных. При заданной длине скопления  $L$ , если задать число дислокаций  $n$ , разница еще больше.

Если записать его в старом виде:  $n\tau=\alpha D$ , то получим  $\alpha_1=1$  и  $\alpha_2=2$ .

Перейдем к рассмотрению дислокационных схем зарождения микротрещин с более сложным расположением дислокаций. Наиболее известна схема Коттрелла пересекающихся скоплений дислокаций (рис. 41, в, г). В соответствии с ней головные дислокации скоплений реагируют с образованием сидячей дислокации, которая блокирует оба скопления. Если напряжения достаточно велики, то попарное слияние дислокаций скоплений с сидячей дислокацией приводит к образованию дислокационной трещины. Эта модель имеет ряд особенностей по сравнению с рассмотренной.

1. Она не требует внешних барьеров для скольжения (типа границ зерен) и может быть реализована даже в монокристалле, в котором одновременно работает несколько систем скольжения. Последнее утверждение часто обсуждалось в литературе. Отмечалось, что нельзя в качестве критерия зарождения микротрещины использовать условие Стро  $d \approx b$ , так как сидячая дислокация расщепляется на две подвижных (исходных) при меньших напряжениях. Но при термоактивационном зарождении, когда  $d=(5-8)b$  сидячая дислокация является барьером, достаточно прочным для инициирования последующих слияний дислокаций скоплений.

2. При слиянии даже чисто краевых дислокаций скоплений суммарный вектор Бюргерса системы уменьшается. Пусть  $\varphi$  — угол между  $\vec{b}_1$  и  $\vec{b}_2$ :  $\vec{\varphi}=\vec{b}_1\vec{b}_2$ . Тогда добавочное уменьшение энергии за счет уменьшения  $b$  равно:

$$\Delta W_b = Db^2 [1 - 2 \sin^2 (\varphi/2)] [\ln (R/r_0) + Z].$$

При  $\varphi \sim 1$   $\Delta W_b > Db^2$ , что делает слияние дислокаций энергетически выгодным при  $d > 10b$ , т. е. на всех расстояниях, для которых энергетический барьер для слияния дислокаций еще преодолим с помощью тепловых флуктуаций.

Для о. ц. к. металлов, для которых чаще всего применяется схема Коттрелла, дислокации скоплений могут быть смешанными. Краевые компоненты такие же, как на рис. 41, в, а винтовые компоненты — противоположного знака. Реакция между смешанными дислокациями еще более выгодна из-за аннигиляции винтовых компонент.

3. Сложные геометрические расположения дислокаций создают локальные напряжения с другими законом спадания. Если для одиночного плоского скопления  $\sigma_d \sim r^{-\mu}$  ( $\mu=0,5$ ), то уже для пересе-

<sup>1</sup> Сдвиговая трещина — это трещина, которая возникает в результате больших смещений  $\Delta r \gg a$  одной атомной плоскости вдоль другой, т. е. среза. В схемах со сдвиговыми трещинами обычно неявно считается, что при срезе плоскости теряют атомную гладкость и не могут после окончания сдвига смыкаться и восстанавливать все связи.

кающихся скоплений может быть  $\mu > 0,5$  [97—101]. Ниже показано, что это приводит к уменьшению  $\tau$  при том же числе дислокаций в каждом скоплении и облегчению зарождения микротрещин.

В частности, при  $\varphi = 90^\circ$  и двух чисто краевых скоплениях  $\mu \approx 0,582$  и  $\mu \approx 0,620$  для смешанных дислокаций. Даже такое небольшое изменение закона спада напряжений (по сравнению с плоским скоплением) приводит к существенному облегчению условий зарождения микротрещины. Было показано, что при  $\mu \neq 0,5$  условие термоактивационного слияния дислокаций имеет вид [102]:

$$n\tau \lesssim \alpha(T) n^{[(2\mu-1)/(1-\mu)]} D. \quad (63)$$

Оценим  $n$  для  $D/\tau = 10^2$  и  $\alpha = 2$  (условие Стро),  $\alpha = 0,7$  (термоактивационное зарождение) и  $\mu_1 = 1/2$ ,  $\mu_2 = 0,582$  и  $\mu_3 = 0,620$ .

Из выражения (63) имеем:  $n_{\text{Стро}} \lesssim 200$ ;  $n_2 \lesssim 70$ ;  $n_3 = 28$ ;  $n_4 = 24$ . Следовательно, учет сложного характера распределения дислокаций и возможности термоактивационного зарождения микротрещины приводит даже при сравнительно низких температурах к понижению числа дислокаций в скоплении почти на порядок.

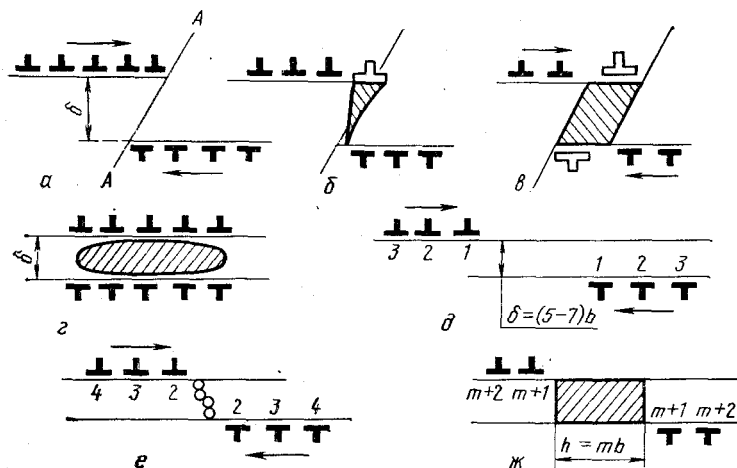


Рис. 42. Зарождение микротрещин в схеме встречных скоплений. Большие  $\delta$ : а — исходное состояние; б — зарождение дислокационной трещины на одном из скоплений; в — зарождение и рост поры; г — модель Фудзиты; д — исходное состояние; е — аннигиляция головных дислокаций скоплений; ж — образование и рост поры

Выше отмечалось, что дислокации могут сливаться на тем больших расстояниях, чем выше  $T$ . Поэтому  $\alpha = \alpha(T)$ . При высоких  $T$   $\alpha$  может достигать значений  $\alpha < 0,5$  или даже  $\alpha < 0,3$ .

Рассмотрим схему зарождения дислокаций на встречных скоплениях [102]. Она имеет две основных разновидности (рис. 42). При больших расстояниях между скоплениями они могут быть заторможены только каким-либо посторонним препятствием (например, границей зерна). Если при этом расстояние между ними все-таки меньше, чем их длина, то взаимодействие между ними достаточно сильное. Оно уменьшает расстояние между головными дислокациями  $d$

и тем самым облегчает зарождение трещины. (Если взаимное расположение  $\Delta p_+$  и  $\Delta p_-$  — соответствует рис. 42. При обратном соотношении знаков зарождение трещин затрудняется.)

Было получено условие, аналогичное предыдущим [57]:

$$n\tau \lesssim \alpha(T) D \left(1 - 0,1 \frac{L_\infty}{\delta}\right)^{-1}, \quad (64)$$

где  $L_\infty$  — длина скоплений при  $\delta \rightarrow \infty$ . Так, при  $L_\infty/\delta = 10$   $n$  уменьшается в 2 раза. Раньше мы уже оценивали  $L_\infty$  для плоского скопления:  $L_\infty = 2\pi D b/\tau$ , при  $D/\tau = 10^2$  и  $n = 20$ ,  $L_\infty = 4 \cdot 10^3 b \approx 10^{-6}$  м = 1 мкм. Расстояния  $\delta \sim 0,1$  мкм вполне реальные и соответствуют дислокационным субструктурам. В наиболее опасных местах могут быть и гораздо меньшие  $\delta$ .

Фудзитой был предложен механизм зарождения микротрещин при больших  $n$  и примерно таких же  $\delta$ . Согласно его модели два больших скопления из  $n$  дислокаций каждое образуют связанную систему (мультиполь) с расстоянием  $d \approx \text{const}$  между дислокациями (рис. 42, з). При этом растягивающие напряжения между плоскостями скольжения

$$\sigma \approx Gb/[\pi(1-\nu)d] \ln(n^2 d/2\delta). \quad (65)$$

Для зарождения трещины, согласно Фудзите, напряжения должны достигать  $\sim 0,2G$  (почти  $\sigma_{\text{теор}} = E/10$ ). Для этого необходимо, чтобы при  $\delta = 0,5$  мкм и  $n = 10^2$   $d \lesssim 50b$  (т. е.  $L = nd^2 = 5 \cdot 10^3 b \approx 10^{-6}$  м = 1 мкм). Но не ясно, возможно ли поместить  $10^2$  зарядовых дислокаций в такой небольшой промежуток и как их там удерживать. Тем не менее, всегда надо помнить, что две системы дислокаций  $\Delta p_+$  и  $\Delta p_-$ , находящихся одна от другой на сравнительно больших расстояниях ( $\delta \lesssim 0,1$  мкм), стремятся образовать связанную систему и создать высокие растягивающие напряжения между плоскостями скольжения.

В свете данных об аннигиляции краевых дислокаций при  $\delta = (5-7)b$  можно предложить аннигиляционную модель зарождения микротрещин. Если головные дислокации двух скоплений проходят одна от другой на расстоянии  $\delta \lesssim (5-7)b$ , то они аннигилируют (рис. 42, д). Если взаимное расположение скоплений соответствует рис. 42, то при аннигиляции формируются комплексы вакансий. Притяжение обоих скоплений к этим комплексам и сильная связь вакансий в них делает маловероятным рассасывание комплексов до подхода следующих дислокаций, которые в свою очередь аннигилируют, добавляя вакансии и их комплексы (т. е.  $\Delta V$ ) к зародышу. Последовательная аннигиляция ряда дислокаций с  $n = 5-10$  принесит в ядро аннигиляции достаточный для формирования микротрещины дефект объема.

Если скопления не плоские с некоторым расстоянием  $\delta_1$  между плоскостями скопления, то для зарождения поры необходимо, чтобы хотя бы одна пара из скоплений сошлась на расстоянии  $\delta = (5-7)b$ . После этого остальные дислокации скоплений, проходят от зародившейся поры на расстоянии  $(2-3)b$ , присоединяются к ней. Окончательная толщина поры может быть оценена как  $\delta + \delta_1 n^{1/2}$ .

Процесс скопления дислокаций — лавинообразный (как и в случае плоского скопления), так как чем больше размер поры, тем сильнее она притягивает следующие дислокации. Мы полагаем, что такой механизм зарождения пор может наблюдаться и в более слож-



ных дислокационных структурах, поскольку он требует только небольших ( $n \sim 5$ ) скоплений для начала процесса. Возможно, что «взрывы» клубков и превращение их в поры, наблюдавшееся В. С. Ивановой при подходе к клубкам трещины, есть пример такого механизма. С энергетической точки зрения — это релаксационный процесс с превращением латентной энергии дислокационной системы в поверхностную энергию поры. Так, для зарождения цилиндрической поры с диаметром  $h$  нужна аннигиляция  $n = 2h/b$  дислокаций. Их латентная энергия  $W_d \approx 2nDb^2/2 \ln h/b$ . Поверхностная энергия поры  $W_\gamma = \pi h \gamma \approx \pi n b D b / 2$ . При  $\ln h/b > 0,5$  (т. е.  $h > 10b$ ) процесс энергетически выгоден.

Отметим еще раз, что зарождение микротрещины по механизму Фудзиты или аннигиляционному не требует никаких посторонних барьеров (как и модель Коттрелла) и может реализоваться в монокристалле.

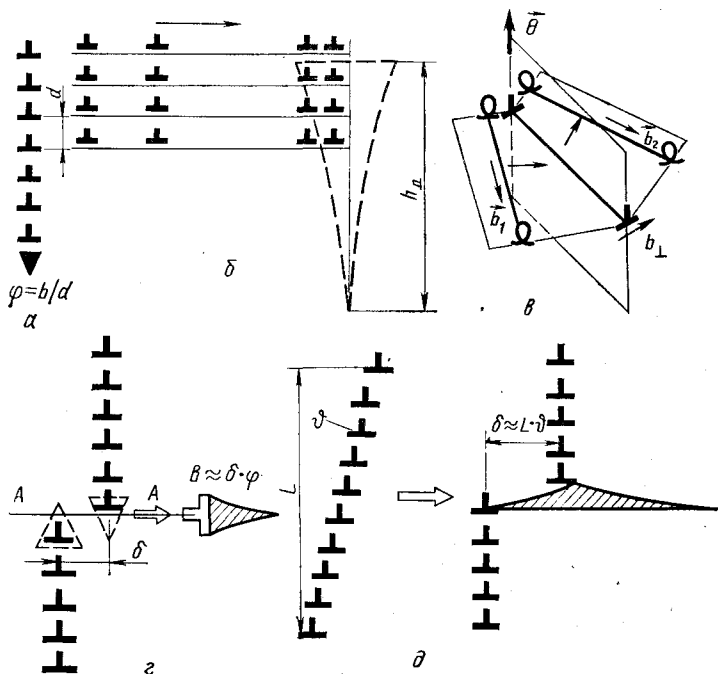


Рис. 43. Модели зарождения микротрещины, связанные со стенками дислокаций:

а — представление стенки краевых дислокаций в виде клиновой дисклинации; б — формирование стенки зарядовых дислокаций при торможении полосы скольжения плоской границей; в — образование краевой дислокации ориентационного несоответствия при прохождении винтовой дислокации через границу зерна с углом резориентации  $\theta$ ; г — разрыв дислокационной стенки линией скольжения AA и формирование дисклинационного диполя, эквивалентного супердислокации с вектором Бюргерса  $\vec{B}$ ; д — разрыв наклонной стенки дислокаций с образованием микротрещины

Дислокационные стенки конечной длины также могут вызывать большие локальные напряжения, при этом возможное зарождение микротрещин. Оборванная дислокационная стенка создает упругие напряжения, эквивалентные напряжениям от дисклинации с вектором Франка  $\varphi = b/d$  (рис. 43).

Известно несколько моделей, связанных с дислокационными стенками конечной длины или содержащих разрывы.

1. Стенки из дислокационных зарядов конечной длины образуются при прохождении полосы скольжения через границу зерна или при ее торможении. На рис. 43, б показана стенка, состоящая из нескольких дислокаций  $n_1$  в каждой линии скольжения и  $\varphi = n_1 b/d$ . Зарождение микротрещин на таких стенках наблюдается при торможении полос скольжения, на границах зерен и других фаз.

Дислокации могут проходить через границы зерен, оставляя там зернограницные дислокации ориентационного несоответствия. С точки зрения дальнедействующих полей напряжений эти дислокации ничем не отличаются от обычных дислокаций или дислокационных зарядов. Микроскопический механизм зарождения микротрещин аналогичен рассмотренному: объединение нескольких соседних дислокаций в одной плоскости скольжения или в стенке. Но локальные напряжения в данном случае создаются не только дислокациями из одной линии скольжения, но и всеми дислокациями стенки (т. е. дисклинациями) [103—105]. (На расстояниях  $r$ , больших расстояний между соседними дислокациями  $d$ . При меньших  $r$  напряжения есть сумма напряжения от ближайшей дислокации и дисклинации с  $r' = r + d$ .)

Дислокации ориентационного несоответствия могут иметь вектор Бюргерса под произвольным углом к границе зерна. В этом случае трещина может зародиться и в теле зерна (например, вдоль плоскости скольжения).

Зарождение трещин в границах зерен по этому механизму наблюдали В. В. Рыбин в молибдене и Б. С. Смирнов в LiF. Было показано [104], что зарождение трещин начинается раньше, чем максимальные напряжения от дислокаций достигают величины  $\sigma_{\text{теор}} : \sigma_l < < \sigma_{\text{теор}}/5$ . Во всех случаях, когда  $h \approx 0,5n^2b$  была больше толщины линии скольжения, в трещину сваливались и дислокации, которые первоначально лежали выше ее. В результате трещина занимала всю толщину линии скольжения.

2. Другая возможность образования оборванной дислокационной стенки — разрыв целой стенки на две части. Из теории упругости известно, что получающийся при этом дисклинационный диполь эквивалентен дислокации с вектором Бюргерса  $B = \delta\varphi$  (с точки зрения создаваемых им дальнедействующих напряжений). При  $B > b$ , т. е. при  $\delta/d > 1$  (рис. 43, г) этих напряжений достаточно для зарождения трещины.

Известны две модели разрыва стенки: Стро и Фриделя пересечения границы линией скольжения (рис. 43, з) и Инденбома — отклонение стоянки от равновесного положения (рис. 43, д) [42]. Поскольку вектор Бюргерса супердислокации  $B$  размазан в промежутке между двумя оборванными стенками, конец трещины не тупой, как у чисто дислокационной, а имеет вид, показанный на рис. 43, д, е).

Модели зарождения микротрещин на дислокационных стенках имеют одну особенность. При промежуточных расстояниях, больших расстояния между соседними дислокациями, но меньших чем размер дислокационного диполя, поле напряжений от конца или места раз-

рыва стенки является полем от частичной дисклинации. Это поле практически не зависит от расстояния.

В этом случае трещина, зародившаяся на линии конца или разрыва стенки, беспрепятственно растет до размеров диполя (рис. 43, д). При больших расстояниях поле напряжений аналогично полям от дислокации с вектором Бюргерса  $B = \varphi \delta$ , где  $\delta$  — плечо дислокационного диполя. Длина устойчивой трещины, очевидно, равна  $h_d \approx \approx B^2/2b \approx \varphi^2 \delta^2/2b$ .

## 5. Математическое описание скоплений и трещин

Ниже дан краткий критический обзор основных математических методов, используемых при описании дислокационных скоплений и микротрещин. Пока нет универсальных методов расчета, пригодных для любых случаев. Да их и не может быть. Уже отмечалось, что в зарождении микротрещин участвуют физические эффекты, связанные с различными характеристическими длинами. Рассмотрим основные размеры [63; 106].

**Атомный:** определяет расстояние между соседними дислокациями, размеры перегибов на них и зародыша микротрещины, энергетические барьеры и, следовательно, характеризует кинетику процесса.

**Дислокационный** ( $d = \rho^{-1/2}$ ): определяет локальные свойства металлов (упрочнение, возврат и т. д.)

**Субструктурный** ( $l_{\text{суб}}$  или  $L$ ): определяет распределение дислокационных зарядов в дислокационном комплексе и, следовательно, локальные микроскопические напряжения и перенапряжения, способность к локальным деформациям и т. д.

**Масштаб макроскопической неоднородности**, т. е. масштаб структурных неоднородностей (размер зерна и т. д.) или дислокационных неустойчивостей; он определяет распределение макроскопических напряжений.

Выше упоминалось, что энергия активации (например, зарождения микротрещины) может быть записана в виде  $U(\sigma) = U_0 - \gamma_v \sigma$  или  $U(\sigma) = U_0 - b \Delta S \gamma_{\text{суб}} \gamma_m \sigma$ , где  $U_0$  и активационная площадь  $\Delta S$  определяются на атомном уровне, а коэффициент перенапряжения — на субструктурном ( $\gamma_{\text{суб}}$ ) и макроскопическом ( $\gamma_m$ ). Таким образом, все уровни вносят свой вклад в вероятность процесса, т. е. в кинетические закономерности.

Очевидно, что не может быть единого метода, который позволил бы одновременно описать все эти процессы в рамках одной модели. Применение тех или иных методик расчета — это результат анализа конкретного процесса и наиболее важных для него размеров. Деталь-

ный разбор этого анализа в рамках данной книги — не-реальная задача. Поэтому мы стремимся только к описанию основных достоинств и недостатков методик. О процессах упрочнения и возврата, так же как и о расчетах макроскопических неоднородностей, упоминалось ранее. Рассмотрим атомные и субструктурные расчеты.

*Атомные расчеты* [107]. Развитие компьютерной техники позволяет решать задачи о движении или равновесном распределении нескольких тысяч взаимодействующих тел. Поэтому процессы атомных перестроек часто моделируют на ЭВМ. Решаемые таким образом задачи достигли уже высокой степени сложности. Задаются начальные положения атомов, потенциалы их взаимодействия, действующие на внешний слой атомов силы, и распределение скоростей атомов за счет теплового движения. Решая систему уравнений движения атомов, находя траектории их движения, кинетику перемещения дефектов, равновесные положения и т. д. Ожидается, что удастся перейти к решению объемных задач, в том числе и задач о зарождении дислокационных трещин.

### *Трудности метода*

1. Атомные потенциалы взаимодействия хорошо известны только для небольших смещений атомов из положений равновесия в узлах идеальной кристаллической решетки. Вблизи дефектов — дислокаций, трещин и др. — меняется локальная электронная плотность, электронные  $\psi$ -функции ионных остовов деформируются. Это сильно изменяет потенциалы взаимодействий, делает их непарными, зависящими от времени и т. д. Известны только феноменологические поправки к потенциалам, учитывающие некоторые из названных эффектов (например, поправка на локальное изменение плотности).

2. Решаемые уравнения движения детерминированы, т. е. решение однозначно следует из начальных условий. Положения атомов находятся через промежутки времени  $\Delta t$ , на много меньшие периода колебаний  $t_0$  (часто  $\Delta t \lesssim 10^{-2} t_0$ ). Для реальных атомов неопределенность энергии, связанная с таким малым  $\Delta t$ ,  $\Delta E \approx h/\Delta t \gg kT$  намного больше рассматриваемых энергий. Пока не ясно, к каким ограничениям приводит квантовомеханический вероятностный характер истинного движения атомов.

Имеется и еще несколько трудностей, но они второстепенны по отношению к отмеченным. Например, из-за

ограниченных возможностей компьютеров приходится ограничиваться интервалами времени  $(10^3-10^4)t_0 \times \times (\sim 10^{-9} \text{ с})$  в то время как реальные события часто требуют  $(10^{12}-10^{15})t_0$ . Поэтому в расчеты приходится закладывать очень высокие приложенные напряжения и температуры.

### Дислокационные скопления

Плоское скопление из  $n$ -дислокаций в решетке без трения занимают равновесные положения, в которых суммарные силы равны нулю ( $F_i=0$ ), при этом одна (чаще всего — головная) или несколько дислокаций могут быть закреплены другими дефектами решетки. Например, задача о плоском скоплении дислокаций (с закрепленной первой) сводится к решению системы уравнений:

$$\sum_{\substack{j=1 \\ i \neq j}}^n (Db/(x_i - x_j)) - \tau(x) = 0; \quad i = 2, 3, \dots, n. \quad (66)$$

Общее решение такой системы отсутствует. Эшелеби показано, что в частном случае  $\tau = \text{const}$   $x_i$  являются корнями уравнения  $L'_n(2\tau/D) = 0$ , где  $L'_n(x)$  — производная полинома Лагерра  $n$ -й степени. В случае  $\tau = \tau(x) = \text{var}$ , имеются только численные решения системы. И в том и в другом случаях напряжения от системы даются

в виде рядов типа  $\sigma_{ik}(x, y) = Db \cdot \sum_{j=1}^n f_{jk}(\theta) / [(x - x_i)^2 + y^2]^{1/2}$ , и их

вычисление возможно только численным способом при заданном  $n$ . Расчет энергий, необходимый для всех моделей зарождения микротрещин, превращается в еще более громоздкую задачу, не позволяющую получить простые аналитические выражения.

Тем не менее дискретное приближение всегда полезно для контроля полученных другими методами результатов. Такой контроль обычно проводится в нескольких точках  $n_1, n_2, \dots$  и  $\tau_1, \tau_2$  или  $\tau(x)$  и т. д. и позволяет оценить корректность аналитических решений.

В континуальном приближении каждая дислокация заменяется на бесконечно большое число дислокаций с бесконечно малыми векторами Бюргерса и описывается функцией распределения  $\rho(x)$ . Если при дискретном подходе касательные напряжения равны 0 на  $n$ -линиях (66), то в континуальном приближении вся плоскость в интервале  $(0, L)$  оказывается свободной от касательных напряжений, т. е. появляется проскальзывающий разрез, края которого не могут разойтись [51, 108].

Условие равновесия элементарной дислокации по аналогии с (66) записывается в виде:

$$\int_0^L \rho(x') dx' / (x - x') = \tau(x) / D \quad (67)$$

с условием нормировки  $\int_0^L \rho(x) dx = nb$ . Интеграл понимается в смысле главного значения, для того, чтобы исключить самодействие элементарной дислокации. Уравнения типа (67) — интегральные с ядром

типа Коши — хорошо исследованы. Их теория разработана, аналогические решения могут быть получены для широкого класса функций  $\tau(x)$ . Напряжения от скопления в точке  $\vec{r} = (x, y)$  вычисляют простым интегрированием:

$$\sigma_{ik}(\vec{r}) = \int_0^L \frac{G_{ik}(\vec{r} - \vec{r}') \rho(x')}{[(x - x')^2 + y^2]^{1/2}} dx', \quad (68)$$

где  $G_{ik}$  — функция Грина, т. е. компонента напряжения  $\sigma_{ik}$  в точке  $\vec{r}$ , создаваемая элементарной дислокацией в точке  $x'$ .

Рассмотрим несколько известных решений.

Для скопления с препятствиями с двух сторон (в точках  $x=0$  и  $x=L$ ) имеем

$$\rho(x) = \frac{-1}{D\pi^2 \sqrt{(L-x)x}} \left[ \int_0^L \tau(x') \sqrt{(L-x')x'} \times \right. \\ \left. \times \frac{dx'}{x' - x} + C \right], \quad (69)$$

где константа  $C$  определяется из условия нормировки.

Для скопления, закрепленного в точке  $x=0$ ,

$$\rho(x) = -\frac{1}{\pi^2 D} \sqrt{\frac{x}{L-x}} \int_0^L \sqrt{\frac{L-x'}{x'}} \frac{\tau(x') dx'}{x' - x}. \quad (70)$$

В частности, при  $\tau(x') = \tau = \text{const}$

$$\rho(x) = (\tau/\pi D) \sqrt{(L-x)/x}; \quad L = 2nbD/\tau. \quad (71)$$

Напряжения в плоскости  $\theta = 70,5^\circ$  (максимальных растягивающих напряжений)

$$\sigma(r) = (2/\sqrt{3}) \tau \sqrt{L/r}. \quad (72)$$

Континуальное описание дислокационных скоплений позволяет быстро и достаточно наглядно получить представление о характере распределения дислокаций, полях напряжения от них, порядке величины релаксирующей энергии. Но все эти расчеты — приближенные. Основные ошибки при использовании континуального метода связаны с несколькими причинами.

1. Оценки общей латентной энергии в континуальном приближении достаточно точны. Но энергия, запасенная в узком слое  $(3-5)b$ , вблизи плоскости скольжения занижается в несколько раз, а в голове скопления — еще больше. Это можно объяснить следующим.

Энергия ядра дислокации  $W_{\text{я}} \approx 0,5Db^2Z$  при разбиении дислокации на меньшие уменьшается. Пусть  $b = nb_n$ , тогда  $W'_{\text{я}} = nW_{\text{я}n} = 0,5nDb_n^2Z = W_{\text{я}}/n$ . При  $n \rightarrow \infty$   $W'_{\text{я}} \rightarrow 0$ , т. е. в континуальном приближении энергия ядер не учитывается совсем. Между дислокациями в линии скольжения существуют большие касательные напряжения ( $\sim n\tau$  между двумя головными дислокациями скопления). В континуальном приближении они равны нулю. Но для зарождения микротрещин [ $h = (2-4)b$ ] запас энергии вблизи линии скольжения играет главную роль. Поэтому континуальное приближение сильно занижает энергетическую выгодность условий зарождения (да и всех других перестроек, связанных с ядрами дислокаций).

2. Использование интеграла в смысле главного значения ( $\int$ ) исключает самодействие элементарной дислокации. Но с другими подобными элементарными дислокациями даже на бесконечно малом расстоянии рассматриваемая дислокация взаимодействует. Реальная же дислокация взаимодействует только с соседними дислокациями, расположенными на расстоянии  $d$  от нее, т. е. взаимодействие в интервале  $(-d, +d)$  является избыточным.

Можно показать, что учет избыточных взаимодействий всегда приводит к некоторому (10—20 %-ному) количественному искажению результатов. Но в более сложных задачах, с которыми приходится сталкиваться (например, при рассмотрении пластической зоны и разру-

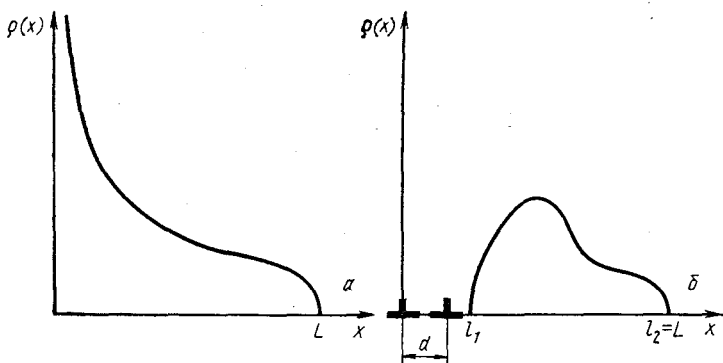


Рис. 44. Функции распределения дислокаций для плоского скопления: а — континуальное и б — дискретно-континуальное приближения. Масштаб вблизи  $x \sim 0$  растянут для наглядности (реально  $L \approx n^2d$ )

шения в ней), избыточное самодействие дает даже нефизические, качественно неправильные результаты [109].

Для частичного устранения этих недостатков было предложено дискретно-континуальное описание дислокационных скоплений, в котором несколько дислокаций (которые затем совершают перестройку) рассматриваются дискретно, а остальные — континуально [94, 110, 115]. В качестве примера приведем решение, использованное нами для расчета энергетической выгоды зарождения микротрещины. В нем две головные дислокации рассматриваются дискретно (одна из них заторможена в точке  $x=0$ , а другая находится в точке  $x_1$ ), остальное скопление из  $(n-2)$ -дислокаций, расположенное на промежутке  $(l_1, l_2)$  и описываемое функцией распределения  $\rho_{n-2}(x)$  — континуально.

Для нахождения  $x_1$  и  $\rho_{n-2}(x)$  надо решить систему уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{Db}{x_1} + \tau_{xy}(x_1) - \tau &= 0; \\ \int_{l_1}^{l_2} \frac{\rho(x')}{x-x'} dx' &= \frac{\tau}{D} - \frac{b}{x} - \frac{b}{x-x_1}; \\ \int_{l_1}^{l_2} \rho(x) dx &= (n-2)b. \end{aligned} \right\} \quad (73)$$

Решение этой системы (и ей подобных) может быть проведено методом последовательных приближений по параметру  $n_0/n_1$ , где  $n_0$  — число дискретных дислокаций. Для  $n_0=2$  задача может быть решена и точно. Решение в первом по  $2/n$  приближении имеет вид:

$$\tau_{xy}(x) = \tau - \frac{\tau}{x+d/2} \left( \sqrt{l_1 l_2} - (l_2 - x - d/2)(x + d/2 - l_1)^{1/2} \right);$$

$$l_1 \approx 3Db/n\tau; \quad l_2 \approx L = 2nDb/\tau.$$

На рис. 44 проведено сравнение решений в континуальном и дискретно-континуальном приближении для плоского скопления дислокаций. Видно, что макроскопические характеристики скопления (например, его длина) практически не изменились. В то же время главная часть скопления описывается дискретно. Решение дает и аналитическое выражение для напряжений, действующих в области головных дислокаций. Причем расстояние между головными дислокациями вычислено с хорошей точностью, что указывает на возможность использования формул для напряжений в дальнейших расчетах. Вычисления энергетической выгоды зарождения микротрещины и оценка барьеров были проведены этим методом.

### Дислокационное описание трещин

Рассмотрим дислокационную трещину — полое ядро дислокации с суммарным вектором Бюргерса  $B=nb$ . При  $n \gg 1$   $h \approx \approx n^2 b/2 \gg B$  — эта трещина длинная и тонкая [108]. Расстояние между ее берегами плавно меняется от 0 при  $x=h$  до  $B$  при  $x=0$  (рис. 45). Если мысленно продолжить атомные полуплоскости от  $x=0$  до встречи с берегами трещины, то добавленный материал заполнит все пустое пространство. В промежутке  $(0, h)$  по  $x$  и



$(-B/2, +B/2)$  по  $y$  образуется некоторое распределение мнимых дислокаций. Поскольку трещина узкая, то в первом приближении можно считать, что все дислокации расположены на оси  $x$ . В этом приближении функция распределения добавленных дислокаций  $\rho(x)$  полностью описывает формулу трещины. Так, расстояние между берегами в точке  $x$   $u(x)$

$$u(x) = \int_x^h \rho(x') dx'. \quad (74)$$

Очевидно, что условие нормировки соответствует  $\int_0^h \rho(x') \cdot dx' = B$ . В теории упругости поле напряжений от трещины может быть описано через функцию  $\rho(x)$  так, как если бы эти дислокации были настоящими:

$$\sigma_{ik}(\vec{r}) = \int_0^h \frac{G_{ik}(\vec{r} - \vec{r}') \rho(x')}{[(x - x')^2 + y^2]^{1/2}} dx', \quad (75)$$

Сравните формулу (75) с (68). Эти дислокации называются *раскалывающими*.

Для того чтобы сделать задачу самосогласованной, необходимы уравнения для нахождения  $\rho(x)$ . Обычно пользуются двумя предположениями. Согласно первому раскалывающие дислокации могут свободно перемещаться внутри трещины, а по второму взаимодействие между берегами трещины при  $x \approx h$  можно описать напряжениями  $g(x)|_{x \approx h}$ , характеризующими силы сцепления между атомами в вершине (эта постановка задачи для чисто упругой трещины принадлежит Г. И. Баренблатту) [108]. Тогда уравнение для  $\rho(x)$ :

$$D \int_0^h \frac{\rho(x')}{x - x'} dx' = \sigma - g(x), \quad (76)$$

где  $\sigma$  — растягивающее внешнее напряжение в области трещины ( $\sigma = \sigma_{xx}$ ).

Решение этого уравнения имеет вид:

$$\rho(x) = \frac{1}{\pi^2 D} \sqrt{\frac{h-x}{x}} \left( \frac{M \sqrt{h}}{h-x} - \sigma \pi \right); \quad (77)$$

здесь введена константа  $M = \int_0^d \frac{g(x) dx}{\sqrt{x}} = \sqrt{\frac{\pi \gamma E}{1 - \nu^2}}$ ,

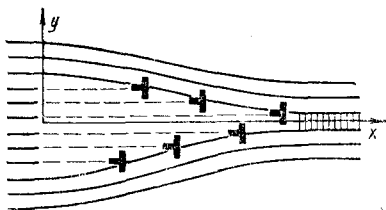


Рис. 45. Представление дислокационной трещины в виде распределения раскалывающих дислокаций

которая называется модулем сцепления ( $d$  — окрестность точки  $x \approx h$ , где действуют силы сцепления).

Длину трещины  $h$  находят из условия нормировки:

$$\int_0^h \rho(x) dx = B,$$

которое дает уравнение  $\pi BD + (\pi/2)h\sigma = M\sqrt{h}$ , тождественное уравнению (48). В частности при  $\sigma=0$  имеем  $h = \pi^2 B^2 D / M^2 = B^2 / 2b = = n^2 b / 2$  (при  $\gamma = Db/2$ ) — старый результат, что и естественно, так как длина дислокационной трещины не должна зависеть от метода, которым мы ее рассматриваем. Аналогично может быть описано распределение дислокаций в чисто упругой трещине.

Для поры такой подход не применим, так как при большой трещине мы уже не можем считать, что все раскалывающие дислокации расположены на оси. Марцинковским была предложена концепция поверхностных дислокаций, которая позволяет описать на-

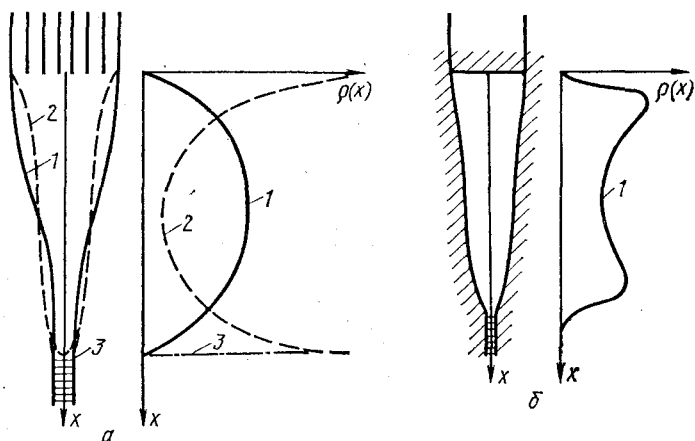


Рис. 46. Сравнение профилей и функций распределения раскалывающих дислокаций:

1 — для истинной; 2 — для идеализированной трещины; 3 — с учетом сил сцепления. а — малые трещины ( $n \lesssim 10$ ); б — большие трещины ( $n \gtrsim 15$ )

пряженное состояние вблизи поры. В дальнейшем нам эти решения не понадобятся, поэтому мы их рассматривать не будем.

Рассмотрим решения получаемые с помощью метода раскалывающих дислокаций. Решение (77) [как и решение для скопления с препятствиями с двух концов] имеет корневой типа особенности на двух концах  $\rho(x) \sim x^{-1/2}|_{x \rightarrow 0}$  и  $\rho(x) \sim (h-x)^{-1/2}|_{x \rightarrow h}$  в области  $x-h \approx d$ , в которой действуют силы сцепления, это решение неприменимо, но при  $|x-h| > d$  оно применимо. Форма трещины, восстановленная из этого решения по (74),  $u'(x) = \rho(x)$ , имеет вид, изображенный на рис. 46. Здесь же приведен профиль реальной трещины и восстановленный по нему характер  $\rho(x)$ .

По идеализированной схеме из-за упомянутых особенностей корневого типа наблюдается очень резкий изгиб атомных плоскостей — боковых сторон трещины вблизи ее концов. Изгиб не учитывается в методе раскалывающих дислокаций; ему не сопоставляется никакая добавочная энергия и никакие добавочные силы. Отсутствие добавочных сил из-за избыточной энергии боковых поверхностей трещины эквивалентно предположению о свободном перемещении раскалывающих дислокаций внутри трещины.

На рис. 46 показано изменение формы трещины и  $\rho(x)$  при введении сил сцепления. Видно, что поверхности смыкаются более плавно, а  $\rho(x)$  падает.

Различие  $\rho(x)$  и формы трещины тем сильнее, чем меньше трещина. Особенность корневого типа  $\rho(x)$  вблизи  $x \sim 0$  приводит к такой же особенности касательных напряжений в плоскости скольжения (рис. 39), что затрудняет сваливание последующих дислокаций скопления в трещину. Поэтому в схеме идеализированной дислокационной трещины подрастание трещины от  $h \approx 4b$  до  $h \approx 20b$  требует больших напряжений, чем ее термоактивационное зарождение при  $d = (5-8)b$ . Снижение  $\rho(x)|_{x \rightarrow 0}$ , зависящее от добавочной энергии искривления атомных плоскостей [в пределе — до  $\rho(0) = 0$ ] уменьшает  $\tau_{xy}$  и делает возможным сваливание почти всего скопления в трещину. Это уже было использовано нами ранее. Вывод о том, что зарождение микротрещины  $h \approx n^2 b/2$  есть единый акт перестройки дислокационной системы, существенно зависит от этого обстоятельства.

В заключение рассмотрим метод конфигурационной силы расчета релаксации упругой энергии при раскрытии трещины, предложенный В. Л. Инденбомом. Релаксацию можно рассчитать, например, решив упругую задачу и проинтегрировав разницу плотности упругих энергий до и после раскрытия трещины по всему объему. Так делал Гриффитс при решении задачи об упругой трещине. Но проще считать подвижную вершину трещины степенью свободы системы, а конфигурационную силу  $F_K$  вычислять как производную от потенциальной энергии системы по этой координате. Было показано, что  $F_K$  может быть выражена через средние взвешенные напряжения  $\bar{\sigma}$ , действовавшие в плоскости трещины до ее раскрытия:

$$F_K = \bar{h} \bar{\sigma}^2 / 8D; \quad \bar{\sigma} = (2/\pi h) \int_0^h \sigma(r) (r/(r-h))^{1/2} dr. \quad (78)$$

$$\text{Условие равновесия трещины } F_K = 2\gamma. \quad (79)$$

Получим, например, этим методом условие Стро. Подставив в (78) выражение для максимальных растягивающих напряжений около головы заторможенного скопления (72), получим  $F_K \approx 2\gamma$  при  $nbt \lesssim 3\pi^2 \gamma / 8 \approx 1,85Db$ , (80)

где  $\gamma \approx Db/2$ .

Это условие и было получено Стро. Оно не зависит от  $h$  в тех пределах, в которых справедлива формула для  $\sigma$  (72), т. е. до  $h \approx L \approx 2Dnb/\tau$  — до размера трещины, сравнимых с длиной скопления. Подставив сюда  $n \approx 1,85Db/\tau$  имеем  $h \approx 3,7b(D/\tau)^2 > h_{Гр}$  — трещина растет до неустойчивого гриффитсовского размера. Этот же результат мы получили ранее из силового критерия Стро.

## 6. Устойчивость микротрещин

Выше отмечалось, что учет сложных дислокационных схем зарождения субмикротрещин и роли тепловых флуктуаций приводит к размерам субмикротрещин  $h < h_{гр}$ , т. е. к механически стабильным образованиям. Процесс разрушения с зарождения субмикротрещин только начинается. И развитие процесса зависит от поведения микротрещин, которые могут расти под влиянием сваливания в них новых дефектов, но могут и заживать, переходя в другие дефекты.

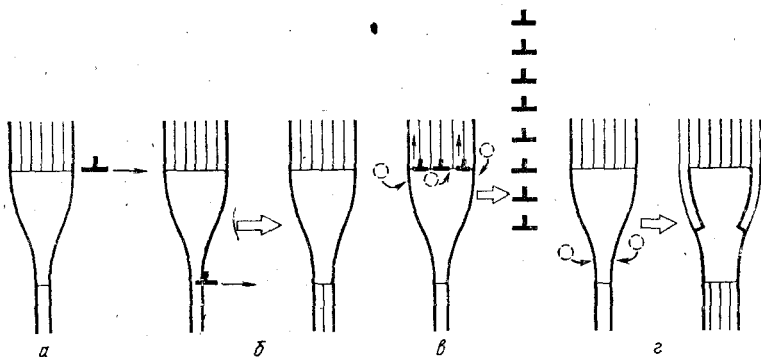


Рис. 47. Релаксационные процессы у дислокационной трещины:

*а* — испускание дислокаций около основания; *б* — испускание дислокаций около вершины; *в* — расползание дислокаций трещины и ее превращение в дислокационную стенку; *г* — поглощение вакансий вершиной

Другими словами — микротрещина это типичный элемент дефектной структуры кристаллов. Она обладает общей для всех дефектов способностью взаимных переходов.

*Стабильность дислокационных трещин* довольно высока. Их форма и объем с самого начала определялись промежуточным минимумом потенциальной энергии системы<sup>1</sup>, которое определяется суммарным вектором Бюргера трещины  $B$ . Поэтому основные релаксационные процессы в дислокационной трещине связаны с изменением ее вектора Бюргера (рис. 47).

<sup>1</sup> Абсолютному минимуму соответствует полное отсутствие дислокаций, микротрещин и неравновесных точечных дефектов. Но в реальных кристаллах время достижения этого минимума обычно больше времени существования самого кристалла.

Прежде всего, после снятия приложенного напряжения возможно обратное испускание дислокаций трещиной (рис. 47). Для этого дислокациям необходимо преодолеть потенциальный барьер. Действительно, при образовании трещины одноименные дислокации, уже имеющиеся в трещине, отталкивают все новые. Но внешнее напряжение и сила изображения<sup>1</sup> помогают преодолеть этот барьер. При испускании же дислокаций внешнее напряжение отсутствует, (если оно есть, то испускание вообще энергетически невыгодно), а сила изображения препятствует уходу дислокаций.

Точно рассчитать барьер для испускания невозможно. Как и условия для сваливания дислокаций в трещину, высота этого барьера сильно зависит от искривления атомных плоскостей, т. е. от особенностей  $\rho(x)$  при  $x \rightarrow 0$  и  $x \rightarrow h$ . Даже если  $\rho(x)|_{x \rightarrow 0} \sim x^{-1/2}$  и  $\tau_L(x) \sim x^{-1/2}$ , то сила изображения  $F \sim x^{-1}$ . При  $x \rightarrow 0$  сила изображения всегда больше силы отталкивания, так что барьер всегда есть.

Испускание дислокаций возможно как при  $x \rightarrow 0$ , так и при  $x \rightarrow h$ . Во втором случае объем трещины увеличивается, она превращается в пору и стабилизируется механически. Вопрос о возможности такого затупления еще на уровне микротрещин длительное время обсуждается в литературе. Имеются атомные расчеты, показывающие, что в г. ц. к. металлах затупление происходит всегда, а в о. ц. к. металлах — только при высокой температуре [107]\*. На основе этих результатов делается вывод, что хрупкость о. ц. к. металлов определяется не-

<sup>1</sup> Часть компонент тензора напряжений на свободной поверхности равны нулю, а вблизи нее понижены. Поэтому энергия дислокации тем меньше, чем она ближе к поверхности. Такая зависимость энергии от расстояния эквивалентна наличию силы притяжения дислокации к поверхности.

Если дислокация находится от поверхности на расстоянии  $x$ , то сила напряжения равна  $F = Db^2/2x$ , что эквивалентно наличию по другую сторону от поверхности дислокации противоположного знака. Эта мнимая дислокация, по аналогии с электростатикой (взаимодействие свободного заряда с поверхностью), называется дислокацией изображения, а сила — силой изображения. Хотя трещина и не является бесконечной свободной полуплоскостью, дислокация притягивается к ней аналогично притяжению к свободной поверхности. Сила изображения способствует сваливанию дислокаций в трещину, но препятствует их испусканию.

\* Для больших трещин, рассматриваемых в механике разрушения, испускание дислокаций вершиной возможно и для о. ц. к. металлов. Кроме того, возможность испускания дислокаций зависит и от условий нагружения.

способностью вершины трещины в них к испусканию дислокаций.

Ниже мы увидим, что эти выводы хорошо согласуются с экспериментальными данными по форме микротрещин. По нашему мнению, такое объяснение сложного явления хладноломкости слишком упрощает ситуацию. Кроме того, атомные расчеты еще ненадежны, чтобы на их основе делать далеко идущие выводы.

Рассмотрим другой релаксационный процесс, изученный Любовым и Соловьевым [111]. Он заключается в расползании дислокаций трещины и приводит к ее превращению в дислокационную стенку (рис. 47, в). В отличие от испускания дислокаций скольжения такой процесс не требует преодоления потенциального барьера, но для него нужно поглощение большого числа вакансий.

Напряжения у основания трещины невелики:  $\sigma_i \approx \approx Db/r \approx Db/(h/2)$ . При  $n=20$ ,  $h=n^2b/2$   $\sigma_d \approx 4D/n^2 \approx \approx 10^{-2}D$ . Такие напряжения не могут существенно изменить энергию образования точечных дефектов. При дефекте объемом  $\Delta V \approx a^3/2$ , что соответствует внедренным атомам и вакансиям,  $\Delta W \approx \sigma_d \Delta V \approx 10^{-2}(Da^3/2) \approx 2 \times \times 10^{-3} \epsilon_{\text{вн}}^f$  — порядка 0,2 % от энергии внедренного атома. Поэтому переползание посредством испускания внедренных атомов практически невозможно. Движущая сила переползания невелика. Для рассмотренного примера  $F \approx \sigma b \approx 10^{-2}D$ . Поэтому расползание дислокационной микротрещины в стенку — процесс длительный, требующий высоких температур ( $T > 0,5T_{\text{пл}}$ ).

Наконец, поглощение вакансий вершиной трещины (рис. 47, г) тоже является длительным и высокотемпературным процессом. Вблизи вершины трещины напряжения растягивающие. Поэтому вакансии на больших расстояниях  $\Delta r \sim h$  от вершины отталкиваются. Поскольку эти напряжения не очень большие, то и отталкивание не очень велико. По-видимому, на малых расстояниях [ $\Delta r = (2-3)a$ ] имеется притяжение. Действительно, поглощение вакансий увеличивает радиус кривизны вершины и, следовательно, уменьшает локальные напряжения и потенциальную энергию системы. Однако нам неизвестны ни экспериментальные подтверждения этого механизма ни его аналитический расчет.

Его вариантом является закругление трещин благодаря поверхностной диффузии (рис. 48). Известно, что зарождение вакансий на поверхности и их миграция по ней происходят с энергиями, примерно в два раза мень-

шими, чем для объемных процессов. Поэтому вакансии могут зарождаться у основания трещины и диффундировать к ее вершине, затупляя ее. Но этот процесс также пока не исследован.

**Стабильность пор.** Поры зарождаются в результате слияния дислокаций разных знаков, разделенных пространственно, т. е. в дислокационных системах с  $\Delta\rho_+ \approx \Delta\rho_-$ , но с существенным дипольным моментом. Примером могут служить модели встречных скоплений (рис. 42). За-

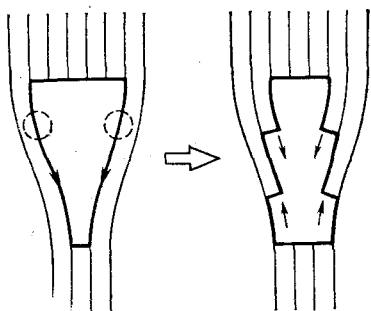


Рис. 48. Изменение формы дислокационной трещины под влиянием поверхностной диффузии

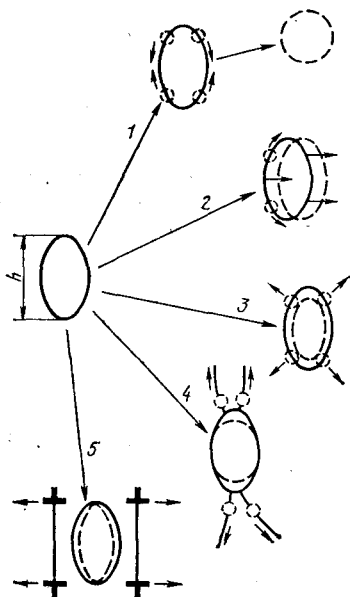


Рис. 49. Механизм эволюции поры:

1 — изменение формы под влиянием поверхностной диффузии; 2 — перемещение поры, как целого (переползание) благодаря поверхностной диффузии; 3 — растворение в случае испускания вакансий и их объемной диффузии от поры; 4 — растворение благодаря испусканию вакансий вдоль дислокаций и их оттока вследствие трубочной диффузии; 5 — диссипация пор благодаря испусканию призматических дислокационных петель межузельного типа под действием сжимающих напряжений

родившаяся таким образом пора имеет кристаллографическую огранку и существенную неравноосность. Пора, как и дислокационная трещина, стабильна по отношению к растягивающим напряжениям. Стабильность поры даже выше, так как дислокационная трещина теряет устойчивость при напряжениях, для которых  $h_d \approx h_{rp}/4$ , а пора не теряет ее и при  $h > h_{rp}$ , но  $\sigma\sqrt{h/\xi} < \sigma_{теор}$ , где  $\xi$  — радиус кривизны концов поры.

Дальнейшая эволюция пор, если пока не учитывать различных возможностей для их роста, может происхо-

дуть несколькими способами. Прежде всего это поверхностная диффузия, только что упомянутая для случая дислокационной трещины. У поры нет существенных собственных напряжений и она не создает больших перенапряжений. Поэтому движущей силой поверхностной диффузии в большей степени является поверхностная энергия, чем релаксационные силы вследствие упругих полей. Для поры с  $\xi \approx nb \approx 1/2 \cdot 30,3 \cdot 10^{-10} = 1/2 \cdot 10^{-8}$  м и  $\gamma = 5$  Дж/м<sup>2</sup> (т. е. поры, получившейся из двух встречных скоплений по  $n \approx 30$  дислокаций в каждом, т. е. с  $B = 30b$  и  $\xi = B/2 = 1/2 nb$ ) напряжения вблизи концов поры благодаря поверхностному натяжению довольно велики:  $\sigma_\gamma \approx \frac{\gamma}{\xi} = 5 \text{ Па} / 0,5 \cdot 10^{-8} = 1 \text{ ГПа}$ . Под действием этих напряжений пора будет стремиться принять сферическую форму (рис. 49).

Кроме того, если пора находится в области действия нормальных напряжений  $\sigma$ , то около нее происходит релаксация этих напряжений  $\Delta W_\sigma \approx (\sigma^2/2E) 4\pi (0,5h)^3/3$ . С этой точки зрения уменьшение  $h$  невыгодно. Реально пора никогда не будет чисто сферической, так как по мере уменьшения ее эксцентриситет  $\xi$  увеличивается и движущая сила падает. По мере закругления поры ее механическая стабильность возрастает.

Второй возможный механизм — миграция поры, как целого благодаря зарождению вакансий на одной ее стороне и направленного потока на противоположной (рис. 49, г). Движущей силой миграции может быть, например, градиент напряжений. Перемещаясь в сторону больших напряжений, пора увеличивает  $\Delta W_\sigma$  и уменьшает этим полную энергию системы. В ионных кристаллах, где поры могут быть заряженными, наблюдалось их перемещение под действием электрического поля. В металлах этот процесс систематически не изучался.

Наибольший практический интерес представляет растворение пор. Поры, получаемые конденсацией вакансий, и поры, зарождающиеся при пластической деформации, различаются только формой<sup>1</sup>. Следовательно, они могут

<sup>1</sup> Напомним еще раз, что они могут различаться и размерами. При коагуляции вакансий, (например, закалочных) наблюдаются поры всех размеров от  $h \lesssim 5 \text{ нм} \approx 20 \text{ а}$ . При пластической деформации зарождаются сравнительно большие поры ( $h = 50 - 100 \text{ нм}$ ). Ясно, что сила поверхностного натяжения  $\sigma_\gamma = \gamma/0,5 h$  в первом случае на порядок больше, чем во втором. Поскольку именно  $\sigma_\gamma$  является движущей силой растворения, то и малые поры обладают гораздо меньшей термической стабильностью.



растворяться, испуская вакансии [112, 115]. Движущей силой растворения является поверхностное натяжение. Растворение поры уменьшает суммарную свободную поверхность и потенциальную энергию кристалла:

$$\sigma_{\gamma} \approx -\frac{1}{S} \frac{\partial}{\partial h} \Delta W_{\gamma} = -\frac{1}{4\pi (h/2)^2} \frac{\partial}{\partial h} \left[ 4\pi \left( \frac{h}{2} \right)^2 \gamma \right] = \gamma/0,5h. \quad (81)$$

Если растворяется не вся пора, а только ее небольшая полость с радиусом кривизны  $\xi$ , то  $\sigma_{\gamma} \approx \gamma/\xi$ . С точки зрения рассмотренное выше закругление пор можно считать происходящим под действием разницы поверхностных напряжений  $\sigma_{1\gamma} \approx \gamma/0,5h$  и  $\sigma_{2\gamma} \approx \gamma/\xi$ .

Возможны два пути растворения пор: с испусканием вакансий в окружающий объем или вдоль дислокационных трубок, т. е. за счет объемной или трубочной диффузии (рис. 49). Отметим, что вторая возможность не всегда имеется для пор из закалочных вакансий, которые не обязательно связаны с дислокационной системой. Напротив, через пластические трещины, зарождающиеся вследствие перестроек дислокационных ансамблей, всегда проходят дислокационные трубки. Поэтому микропоры всегда являются частью дефектной структуры.

Оценим время и температуру отжига микропор по этим механизмам. Равновесная концентрация вакансий  $n_v \approx N \exp(-\varepsilon_v/kT)$  дает плотность их потока  $j = nv \approx N \exp(-\varepsilon_v^f/kT) \nu_0 \exp(-\varepsilon_v^m/kT)$ . Здесь  $\nu_0$  — частота атомных колебаний,  $N$  — концентрация атомов в кристалле,  $\varepsilon_v^f$ ,  $\varepsilon_v^m$  и  $\varepsilon_{с.диф}$  — энергия образования и миграции вакансий и самодиффузии ( $\varepsilon_{с.диф} = \varepsilon_v^f + \varepsilon_v^m$ ). При всех оценках мы пренебрегаем колебательной энтропией. На свободную поверхность  $S$  падает поток вакансий  $I = jS$ . В состоянии равновесия он уравнивается потоком вакансий, испаряемых поверхностью  $I_s = j_s S$ , откуда  $j_s \approx N \nu_0 \exp(-\varepsilon_{с.диф}/kT)$ .

Если поверхность криволинейная, как у поры, с радиусом кривизны  $\xi$ , то поток из объема на нее не меняется, а поток  $j_s$  увеличивается на множитель  $\exp(\Delta V \sigma_{\gamma}/kT)$ , где  $\Delta V$  — объем вакансии. Суммарный поток оказывается равным

$$j_{\Sigma} = N \nu_0 \exp(-\varepsilon_{с.диф}/kT) [\exp(\Delta V \sigma_{\gamma}/kT) - 1]. \quad (82)$$

где  $\kappa < 1$  — концентрация ступенек на поверхности, которые могут испускать и поглощать вакансии. Время растворения  $t_0$  можно оценить как

$$t_0 = V/4\pi\xi^2 j_{\Sigma}; \quad V = 4\pi\xi^3/3. \quad (83)$$

Заметим, что для пор с  $\xi \lesssim 25a$  и при обычных температурах  $T \gtrsim 0,4T_{\text{пл}}$  (при которых возможно эффективное растворение)  $\Delta V\sigma_{\gamma}/kT \approx 0,5a^3\gamma/kT < 1$ . Для малых пор время растворения экспоненциально убывает. Поэтому все поры по размерам можно подразделить на большие  $\xi \lesssim 1$  мкм (растворение неэффективно,  $t_0 \sim \xi^2$ ); средние  $10^3 \text{ нм} > \xi > 10 \text{ нм}$  (растворение эффективно, но замедленно); малые  $\xi < 5 \text{ нм}$  (растворение ускорено).

Подставляя в (83) значения  $j_{\Sigma}$  из (82) и  $\sigma_{\gamma}$  из (81), а также  $\epsilon_{\text{с.диф}} \approx 17kT_{\text{пл}}$ , получаем для  $\kappa = 0,1$

$$T \approx 17T_{\text{пл}} \ln(t_0 v_0)^{-1} (\xi/a)^2, \quad (84)$$

которая для  $v_0 = 10^{13} \text{ 1/с}$ ,  $t_0 = 10^{13} \text{ с}$  и  $\xi = 2 \cdot 10^2 a$  дает  $T \approx 0,65T_{\text{пл}}$ .

Для отжига по механизму трубочной диффузии при  $\epsilon_{\text{с.диф}}^{\text{эфф}} = 0,5\epsilon_{\text{с.диф}} \approx 9kT_{\text{пл}}$  и  $\kappa \approx 10^{-3}$  получим  $T \approx 0,4T_{\text{пл}}$ . Здесь  $\kappa$  — эффективная концентрация дислокаций на поверхности поры. Для  $\xi = 2 \cdot 10^2 a$  и  $S = 4\pi\xi^2 = 5 \cdot 10^5 a^2$  это соответствует  $\sim 500$  дислокациям. Действительно, для зарождения поры с  $h = 2\xi \approx 400a$  нужно объединение примерно такого числа дислокаций. После окончания образования поры концы дислокаций выходят из нее. Впрочем оценка  $T$  очень слабо (логарифмически) зависит от  $\kappa$ .

В первом случае температуры отжига сравнительно высоки, во всяком случае при таких температурах происходит интенсивная перестройка всей дислокационной структуры, идет термический возврат, рекристаллизация и т. д. На фоне этих процессов выделить отжиг пор по макроскопическим характеристикам невозможно. При  $T \gtrsim 0,4T_{\text{пл}}$  можно обнаружить изменение механических и электрических свойств только путем отжига пор.

**Концентрация вакансий.** При оценке  $j$  мы считали, что концентрация вакансий — равновесная. Но при пластической деформации она повышена. Растворение малых пор также повышает  $n_v$ . Следовательно, растворяться эффективно могут только малые поры, расположенные вблизи стоков, поддерживающих концентрацию вакансий на уровне  $\exp(\Delta V\sigma_{\gamma}/kT)$  от равновесной:

$$n_v \gtrsim n_{v0} \exp(\Delta V\sigma_{\gamma}/kT). \quad (85)$$

Наконец, последний из рассматриваемых нами механизмов заключается в распаде пор под действием сжимающих напряжений (рис. 49). Призматическая дислокационная петля — это диск из внедренных атомов или, как в данном случае, захлопнувшийся диск из вакансий. Коагуляция таких дисков аналогична механизму зарождения пор Фудзиты. Испускание петель приводит к распаду пор.

Пусть цилиндрическая пора с радиусом  $\xi$  испускает круговую петлю. На расстоянии  $\sim 2b$  от поверхности поры энергия петли  $W_d \approx Db^2 2\pi \xi Z/2$ . Внешнее напряжение  $\sigma$ , действуя на площадку  $S = \pi \xi^2$ , совершает при этом работу  $A \approx \sigma \pi \xi^2 2b$ . Образование петель энергетически выгодно при  $A > W_d$ , т. е. при

$$\sigma \lesssim DbZ/2\xi. \quad (86)$$

Для  $Z \sim 1$ ,  $\xi = 500a$  имеем  $\sigma \lesssim 2 \cdot 10^{-3}D$ . Это означает, что большие поры нестабильны уже по отношению к сравнительно малым давлениям. Напротив, малые поры  $\xi \lesssim 50a$  очень стабильны механически.

Вывод о механической стабильности пор и дислокационных трещин по отношению к растягивающему напряжению нельзя понимать абсолютно. Даже субмикротрещина с размерами  $h \sim 0,1$  мкм является концентратором напряжения и может вызвать движение дислокаций вблизи вершин. Сваливание в трещину дислокаций приводит к ее росту. Но микротрещины с  $h < 1$  мкм создают очень маленькие зоны перенапряжений с  $L \lesssim 0,1$  мкм, меньшие, чем длина для размножения дислокаций. Поэтому они не могут инициировать стабильную макроскопическую пластичность, и возможность их пластического подрастания очень мала.

Если микротрещина уже расположена на устойчивой полосе скольжения, пластическая деформация в полосе под действием приложенных напряжений может приводить к энергетической подпитке трещины при любых ее размерах. Поэтому микротрещины, расположенные на устойчивых полосах скольжения, могут быть механически неустойчивы благодаря учету работы внешних сил в полосах скольжения (см. рис. 36)

Из изложенного следует:

1. Микротрещины — это элемент дефектной структуры кристаллов, равноправный с другими типами дефектов.

2. Образование микротрещин — это следствие локальной пластической деформации. Энергетическая выгода зарождения микротрещин обеспечивается высокими локальными напряжениями, запасом энергии в ядрах дислокаций и работой внешних сил в процессе зарождения.

3. Зарождение микротрещин происходит при локальных напряжениях  $\sigma_{л} \gtrsim 0,1 \sigma_{теор}$  благодаря свойствам дислокационных ансамблей, преобразующихся в трещины, и действию тепловых флуктуаций.

4. Различным дислокационным моделям свойственны близкие условия зарождения микротрещин. Обычно в реакции участвуют группы по 20—30 дислокаций, типичная субмикротрещина имеет размеры порядка 0,1 мкм.

5. Образование микротрещин — это релаксационный процесс в ансамбле дислокаций, сопровождающийся уменьшением локальных напряжений. Он конкурирует с другими релаксационными процессами динамического и термического возврата и происходит тогда, когда все остальные процессы оказываются недостаточно эффективными.

6. Форма микротрещин зависит от свойств дислокационных ансамблей, на которых происходит зарождение. Дислокационные структуры с большим  $\Delta\rho$  типа скоплений зарождают дислокационные трещины. Дипольные структуры с  $\Delta\rho_+ \approx \Delta\rho_-$  склонны к переходам в микропоры.

7. Микротрещины сами могут переходить в другие дефекты, в основном в дислокации и вакансии. При этом они могут растворяться (вакансионно), распадаться на дислокации и петли и менять свою форму, например переходить из дислокационных в порообразные.

## Глава IV

### РОСТ МАКРОТРЕЩИН

Рассмотрим в этой главе рост энергетически выгодных макротрещин в пластичных материалах ( $h > h_{ор}$ ). Трещин настолько больших, что релаксации упругой энергии в их окрестности достаточно и для создания новых свободных поверхностей, и для добавочной пластической деформации вблизи вершины трещины.

Общая схема разрушения может быть представлена в следующем виде:

I стадия: предварительная; накопление латентной энергии путем пластической деформации. Создание локальных перенапряжений.

II стадия: микроразрушения; I этап — зарождение субмикротрещин ( $h < h_{гр}$ ) по одной из дислокационных схем;

II этап — рост микротрещин до размеров  $h > h_{гр}$  ( $h \sim h_{ор}$ ) благодаря пластической деформации и слияний.

III стадия: макротрещины; I этап — медленный рост макротрещины ( $h > h_{ор}$ ), но  $h < h_0$ ;

II этап — быстрый рост макро(магистральной) трещины (дорыв).

В этой главе осветим в основном макротрещины, причем ограничимся пластичными и квазихрупкими телами, в которых, как мы уже знаем, перед вершиной трещины идет большая пластическая деформация ( $\epsilon_n \sim 1$ ) и формируется пластическая зона. Следовательно, мы переходим сейчас к процессам в пластической зоне.

С энергетической точки зрения пластическая зона — это объем, который путем пластической деформации перерабатывает релаксирующую упругую энергию около трещины в запасенную энергию и тепло, рассеивающееся в объеме тела. Эти процессы создают  $\gamma_{эфф} \gg \gamma$  и снижают энергетическую выгодность роста трещины.

С силовой точки зрения деформация в пластической зоне увеличивает радиус кривизны вершины трещины  $\xi$  и уменьшает тем самым локальные напряжения —  $\sigma_{л} \lesssim \sigma \sqrt{h/\xi}$ , т. е. стабилизирует трещину механически.

Но одновременно в пластической зоне происходят и прямо противоположные процессы. Мы знаем, что не вся энергия пластической деформации переходит в тепло. Часть ее запасается в виде энергий дислокаций и их ансамблей. Тем самым в пластической зоне создаются предпосылки к релаксационным процессам. Одним из таких процессов может быть разрушение.

С силовой точки зрения деформация в пластической зоне вследствие неоднородности является источником внутренних напряжений, которые вместе с высокой плотностью дислокаций приводят к возможности зарождения микротрещин по любому из уже рассмотренных механизмов. Другими словами, в пластической зоне воспроизводятся все уже рассмотренные нами процессы зарождения микротрещин, но в более сложных условиях:

при более высоких градиентах деформации и сложном напряженном состоянии.

Подход к процессам в пластической зоне должен быть, таким образом, диалектический. Пластическая зона стабилизирует трещину и одновременно создает предпосылки для ее роста. Рассмотрим модели пластических зон и процессы в них.

## 1. Макроскопический подход к исследованию пластической зоны

Макроскопический подход заключается в решении упруго-пластических задач при заданных свойствах сплошной среды, одинаковым для всех ее точек. При этом используются обычно два приближения: идеальной пластичности и параболического упрочнения (рис. 50). Последнее приближение было рассмотрено нами ранее.

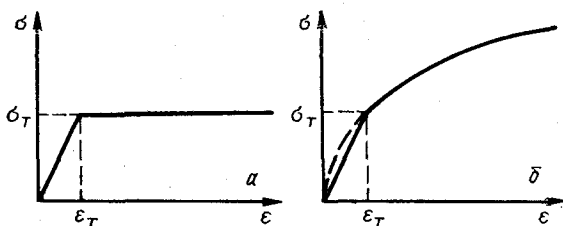


Рис. 50. Приближения для диаграмм деформирования, обычно используемые для упруго-пластических сред: а — приближение идеальной пластичности; б — параболическое упрочнение

Такой подход типичен для механики сплошной среды. Результаты соответствующих расчетов пластических зон и основанных на них критериев разрушения в настоящее время хорошо изложены в ряде монографий [10, 11, 16, 19, 21, 23]. Поэтому мы ограничимся только перечислением основных результатов.

В механике рассматриваются три типа трещин, одна отрыва и две сдвиговые (рис. 51), различающиеся направлением внешних сил по отношению к трещине (реальная трещина может быть комбинацией из этих основных типов).

Напряженное состояние в окрестности вершины трещины может быть найдено путем решения упругой задачи, или как напряжения от скоплений раскалывающих

дислокаций [см. рис. 51]. Приведем решение, соответствующее сквозной трещине типа I в толстой плите, т. е. в случае двухмерной задачи (рис. 52).

Точное решение для напряжений на оси  $x$  имеет вид

$$\sigma_T = \{[\sigma_\infty(h+r)]/[\sqrt{r^2+2hr}]\} - \sigma_\infty = \sigma_T - \sigma_\infty. \quad (87)$$

Часто для  $r < 0,1h$  используют приближенное решение, учитывающее только расходящиеся при  $r \rightarrow 0$  члены:

$$\sigma_{ik} = (K_I/\sqrt{2\pi r}) F_{ik}(\theta). \quad (88)$$

$$F_{xx} = \cos \theta/2 [1 - f(\theta)]; \quad F_{yy} = \cos \theta/2 [1 + f(\theta)];$$

$$F_{xy} = \cos \theta/2 f(\theta); \quad f(\theta) = \sin \theta/2 \sin 3\theta/2. \quad (89)$$

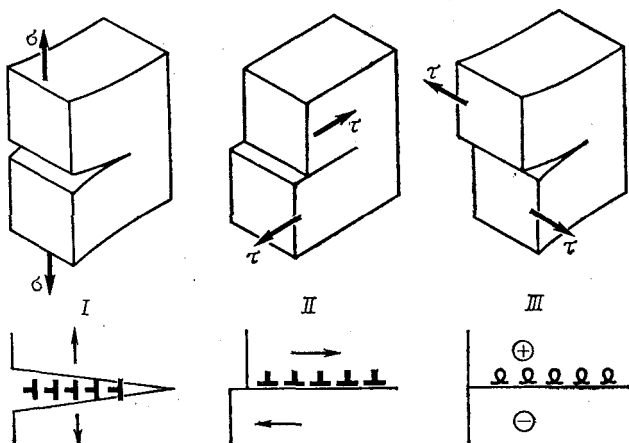


Рис. 51. Основные типы трещин и соответствующие им скопления раскалывающих дислокаций:

*I* — трещина отрыва и соответствующее ей вертикальное скопление; *II* — трещина поперечного сдвига, описываемая обычным скользящим скоплением краевых раскалывающих дислокаций; *III* — трещина продольного сдвига и соответствующее ей скопление винтовых дислокаций

В выражение (88) введена новая величина, называемая коэффициентом интенсивности напряжений:

$$K_I = \sigma_\infty \sqrt{\pi h}. \quad (90)$$

Для тел сложной формы, в которых трещины расположены близко к свободным поверхностям, выражение для  $K_I$  имеет сходный вид, отличаясь от приведенного только численными множителями, зависящими от гео-

метрии. Эти коэффициенты в настоящее время подсчитаны для всех практически интересных случаев.

Аналогичный вид имеют и напряжения от трещин II и III типов:  $\sigma_{ik}^{(II)} \sim K_{II}/\sqrt{r}$  и т. д.

Зависимость  $\sigma \sim r^{-1/2}$  следует из общих свойств дислокационных скоплений. Свободное скопление (а в линейной механике искривления поверхностей трещин мы не учитываем) описывается функцией  $\rho(x) \sim (h-x)^{-1/2}$ . Напряжения, создаваемые скоплением около точки тор-

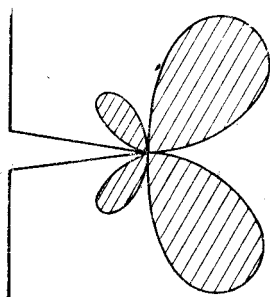
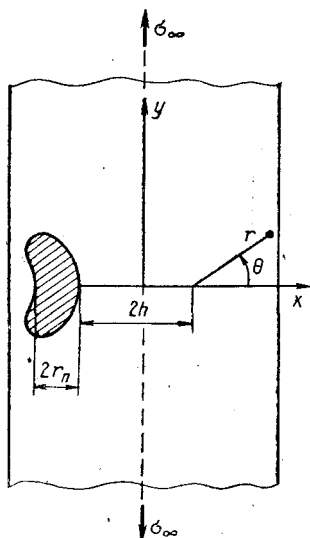


Рис. 52. Трещина в толстой плите. Правая часть — система координат в упругой задаче. Левая часть — пластическая зона

Рис. 53. Форма линий  $\tau_{\max} = \text{const}$ , определяющих начальную границу пластической зоны

можения  $x=h$ , имеют ту же особенность, что и  $\rho(x)$ , т. е.  $\sigma \sim r^{-1/2}$ . Этот закон не зависит от типа скопления и, следовательно, одинаков для трещин I—III типов.

Разумеется, зависимость  $\sigma \sim r^{-1/2}$  является приближенной, вытекающей из метода расчета. Известно, что к такой зависимости приводит предположение об отсутствии добавочных сил из-за искривления боковых сторон трещины. Для решения методом теории упругости это означает задание граничных условий  $\sigma_{yy}=0$  и т. д. на поверхности  $y=0$ ,  $|x|<h$ , а не на истинной границе между трещиной и кристаллом.

Реальные напряжения около вершины всегда конечны из-за нелинейности задачи; конечности масштабов ( $r \rightarrow a$ , а не  $k \rightarrow 0$ ); микропластических деформаций. Тем не менее  $K_i$  ( $K_I$ ,  $K_{II}$  и  $K_{III}$ ) оказываются очень полезны-



ми. Они содержат основные характеристики задачи  $\sigma_\infty$  и  $h$  и описывают степень концентрации напряжений вблизи вершины трещины при прочих равных условиях (например, при одинаковых микропластических деформациях).

Задача о размере и форме пластической зоны, распределения в ней напряжений и деформаций в общем виде не решена даже для плоского случая. Основная трудность заключается в том, что заранее неизвестен контур пластической зоны.

Рассматривается обычно простейший случай  $\sigma_\infty < \sigma_T$ , т. е. когда напряжения на больших расстояниях от трещины меньше предела текучести. Вся пластическая деформация при этом происходит только вблизи концентраторов (в данном случае — около вершины трещины). При малых пластических деформациях, когда перераспределением напряжений из-за них внутри пластической зоны можно пренебречь, ее граница просто совпадает с линией  $\tau_{\max} = \tau_T \approx \sigma_T/2$ , на которой максимальные касательные напряжения превосходят предел текучести на сдвиг.

Из (87, 89) при  $\theta = 0$  видно, что на оси трещины  $\tau_{\max} = \sqrt{0,25(\sigma_{xx} - \sigma_{yy})^2 + \tau_{xy}^2} = \sigma_\infty/2 < \tau_T$ , т. е. пластическая деформация отсутствует. Форма линий  $\tau_{\max} = \text{const}$  имеет вид, изображенный на рис. 53. Малые лепестки при  $\theta > 90^\circ$  соответствуют меньшим длинам вдоль линий течения. Часто пластическая деформация по ним вообще не реализуется. Поэтому в начальный момент пластическая зона имеет обычно вид двухлепестковой розетки, расположенной по обе стороны от оси  $x=0$  с максимальной длиной под углами  $\theta \sim 60^\circ$  к ней.

Разгрузка из-за пластической деформации этой зоны приводит к нагружению соседних зон металла. Поэтому форма пластической зоны в последующие моменты времени не совпадает с начальной. В частности, на оси появляется заметная область пластической деформации  $2r_n$  (см. рис. 52); найти эту форму чисто аналитически не удается.

Лучшее аналитическое решение задачи о пластической зоне удастся получить для трещины типа III, т. е. для антиплоской деформации. Это связано с более простым выражением для напряжений от винтовых дислокаций по сравнению с краевыми. Г. П. Черепановым была решена задача для полуплоскости с трещиной (рис. 53). Для размера зоны в плоскости трещины им было получено выражение:

$$2r_{\Pi} = \frac{1}{\pi} \left( \frac{K_{III}}{\tau_T} \right)^2 \left( 1 + \frac{3}{4} \frac{\tau_{\infty}^2}{\tau_T^2} + \dots \right). \quad (91)$$

Коскиненом было показано, что при  $2r_{\Pi} \ll h$  за пределами пластической зоны в идеально пластическом теле распределение напряжений приближенно совпадает с  $\sigma_{ih}(\vec{r})$ , чисто упругой трещины с размером  $h+r_{\Pi}$ , т.е. пластическая зона увеличивает эффективный размер трещины на половину своей длины.

Ирвин отмечает, что даже при  $\tau_{\infty} = 0,78\tau_T$  напряжения в этом приближении в большей части упругой области отличаются от истинных не более, чем на 1 %.

Черепановым и Райсом была исследована плоская задача в случае упрочняющегося параболически материала (см. рис. 50, б), с заменой  $\sigma$  на  $\tau$ . Было показано, что

$$\sigma_{ij} e_{ij} |_{r \rightarrow 0} \rightarrow F_{ij}(\theta)/r, \quad (92)$$

где  $F(\theta)$  — некоторая функция угла.

Хотя строгого доказательства этого соотношения и нет, но во всех известных частных случаях оно дает правильный результат. Так, для упругого материала с  $n=1$   $\varepsilon \sim \sigma \sim r^{-1/2}$ . Для идеально-пластического материала  $n=0$ ,  $\sigma = \sigma_T$  и  $\varepsilon \sim r^{-1}$ . Кроме того, такая же зависимость наблюдается для трещины типа III, где решение известно. Тогда можно записать:

$$\tau = \tau_T \left( \frac{F(\theta)}{r} \right)^{\frac{n}{1+n}}; \quad \varepsilon_{\Pi} = \varepsilon_T \left( \frac{F(\theta)}{r} \right)^{\frac{1}{1+n}}. \quad (93)$$

Определены также зависимости  $\bar{\sigma}_{ii}/\tau$  как функции от  $\theta$  и  $n$ . Приведем в качестве примера контур пластической зоны при  $n=0$ , получаемый из задачи для плоской деформации:

$$r_{\Pi}(\theta) = \frac{1}{4\pi} \left( \frac{K_I}{\sigma_T} \right)^2 f(\theta). \\ r_{\Pi}(87,9^\circ) \approx 0,13 \left( \frac{K_I}{\sigma_T} \right)^2 = r_{\max}. \quad (94)$$

Решения, получаемые в различных приближениях различаются в основном значением этого числового коэффициента (от 0,1 до ~0,2).

Другая величина, представляющая интерес при вычислениях — раскрытие трещины  $\delta$  в результате пластической деформации вблизи ее вершины (рис. 54). Результаты расчетов этой величины более скудны. Утверждается, что  $\delta$  слабо зависит от показателя упрочнения  $n$ . Приводятся выражения типа

$$\delta \approx \alpha K_I^2 / E \tau_T \text{ или } \delta = (2h\sigma_T / \pi E) \ln \sec(\pi\sigma_{\infty} / 2\sigma_T), \quad (95)$$

где  $\alpha$  — численный коэффициент  $\approx 0,5$ .

Таким образом, макроскопическими методами механики упруго-пластического тела можно найти контур пластической зоны, оценить пластическое раскрытие тре-

щины  $\delta$  и ход зависимости напряжений  $\sigma_{II}$  и деформаций  $\sigma_{II}$  внутри пластической зоны. Решения зависят, хотя и не сильно, от предположений об условии пластичности и т. д. Механические решения проводятся для упруго-пластических свойств, одинаковых по всему объему и не меняющихся во времени и с изменением вида напряжений состояния. Они обычно не учитывают кристаллическую структуру металлов: наличие выделенных плоскостей скольжения, неоднородность деформации и т. д.

## 2. Критерии механики разрушения

В механике разрушения основным является понятие «предельного состояния материала в вершине трещины». Под предельным состоянием понимают достижение некоторой величиной, например запасом упругой энергии на единицу длины трещины, критического значения, после которого трещина начинает распространяться нестабильно.

Основная цель механических критериев — расчет на прочность реальных деталей и конструкций. Это означает, что механический критерий должен иметь вид достаточно простой формулы с минимальным количеством параметров  $\lambda_i$ , которые должны быть определены из простых экспериментов, после чего формулу — критерий уже можно использовать для тел произвольной формы и при сложных нагрузках. Поэтому невозможно учесть все детали такого сложного процесса, как разрушение. Приходится исследовать самые главные из них в данной ситуации. Но с изменением ситуации меняются и наиболее важные особенности, а значит, и вид критерия. В механике нельзя обойтись каким-либо одним критерием, для каждого круга материалов и условий используется свой критерий. Правильное использование механических критериев разрушения часто для физиков затруднено.

Механическое понятие предельного состояния может включать в себя критические напряжения (или напряженное состояние), предельные деформации, критические потоки энергии и т. д. или любые их комбинации. Второе требование: критическое состояние должно быть легко определено по внешним параметрам материала и трещины.

Критерии разрушения принято делить на линейные и нелинейные. Для них используется механика линейно-упругого и пластического ма-

териала соответственно. Хотя за исключением абсолютно хрупких материалов (металлы ими не бывают) пластическая деформация у вершины есть всегда, но в рамках линейной механики разрушения от нее можно отвлечься и учесть только изменение экспериментально определяемых параметров.

Типичными периметрами критериев линейной механики разрушения являются формулы Гриффитса (9) и Орована (17), в которых используются легко измеряемый параметр — размер трещины  $h$  и определяемые предварительно на опыте параметры  $\gamma$  или  $\gamma_{\text{эфф}}$ . Но расчет по формулам (9) и (17) достаточно прост только для трещин простой формы в очень больших телах (таких, чтобы взаимодействием трещины со свободными поверхностями можно было пренебречь). Поэтому в последнее время получил распространение более общий критерий  $K_c$  — критического коэффициента интенсивности напряжений. Наиболее часто он применяется к трещинам I типа. Поэтому его запись обычно имеет вид

$$K_I \geq K_{Ic}. \quad (96)$$

По поводу этого критерия отметим следующее:

1. Его можно рассматривать как энергетический и как силовой. Принимая для плоского случая выражение для релаксирующей упругой энергии  $W_\sigma = L(\sigma^2/2E)\pi h^2$ , получим для скорости ее освобождения на единицу длины трещины выражение  $G^* = L^{-1}(\partial W_\sigma / \partial h) = \pi(\sigma^2/E)h = K_I^2/E$ .

$$G^* = K_I^2/E. \quad (97)$$

Требование (96), с одной стороны, означает одновременно условие  $G^* > 2\gamma_{\text{эфф}}$ , т. е. является обычным энергетическим условием роста трещины.

С другой стороны, его можно рассматривать как условие критических напряжений у вершины трещины. Локальные напряжения  $\sigma_L = K/\sqrt{\xi}$ , если потребовать  $\sigma_L \lesssim \sigma_{\text{теор}}$ , то  $K \lesssim \sigma_{\text{теор}}\sqrt{\xi} = K_c$ .

Это выражение показывает, что критерий  $K_c$  косвенно характеризует пластическую деформацию в вершине через радиус кривизны вершины трещины  $\xi$ . Но эта трактовка не однозначна. Так, разрушение может начаться на некотором расстоянии  $x_0$  от вершины при средних напряжениях  $\sigma_L < \sigma_{\text{теор}}$ . Тогда  $K_{Ic} = \sigma_L \sqrt{\xi + x_0}$ . Неоднозначность интерпретации затрудняет разработку физических границ применения этого критерия.

2. Экспериментально установлено, что критерий  $K_{Ic}$  применим для материалов, разрушающихся при  $\sigma < \sigma_T$ . Обычно хорошие результаты достигаются при  $\sigma \lesssim 0,6\sigma_T$ . Кроме того, размер пластической зоны должен быть достаточно мал. Если исследуется пластина толщиной  $H$ , то  $2r_{II} \lesssim 1/6 \cdot H$ . Оба эти требования фактически сводятся к автомодельности пластической зоны. При малых  $\sigma$  пластическая зона достаточно мала. Используя выражение типа (94), получим

$$2r_{II} \approx 0,1 (K/\sigma_T)^2 = 0,15 (\sigma/\sigma_T)^2 h \approx 0,05h \ll h, \quad (98)$$

т. е. пластическая зона намного меньше размера самой трещины.

При малых толщинах металлической плиты пластическая деформация перестает быть плоской. Величина деформации тем больше, чем тоньше плита (за счет работы систем скольжения, наклонных и боковой поверхности). Следовательно, и для тонких плит, и для больших напряжений как  $\epsilon_{II}$ , так и радиус кривизны трещины  $\xi$  перестают быть постоянными, т. е.  $K_c$  перестает быть константой материала и становится функцией геометрии тела и условий разрыва.

3. Коэффициенты  $K$  рассчитаны для различных геометрических случаев и напряженных состояний. Так, для геометрии рис. 62, но при сдвиговых напряжениях  $\tau$  вместо нормальных  $\sigma$  получено  $K_{II} = \tau \sqrt{\pi h}$ . Для той же геометрии, но полосы шириной  $A$   $K_I = \sigma \sqrt{A \operatorname{tg} (\pi h/a)}$ . Для трещины, выходящей на боковую поверхность пластины  $K = 1,12 \sigma \sqrt{\pi h}$  и т. д.

Если трещина подвергается действию сразу нескольких нагрузок, то релаксирующие энергии от них складываются. Соответственно складываются и коэффициенты интенсивности напряжений. В этом случае условие потери трещиной устойчивости имеет вид

$$K_I^2 + K_{II}^2 + (1 + \nu) K_{III}^2 \lesssim K_c^2 = EG^*. \quad (99)$$

Применение критерия  $K_c$  — такое же, как и для всех механических критериев. На стандартных образцах из исследуемого металла со стандартными надрезами или трещинами проводится определение  $K_c$ . Эта величина считается константой материала. Практическая важность критерия  $K_c$  заключается в том, что он позволяет с помощью простых формул типа (90) перейти к расчету допустимых размеров дефектов при данных условиях на-

гружения (или определить допустимые нагрузки для заданных размерах дефектов) для тел сложной формы. Такой подход очень важен для реальных конструктивных материалов, в которых практически невозможно избежать появления различных дефектов.

Перейдем к критериям нелинейной механики разрушения, учитывающих явно пластическую деформацию в вершине трещины (см. напр. [19]).

Наиболее часто используемым в настоящее время является критерий критического раскрытия трещины  $\delta_{кр}$ :

$$\delta \approx \delta_{кр}. \quad (100)$$

В основе этого критерия лежит идея о предельной деформации  $\varepsilon_{\max}$ , после достижения которой материал разрушается (см. рис. 54). Например, за счет накопления критического числа дефектов. Критерий предполагает, что максимальную пластическую деформацию в пластической зоне можно однозначно связать с раскрытием тре-

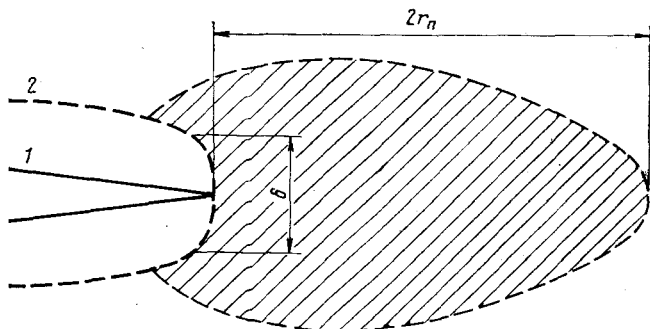


Рис. 54. Контур трещины до (1) и после (2) деформации в пластической зоне.  $\delta$  — раскрытие вершины трещины в результате пластической деформации

щины. Следовательно, условие  $\delta = \delta_{кр}$  соответствует условию  $\varepsilon_{л} = \varepsilon_{\max}$ , хотя при этом и не уточняется, в каком именно месте пластической зоны достигнута предельная деформация и какие микроскопические механизмы привели после нее к разрушению.

Первоначально критерий  $\delta_{кр}$  является следствием линейной механики разрушения. Формулы типа (95) связывают  $\delta$  с  $K_{Ic}$ , откуда можно получить  $\delta_{кр} \approx a, K_{Ic}^2 / E\sigma_T$ . Но затем критерий был распространен на случай, когда критерий  $K_{Ic}$  уже неприменим. Способ применения этого критерия такой же, как и критерия  $K_{Ic}$ . На модельных образцах измеряется  $\delta_{кр}$ , после чего или определяется экспериментально, или с помощью каких-либо упруго-пластических моделей рассчитывается  $\delta$  для конкретных деталей и способов нагружения.

В действительности мы встречаемся с рядом сложностей. Во-первых не существует строгого доказательства, что  $\delta_{кр}$  постоянно для тел с разной геометрией и разным напряженным состоянием. Скорее

наоборот, эксперименты показывают некоторое отклонение  $\delta_{кр}$  от постоянной величины. Во-вторых, упруго-пластические модели, особенно для больших деформаций, дают менее надежные и различающиеся результаты, чем, например, результаты для  $K_I$ .

С физической точки зрения критерий  $\delta_{кр}$  неопределен. Из рис. 54 видно, что для вершины трещины невозможно ввести понятие деформации обычным способом. Так для острой первоначально трещины  $\delta \rightarrow 0$ , деформация при  $\delta_{кр} > 0$ ,  $\epsilon_{max} \rightarrow \infty$ . Если же трещина первоначально уже была затуплена ( $\delta = 2\xi$ ), то  $\epsilon_{max} = \ln(\delta/2\xi)$ . Следовательно,  $\epsilon_{max}$ , определенное обычным образом, сильно зависит от начальных условий. Также сильно зависело бы и  $\delta_{кр}$  от  $\delta_0$ , если бы все дело было в обычной деформации. Но на эксперименте такой зависимости не наблюдается ( $\delta_{кр} \cong \text{const}$ ). Отклонения от

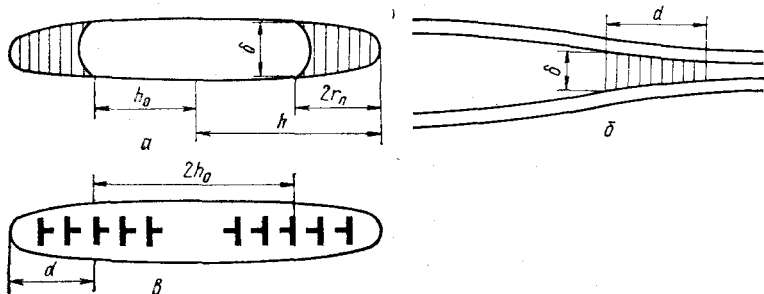


Рис. 55. Модели, применяемые для расчетов раскрытия трещины:

*a* — Дагдейла; *б* — Баренблатта и Леонова — Панасюка; *в* — представление трещины в виде двух стенок раскалывающих дислокаций

постоянной величины, если они и есть, гораздо меньше, чем следует из этих соображений. Все это свидетельствует о необходимости пересмотра обычных представлений о пластической деформации для условий типа имеющихся у вершины трещины.

Рассмотрим модели, на которые обычно ссылаются при расчетах раскрытия трещины. По-видимому, первая из предложенных моделей принадлежит Дагдейлу (рис. 55, *a*). Несколько отличны по постановке, но приводят к почти тем же решениям модели, предложенные Баренблаттом и Леоновым и Панасюком (рис. 55, *б*).

Согласно модели Дагдейла пластическая деформация происходит в узкой зоне непосредственно за вершиной трещины. В простейшем случае трещину и пластическую зону можно представить как единый эллипс, в котором трещина занимает пространство  $(-h_0, +h_0)$ , а пластические зоны  $(-h, -h_0)$  и  $(h_0, h)$ . Причем напряжения в пластических зонах постоянно и равно  $\sigma = \sigma_T$ , а расстояние между краями пластической зоны есть  $\delta(x) \big|_{x=h_0} = \delta$ .

Такую трещину можно представить как две стенки раскалывающихся дислокаций (рис. 55, *в*), которые внутри промежутка собственно трещины движутся совершенно свободно, а в пластической зоне — если результирующие силы превышают  $\sigma_T$ . Такое решение в общем случае неоднозначно. Но если исходить из обычных начальных условий  $\delta(x) \big|_{\sigma \rightarrow 0} \rightarrow 0$ , то решение соответствует приведенному.

Границу пластической зоны выбирают из такого условия, чтобы при  $x=h$  отсутствовала расходимость поля напряжений. Общий расход энергии на создание пластической зоны при этих условиях

$$G^* = K_I^2/E = \int_0^{\delta} \sigma(\delta) d\delta, \quad (101)$$

где для  $G^*$  использовано выражение (97). При условии идеальной пластичности напряжения во всей пластической зоне постоянны  $\sigma(\delta) = \sigma_T$ . Для раскрытия трещины получаем выражение (95):  $\delta = K_I/E\sigma_T$ .

Модель Дагдейла показала хорошее совпадение с экспериментом для трещин в тонких пластинах, в которых основная часть пластической деформации происходит благодаря плоскостям скольжения, наклонным к боковым поверхностям. Расчета  $\delta$  для объемных зон нет. В этом случае приходится ограничиваться экспериментальными измерениями  $\delta$ .

Райсом был предложен критерий, который сейчас носит название  $J$ -интеграла. Он показал, что величина

$$J = \int_{\Gamma} [W dy - \vec{T}(\vec{\partial} u / \partial x) ds] \quad (102)$$

не зависит от пути интегрирования  $\Gamma$ . В этом выражении  $W = \int \sigma_{ij} d\epsilon_{ij}$  — плотность упругой энергии;  $\vec{T}$  — вектор усилий на контуре  $\Gamma$ , определяемый как  $T_i = \sigma_{ij} n_j$ ;  $\vec{n}$  — нормаль к контуру,  $\vec{u}$  — вектор смещения. Для простоты мы сохранили обозначения Райса (см. например, [15]).

В рамках применимости линейной механики разрушения, т. е. когда необратимые деформации можно явно не учитывать,  $J$ -интеграл совпадает с уже известным выражением  $\partial W_{\sigma} / \partial h$  — скоростью высвобождения упругой энергии:

$$J = -\partial W_{\sigma} / \partial h. \quad (103)$$

Мы отмечали уже, что при вычислении  $\partial W / \partial h$  в рамках линейной механики областью пластической зоны при  $\sigma_{\infty} < 0,6\sigma_T$  можно пренебречь).

В частности:

$$J = [(1 - \nu^2)/E] (K_I^2 + K_{II}^2) + [(1 + \nu)/E] K_{III}^2. \quad (104)$$

В более общем случае, когда изменением энергии внутри пластической зоны уже пренебречь нельзя,  $J$ -интеграл представляет собой разность потенциальных энергий двух тел, различающихся только длиной трещины на  $dh$ :

$$J = -\partial(W_{\sigma} + W_{II}) / \partial h, \quad (105)$$

где  $W_{II}$  — изменение потенциальной энергии в пластической зоне без учета энергии свободной поверхности.

По аналогии с другими критериями разрушения, для продвижения трещины необходимо, чтобы скорость высвобождения потенциальной энергии превосходила некоторую критическую величину:

$$J \geq J_{кр}. \quad (106)$$



Макклинтоком показано, что с помощью  $J$ -интеграла можно описать ход напряжений и деформаций в пластической зоне вблизи вершины трещины. В частности, при параболическом законе упрочнения (рис. 60):

$$\sigma \sim (J/r)^{n/(1+n)}; \quad \varepsilon_{\Pi} \sim (J/r)^{1/(1+n)}. \quad (107)$$

Инвариантность  $J$ -интеграла по отношению к определению контура интегрирования  $\Gamma$  делает его достаточно надежным критерием для широкого класса разрушений. Остановимся еще на трех энергетических критериях.

Черепановым (раньше Райса) был введен критерий удельных энергозатрат  $2\gamma_0$  на основе более общего инвариантного интеграла, чем  $J$ -интеграл Райса. Для наиболее простых моделей пластичности критерий  $2\gamma_0$  и  $J$  совпадают. Поэтому в отечественной литературе  $J$ -интеграл называют интегралом Черепанова — Райса.

Наиболее старым является критерий эффективной поверхностной энергии, рассмотренный в гл. I. При описании этого критерия в литературе есть некоторая неоднозначность. Иногда под ним понимают добавочную энергию поверхности разрушения (т. е. боковой стороны трещины). В использованной нами терминологии это — латентная энергия пластической деформации около трещины. Имеются даже измерения этой латентной энергии на ряде материалов (например, полимеров, в которых показано совпадение латентной энергии в приповерхностном слое трещины с  $\gamma_{\text{эфф}}$ , определенной из формулы Орована). Но для металлов, с нашей точки зрения, более правильно считать  $\gamma_{\text{эфф}}$  за полную работу пластической деформации, которая в металлах почти на порядок выше латентной энергии.

Метод эквивалентной энергии, применяемой иногда к листовым образцам, был разработан параллельно и независимо с методом  $J$ -интеграла для сталей в ядерных реакторах (для которых критерий  $K_I$  не применим) [15].

### 3. Дислокационные модели пластических зон

Кроме описанных выше механических моделей, неоднократно делались попытки дислокационного описания пластических зон. Для этого обычно постулировалась некоторая дислокационная структура вблизи вершины, рассчитывались перемещения дислокаций или (и) их равновесные распределения. Для физиков дислокационные модели более привлекательны, чем математические модели механиков, вследствие большей наглядности, возможности представить направления смещений, развитие деформации во времени, упругие поля (хотя для механиков любая модель, не содержащая четкой математической формулировки, непонятна).

Из ранних моделей наиболее известна модель Билби, Коттрелла и Свиндена (рис. 56, а). Видно, что она практически эквивалентна модели Дагдейла, но вместо трещины типа I рассматривается трещина типа II. Поверхность  $2h_0$  считается свободной от касательных напряже-

ний. На расстоянии  $2r_n$  от каждого конца трещины движутся дислокации одного знака, испущенные вершиной трещины. Сопротивление их движению во всей зоне постоянно и равно пределу текучести  $\tau_t$ . Развитие пластической зоны продолжается до тех пор, пока в плоскости скольжения не установится постоянное напряжение  $\tau_t$ .

Аналогичная модель была предложена Витеком (рис. 56, б) [116]. Трещина и дислокации в ней расположены точно так же, как и в модели Дакдейла (ср. с рис. 55, г). Математический формализм в обоих моделях соответст-

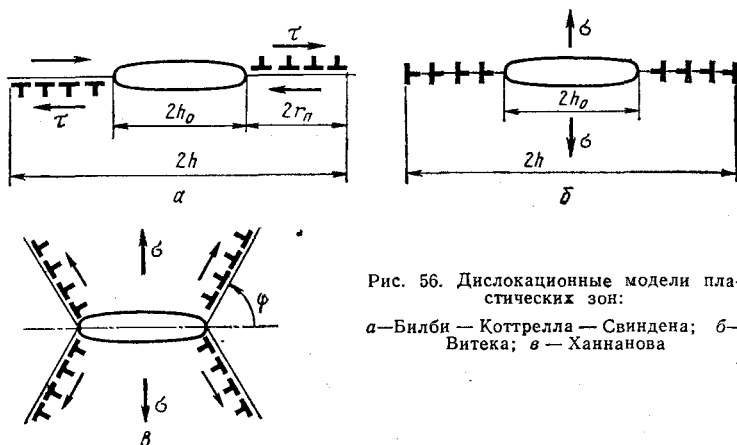


Рис. 56. Дислокационные модели пластических зон:

а—Билби — Коттрелла — Свиндена; б—Витека; в—Ханнанова

вует описанному выше для дислокационных скоплений. Результаты практически тождественны полученным ранее в модели Дакдейла, поэтому расчеты мы здесь приводить не будем.

Более сложную модель рассмотрели Витек и Ханнанов (рис. 56, в). Четыре линии скольжения под углом  $\varphi$  к плоскости трещины заполняются дислокациями одного знака, испущенными из ее вершины. Напряжения, как и в моделях рис. 56, а, б, в каждой линии скольжения равны  $\tau_t$ . Основная сложность модели — во взаимодействии дислокаций из различных линий. Из-за математических сложностей аналитическое решение удалось только для частного случая, когда  $\varphi = \pi/2$ . При этом размер лучей  $r_n$  получился того же порядка, что и в модели Дакдейла:  $r_n \approx \alpha_1 (K_I / \sigma_T)^2$ , раскрытие трещины  $\delta \approx \alpha_2 (K_I / E \sigma_T)$ ;  $\alpha_1 \approx \alpha_2 \approx 1$ .

Более сложная модель была предложена Йокобори

[118] для расчета условий прохождения трещины через границу зерна. Согласно его модели, трещина зарождает в соседнем зерне полосу скольжения, описываемую математически как два скопления противоположного знака. Полоса создает на линии продолжения трещины концентрацию напряжений, которая совместно с перенапряжениями от трещины зарождает микротрещину в соседнем зерне. Математика и результаты этой модели близки к результатам модели, излагаемой ниже.

Нами была рассчитана модель зарождения микротрещин вблизи вершины макротрещины (рис. 57). Известно, что в о.ц.к. металлах пластическая деформация происходит путем скольжения в системах типа  $\langle 111 \rangle \{110\}$  с плоскостями скольжения, расположенными под углом  $45^\circ$  к плоскости трещины и перпендикулярно друг другу.

Отличие от схемы Коттрелла заключается в том, что дислокации скоплений не чисто краевые, причем винтовые компоненты противоположных скоплений взаимно притягиваются. Реакция между головными дислокациями скоплений образует сидячую дислокацию с вектором Бюргерса  $\{100\}$ . Винтовые компоненты дислокаций при этом аннигилируют, поэтому реакция объединения энергетически выгодна, несмотря на перпендикулярность линий скольжения. Оба скопления после этого запираются и создается картина модели Коттрелла.

Аналогичная модель может работать в решетках типа NaCl при скольжении по системам  $\langle 110 \rangle \{110\}$ . Но так как в этом случае векторы Бюргерса взаимно перпендикулярны,  $b_1^2 + b_2^2 = b^2$  — реакции между головными дислокациями не происходит и две линии скольжения не способны блокировать друг друга. Возможно, что зарождение микротрещин в этом случае может происходить путем торможения двух полос скольжения, т.е. торможения дислокаций каждой из полос на области повышенной плотности  $\rho$  пересечения полос. Анализ уравнения равновесия дислокаций в скоплениях показывает, что при длинах скоплений  $L \sim \Delta x$  наибольшая концентрация напряжений возникает на расстояниях  $\Delta x$  порядка несколь-

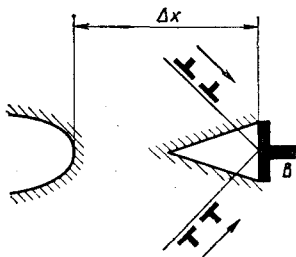


Рис. 57. Зарождение микротрещины по механизму Коттрелла вблизи вершины макротрещины

ких радиусов кривизны трещины  $\xi$ . При  $\Delta x < \xi$  уменьшение действующих со стороны трещины напряжений  $\sigma_L$  по сравнению с  $K_I/(2\pi r)^{1/2} f(\theta)$  приводит к уменьшению локальных напряжений. При  $\Delta x \gg \xi$  ( $\Delta x \lesssim 10\xi$ ) к тому же эффекту приводит трение решетки.

Все эти модели имеют один общий недостаток: использование в каждой линии (или полосе) скольжения только дислокаций одного знака. Или, если предполагается наличие источника дислокаций в середине линии скольжения, то дислокаций двух знаков, но одного знака по каждую сторону от источника).

С этой точки зрения дислокационные модели и схемы в механическом приближении сплошной среды рассматривают пластическую зону с двух взаимно дополняющих друг друга точек зрения.

Мы уже говорили, что для полного описания неоднородной пластической деформации необходимо вводить два тензора: полной плотности дислокаций  $\rho_{ik}$  и дислокационных зарядов  $\Delta\rho_{ik}$ . Тензор  $\rho_{ik}$  описывает суммарную пластическую деформацию  $\epsilon = \rho b l^*$ , а  $\Delta\rho_{ik}$  — изменения напряженного состояния  $\Delta\sigma(\vec{r}) \sim \int G(\vec{r} - \vec{r}') \Delta\rho(\vec{r}') \cdot d\vec{r}'$ . Из пластической деформации, рассчитанной по уравнениям пластичности, можно оценить  $\rho$  в каждой точке пластической зоны [вернее, на каждой площадке  $\Delta S (10 - 10^2) l^2$ ]. Изменение напряженного состояния в приближении упруго-пластического тела можно найти только после решения уравнений равновесия. Для физика такой путь обычно не нагляден.

В физических моделях картина прямо противоположная. Дислокации, которые в них вводятся (рис. 56—

---

\* Здесь  $l$  — средняя по всем системам скольжения длина свободного пробега дислокаций. Из этой формулы видно, что определять пластическую деформацию обычным способом можно только в объемах, больших длины свободного пробега. Уравнения упруго-пластического тела механиков следует понимать именно в этом смысле. Коэффициенты этих уравнений определяют из макроскопических экспериментов, размеры образцов в которых  $L \gg l$ . На основе этих экспериментов определяются упруго-пластические свойства для «точек», размеры которой  $\Delta r$ , тем не менее, больше  $l$ :  $\Delta r \gtrsim 10 l$ . Но длины свободного пробега даже в сильно деформированных металлах велики ( $l \lesssim 1$  мкм). Обычно сама пластическая зона больше этой величины. Но внутри зоны деформации и напряжения меняются очень быстро, часто на расстояниях, меньших  $10 l$ . Поэтому применение обычных уравнений механики, в которых  $\sigma \sim \epsilon^n$  (или  $\epsilon \sim \sigma^{1/n}$  и не содержит членов типа  $\partial\sigma_{ik}/\partial x_k$ ) вызывает сомнения.

57), — не настоящие, а результирующие, т. е.  $\Delta\rho$ . Поэтому в физических моделях очень легко, по крайней мере качественно, представить себе изменение напряженного состояния и формы трещины. Но из них ничего нельзя сказать о величине пластической деформации.

В реальной пластической зоне происходят большие и очень неоднородные деформации. Но масштаб их неоднородности  $\nabla\varepsilon$  все-таки обычно больше  $l$ . Поэтому там, во-первых, появляется высокая плотность обычных дислокаций  $\rho$  и, во-вторых, изменяется напряженное состояние благодаря высокой плотности  $\Delta\rho$ . Напомним, что

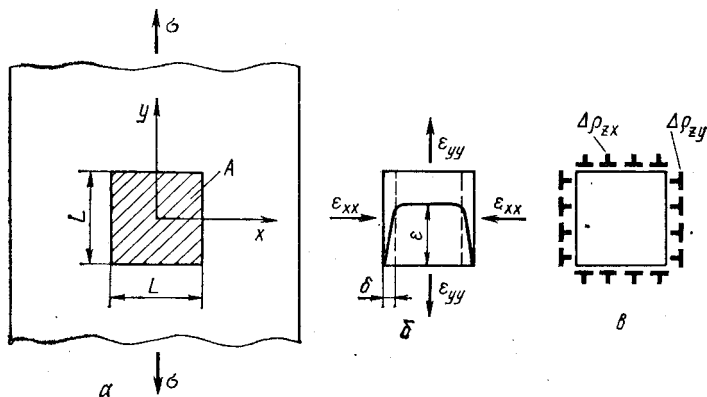


Рис. 58. Распределение дислокационных зарядов вокруг вставки пластического элемента: а — исходное состояние; б — деформация; в — распределение  $\Delta\rho$

при размерах области  $\Delta r \sim l$   $\Delta\rho \approx \rho$ , т. е. все дислокации разделяются на группы одноименных (например, дислокационное скопление). Строго говоря, в пластической зоне из-за больших напряжений, их градиентов и плотности дислокаций развивается еще и третий эффект — ротационная неустойчивость. Повороты фрагментов в пластической зоне неоднократно наблюдались и по развитой блочной структуре с большими разориентациями и непосредственно по поворотам атомных плоскостей в монокристалле. Важность ротационной неустойчивости для процессов разрушения в пластической зоне не вызывает сомнений. С ней связано появление частичных дисклинаций и локальных перенапряжений, близких к предельным [63]. К сожалению, этот вопрос плохо исследован экспериментально и совсем не затронут в теоретических рабо-

тах. Сейчас мы вынуждены ограничиться этими замечаниями.

Рассмотрим упругое тело с вставленным в него элементом, который деформируется пластически при приложенных напряжениях (рис. 58). После приложения напряжений  $\sigma_{yy}$  оно испытает некоторую деформацию  $\epsilon_{yy} = -\epsilon_{xx} = \epsilon_n$ . Зная ее, можно оценить  $\rho \approx \epsilon_n/bl$  (если  $L \gg l$ ). Пусть деформация уменьшается от  $\epsilon_n$  до 0 в тонком слое  $\delta$  на границе элемента (рис. 58, б). Тогда  $|\partial \epsilon_{yy}/\partial y|_{y=\pm L/1} = |\partial \epsilon_{yy}/\partial x|_{x=\pm L/2} = |\partial \epsilon_{xx}/\partial x|_{x=\pm L/2} = |\partial \epsilon_{xx}/\partial y|_{y=\pm L/2} \approx \epsilon_n/\delta$ . Применяя формулу (36), получим на поверхности  $x=L/2$   $\Delta \rho_{zy} = \epsilon_n/b\delta$  и на поверхности  $y=L/2$   $\Delta \rho_{zx} = \epsilon_n/b\delta$ . Суммарное число этих дислокаций  $N = \Delta \rho L \delta = L \epsilon_n/b$ , а их эффективный вектор Бюргерса  $B = Nb = L \epsilon_n$ , т. е. неоднородная пластическая деформация приводит к появлению на границах области гигантских источников дальнедействующих напряжений. Так, при  $L = 2$  мкм  $= 2 \cdot 10^{-6}$  м и  $\epsilon_n = 1\% = 10^{-2}$   $N = L/b \epsilon_n = (2 \cdot 10^{-6}/2 \cdot 10^{-10}) \cdot 10^{-2} = 10^2$  дислокаций. Напряжения от них в центре элемента  $\sigma_n = DNb/L/2 = 2 \cdot 10^{10} \cdot 10^2 \cdot 2 \cdot 10^{-10}/10^{-6} = 4 \cdot 10^8$  Па  $= 400$  МПа (или  $\sigma_n \approx 2D \epsilon_n$ ) — порядка обычных рабочих напряжений для сталей.

Характер напряжений  $\sigma_n$  виден из рис. 58, в:  $\sigma_{lyy} < 0$ ;  $\sigma_{lxx} > 0$ , т. е. создается растяжение по оси  $x$  и сжатие по оси  $y$ . Этот пример хорошо отображает общую закономерность: приложенные внешние напряжения вызывают локальные деформации и систему  $\Delta \rho$ , напряжения от которой противоположны приложенным. Кроме того, даже очень небольших пластических деформаций достаточно, чтобы существенно изменить напряженное состояние<sup>1</sup>. Если  $\delta \ll L$ , то напряжения  $\sigma_n$  не зависят от толщины переходного слоя.

Если два элемента, расположенные рядом, деформируются пластически с деформациями  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  (рис. 59), то на поверхности между ними образуются дислокационные заряды  $\Delta \rho_{zy}$ , пропорциональные деформациям в каждом элементе. Поскольку их знак противоположен, то  $\Delta \rho \sim (\epsilon_1 - \epsilon_2)$ . Этот метод позволяет построить распределе-

<sup>1</sup> Этот же вывод можно получить и на основании макроскопических уравнений. Если имеются два элемента с одинаковыми суммарными деформациями  $\epsilon$ , то напряжения в них  $\sigma = \epsilon E$ . Если один из них продеформировался пластически на  $\epsilon_n$ , то  $\sigma_1 = \epsilon_1 E$ ,  $\sigma_2 = \epsilon_2 E = (\epsilon_1 - \epsilon_n) E$  и  $\sigma_1 + \sigma_2 = 2\sigma$ . Отсюда  $\sigma_{1,2} = \sigma \pm \epsilon_n E/2$  и  $\Delta \sigma = \sigma_1 - \sigma_2 = E \epsilon_n$ , что с точностью до 2 совпадает с полученным выше выражением.

ние дислокационных зарядов для пластической зоны любой формы путем ее разбиения на элементарные объемы.

Единственная трудность заключается в выборе размеров элементарных объемов. Они должны быть достаточно малы, чтобы деформацию в них можно было считать однородной, но и достаточно велики, чтобы к ним можно было применить уравнение пластичности ( $L \gg l$ ) и чтобы  $N$  было  $> 1$ . В противном случае приходится рассматривать неоднородности реальных распределений дислокаций. Применяя метод формально, можно получить  $N \approx L\varepsilon/b < 1$ , что физически бессмысленно, так как любые реальные заряды — это разницы в числах дислокаций разных знаков:  $N = N_+ - N_- \geq 1$ .

Рассмотрим этим методом плоскую пластическую зону — аналог модели Дагдейла для плоской деформации и модель зоны предразрушения [123—124]. Выберем для простоты ширину зоны  $\delta = 2L$  (рис. 60). Тогда вследствие симметрии задачи на плоскости продолжения трещины не будут скапливаться дислокационные заряды  $\Delta\rho_{zx}$ . Если пластическая деформация  $\varepsilon_{yy} = \varepsilon_{yy}(x)$ ; ( $\varepsilon_{yy}(L/2) = \varepsilon_0$ ;  $\varepsilon_{yy}(nL) = 0$ ), то согласно (36)

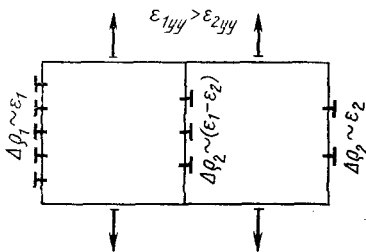
$$\delta |\Delta\rho_{zx}| = b^{-1} \varepsilon(x); \quad \Delta\rho_{zy} = b^{-1} (\partial \varepsilon(x) / \partial x). \quad (108)$$


Рис. 59. Расположение  $\Delta\rho_{zy}$  при двух пластически деформируемых элементах

Из этих выражений видно, что особенно сильно влияют на напряженное состояние в пластической зоне дислокации  $\Delta\rho_{zx}$ , так как их плотность пропорциональна  $\varepsilon(x)$ .

В предыдущих моделях пластических зон появление дислокаций этого вида для трещины I типа не учитывалось, что законно только для тонких пластин (рис. 61).

Возьмем для оценки  $\varepsilon_0 = 5\% = 5 \cdot 10^{-2}$ . Тогда  $\delta \Delta\rho_{zx} = 5 \cdot 10^{-2} / 2 \cdot 10^{-10} = 2,5 \cdot 10^8 \text{ м}^{-1}$ . Из-за дипольного характера распределения дислокаций  $\Delta\rho_{zx}$  на напряженное состояние внутри пластической зоны влияют дислокации, расположенные на расстоянии порядка нескольких  $L$  от рассматриваемой точки. Тогда  $\Delta N \approx \Delta\rho \delta L = b^{-1} \varepsilon L$ ;

$$\Delta B = b \Delta N = \varepsilon L; \quad \Delta \sigma \approx D N b / L \approx D \varepsilon. \quad (109)$$

При  $D=20$  ГПа и  $\varepsilon_0=5 \cdot 10^{-2}$  получим  $\Delta\sigma=2 \cdot 10 \cdot 5 \cdot 10^{-2}=1$  ГПа — очень большие напряжения, большие даже по сравнению с локальными напряжениями у вершины трещины.

Вернемся к вопросу о пластической деформации непосредственно у вершины трещины. При приложении модели Дагдейла к реальным экспериментам выяснилось, что хорошее совпадение наблюдается только в случае

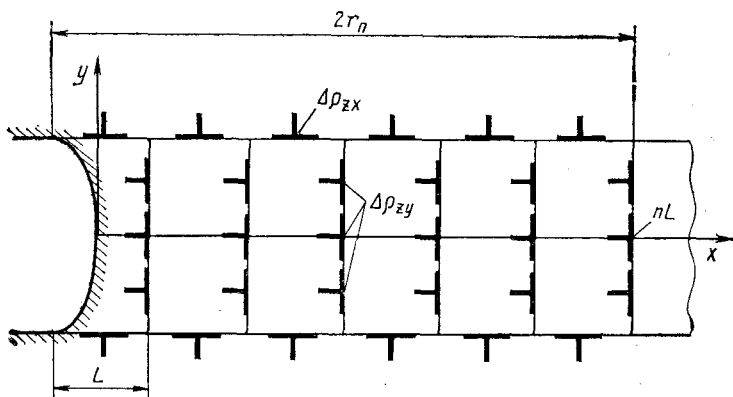


Рис. 60. Распределение дислокационных зарядов в плоской пластической зоне при плоской деформации

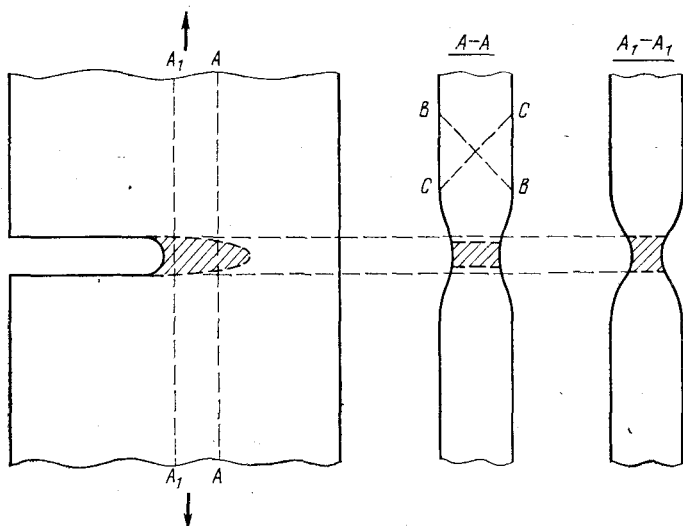


Рис. 61. Деформация в пластической зоне утонения пластины.  $BB$  и  $CC$  — наклонные плоскости скольжения



тонких пластин, деформация в которых идет благодаря утонению, поэтому зарядов  $\Delta\rho_{zx}$  не возникает (рис. 61). Действительно, деформация при этом трехмерная, большая ее часть идет по плоскостям, наклонным к внешним поверхностям ( $BB$  и  $CC$  на рисунке). Если пластина достаточно тонкая, то деформация по этим плоскостям почти однородна, внутри пластины  $\Delta\rho$  не возникает, а выход дислокационных зарядов на внешнюю поверхность приводит к локальному утонению пластины, аналогичному шейке. В модели Билби, Коттрелла и Свиндена (рис. 56) касательные напряжения от приложенных сил развиваются в плоскости трещины, так как это трещина II типа. Модель Витека, как уже сообщалось, соответст-

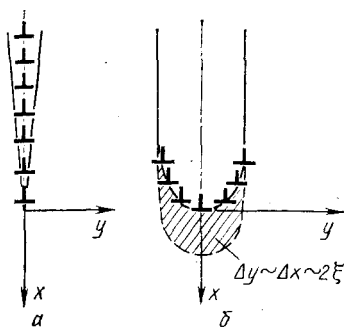


Рис. 62. Распределение раскалывающих дислокаций вблизи вершины трещины:

$a$  — острая трещина;  $b$  — тупая трещина. Заштрихована область  $\Delta y \sim \Delta x \sim 2\xi$ , в которой  $|\sigma_{xx}| > |\sigma_{yy}|$ .

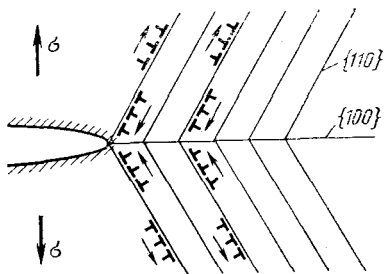


Рис. 63. Распределение дислокационных зарядов при движении дислокаций по заданным плоскостям скольжения

вует геометрии пластической деформации Дагдейла. Таким образом, эти модели не применимы к случаю плоской деформации.

Отметим, что утонение пластины даже до  $\psi \approx 0$  после разрыва еще не свидетельствует о потере пластической устойчивости. Как видно из рис. 61, к этому же эффекту приводит прохождение через всю пластину пластической зоны, т. е. пробегание трещины.

Для острого надреза касательные напряжения в плоскости трещины меньше предела текучести  $\tau_t$ , поэтому пластической деформации там нет. Для эллиптических надрезов  $\sigma_{xx} > \sigma_{yy}$ , в узкой области  $\Delta y \sim 2\xi$ . Следовательно, там имеются большие касательные напряжения и условия для пластической деформации (рис. 62, б).

Этот результат может быть наглядно проиллюстрирован при описании трещины с помощью раскалывающих дислокаций. Если расшифровать формулу (19) для дислокации  $\Delta\rho_{zy}$ , то

$$\sigma_{yy} = -[bDx(3y^2 + x^2)]/r^4; \quad \sigma_{xx} = [bDx(y^2 - x^2)]/r^4. \quad (110)$$

Если трещины — узкий разрез (рис. 62, а), то под ней  $x \approx 0$  и  $\sigma_{xx} \approx -\sigma_{yy}$  для всех раскалывающих дислокаций. Для тупой трещины раскалывающие дислокации размазаны у вершины на расстоянии  $\Delta y \sim 2\xi$ . Поэтому в области  $\Delta y \sim 2\xi > x$

$$\sigma_{yy} \approx -Db3y^2x/r^4 \approx 3\sigma_{xx}; \quad \sigma_{xx} \approx Dby^2x/r^4; \quad \tau \approx \sqrt{(\sigma_{xx} - \sigma_{yy})^2/4} \approx \sigma_{yy}. \quad (111)$$

Только при  $x \gg 2\xi$   $\tau \approx \tau_\infty$ , как и для острого разреза.

Но из изложенного выше вытекает, что эта деформация не может быть очень большой. Действительно  $\sigma_{xx} \approx \sigma_\infty \sqrt{h/\xi}$ , но  $\Delta\sigma \approx D\varepsilon$ , откуда  $\varepsilon_n \approx (\sigma_\infty/D) \sqrt{h/\xi}$ . Этот результат является отражением общего физического закона: изменения, возникающие в системе в результате внешних воздействий, вызывают реакции, обратные этим внешним воздействиям. В частности, напряжения от дислокационных зарядов  $\Delta\rho$  вызывают внутренние напряжения, уменьшающие внешние касательные напряжения в деформирующихся элементах.

В рассматриваемом случае дислокации  $\Delta\rho_{zx}$  компенсируют появление больших  $\tau$  в области  $\Delta x \sim \Delta y \sim 2\xi$  вследствие увеличения  $\sigma_{xx}$  (рис. 72, 74, и 75). Это увеличение происходит до тех пор, пока  $\Delta\sigma_{xx}$  не станет порядка  $\sigma_{yy}$  и  $\tau \approx \tau_\infty < \tau_t$ . Другими словами, вблизи неострого надреза тензор напряжений в исходном состоянии сильно отклоняется от шарового  $|\sigma_{xx}| < |\sigma_{yy}|$ . Но уже после сравнительно небольшой деформации  $\varepsilon_n$  он снова становится шаровым (за счет  $\Delta\rho$ ) и пластическая деформация прекращается<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> Уменьшение скорости пластической деформации при постоянном внешнем напряжении происходит вследствие увеличения плотности дефектов в данном микрообъеме, т.е. рост числа и высоты барьеров для движения дислокаций и появления на границах объема или соседних объемах дислокационных зарядов  $\Delta\rho$ , уменьшающих приложенные напряжения. Первый из этих дефектов может быть назван локальным упрочнением. Второй эффект логично назвать нелокальным упрочнением. Расчеты показывают, что в зоне предразрушения при деформациях  $\varepsilon_n > 1\%$  локальное упрочнение несущественно. Этим обстоятельством мы и воспользовались при оценке  $\varepsilon_n$ .

Оценим  $\varepsilon_n$ . При  $\sigma_\infty = 200$  МПа,  $D = 20$  ГПа,  $h = 1$  мм  $= 10^{-3}$  м и  $\xi = 10$  мкм  $= 10^{-5}$  м получим  $\varepsilon_n = 200/20000 \sqrt{10^{-3}/10^{-5}} = 0,1 = 10\%$ . Видно, что хотя  $\varepsilon_n$  и не очень велик, но и не слишком малы. При таких деформациях даже в очень пластичных материалах могут зарождаться и расти микротрещины.

Дислокации  $\Delta\rho_{zy}$  оказывают меньшее влияние на напряженное состояние при достаточно узкой зоне. Заметим прежде всего, что суммарный их вектор Бюргерса равен изменению радиуса кривизны вершины трещины. Действительно  $\Delta\xi = \xi - \xi_0 = \xi \varepsilon_0$  — приращению деформации в первой ячейке. Согласно (108)  $\Delta B = \varepsilon L$  и  $\Delta B_0 = \varepsilon_0 2\xi$ ;  $\varepsilon_0 = \Delta B_0/2\xi$  и  $\Delta\xi = \Delta B_0/2$ . Вектор Бюргерса на правой стороне ячейки уменьшается вследствие деформации во второй ячейке  $\xi_2$ ;  $\Delta B = \Delta B_0 - \Delta B_1 = 2\xi(\varepsilon_0 - \varepsilon_2)$  и т. д. В результате суммарный вектор Бюргерса  $\Delta B_0 = 2\Delta\xi = 2(\xi - \xi_0)$  «размазывается» вдоль всей пластической зоны.

Легко убедиться, что ход этих рассуждений не зависит от формы пластической зоны (для плоской пластической деформации). Можно сформулировать общий вывод. Дислокации  $\Delta\rho_{zx}$  всегда имеют дипольную структуру,  $\sum_{(S)} \Delta\rho_{zx} = 0$  со средним плечом диполя порядка средней ширины пластической зоны. Дислокации  $\Delta\rho_{zy}$  приводят к затуплению вершины трещины,  $\sum_{(S)} \Delta\rho_{zy} = 2\Delta\xi$  (суммирование проводится по всей площади  $S$  пластической зоны) [127].

Суммируя напряжения от этих дислокаций вблизи вершины трещины, получим  $\Delta\sigma' = 2\xi\varepsilon_0 D/L \approx 2\xi\Delta\sigma/L$  — напряжение для узкой и длинной зон ( $2\xi/L \ll 1$ ) намного меньше, чем от системы  $\Delta\rho_{zx}$ .

Подведем итог этих рассуждений. Для продвижения трещины, нормальной к приложенным растягивающим напряжениям вперед, необходимо развитие перед ее вершиной интенсивной зоны пластических деформаций (зоны предразрушения). Между тем модель плоской зоны показывает, что деформация перед вершиной останавливается на ранних стадиях (или средних  $\varepsilon_n \lesssim 0,1$  для больших  $h/\xi$ ). Следовательно, невозможно объяснить развитие трещины, оставаясь в рамках модели движения дислокаций в сплошной среде.

Рассмотрим еще объемную модель пластической зоны с использованием дислокационных зарядов. Были предложены две таких модели [125]; [2, с. 70—72]. В

первой предполагалось движение дислокаций по заданным плоскостям скольжения. Такая модель применима для роста трещины в монокристалле. На рис. 63 приведен пример трещины по плоскости  $\{100\}$  в о. ц. к. монокристалле. Дислокации движутся по плоскостям  $\{110\}$  (см. рис. 57). На рисунке показаны не сами дислокации, а только дислокационные заряды  $\Delta\rho$ . Кроме них, во всей пластической зоне имеется повышенная плотность дислокаций  $\rho$ , причем  $\Delta\rho/\rho$  тем меньше, чем меньше  $l/2r_{\text{п}}$  — длина свободного пробега дислокаций по сравнению с размерами зоны. Рассматривался еще предельный случай пластической зоны в поликристалле, когда размеры пластической зоны  $2r_{\text{п}}$  много больше размеров зерна. Поэтому можно приближенно считать, что пластическая деформация идет вдоль линий главных касательных напряжений.

И в том, и в другом случае характер процессов настолько сложен, что аналитическое решение получить не удастся. Были проведены расчеты по методу, изложенному выше. Вся область пластической зоны разбивалась на небольшие прямоугольные участки (рис. 59), деформация в которых считалась однородной. Она вызывала появление дислокационных зарядов  $\Delta N$  на границах и, следовательно,  $\Delta\sigma$ . Расчеты вели при заданном законе упрочнения типа  $\sigma = \sigma_{\text{т}} (\epsilon_{\text{п}}/\epsilon_{\text{т}})^n$  или при кинетической зависимости  $\epsilon_{\text{п}} = \epsilon_{\text{п}}(\sigma, T)$ . В обоих случаях нагружение проводили постепенно.

Основные результаты этих расчетов следующие: 1) пластическая деформация начинается в зоне максимальных касательных напряжений (см. рис. 53); 2) при небольших деформациях ( $\epsilon_{\text{п}} < 5\%$ ) на границах этих областей образуются дислокационные заряды, которые разгружают первоначальные области и догружают соседние. В результате область максимальных деформаций смещается к оси (рис. 64); 3) внутри зоны происходит существенное локальное упрочнение. Оно влияет на кинетику развития зоны. К сожалению, в настоящее время еще отсутствует достаточно полный набор расчетов, который позволил бы сделать количественные выводы о влиянии локального упрочнения. Поэтому здесь мы ограничимся только схемой полученных результатов. Аналогичный результат — смещение пластической зоны с деформацией — был получен Мак Клинтоком методом конечных элементов при  $\epsilon_{\text{п}} \sim \sigma^n$  [126].

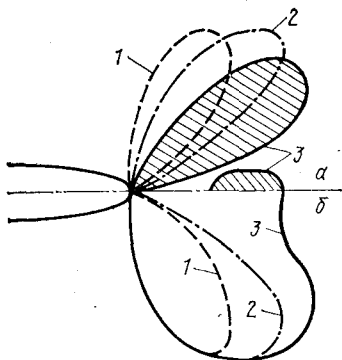


Рис. 64. Схема развития пластической зоны:

$a$  — 1—3 — последовательные контуры ( $\varepsilon_{II} = \text{const}$ );  $b$  — последовательные границы контура зоны

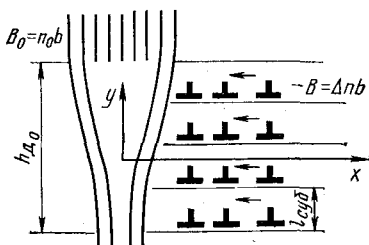


Рис. 65. Модель хрупкого роста дислокационной трещины

#### 4. Рост микротрещин

Зарождение микротрещин в пластической зоне при ее размерах  $2r_{II} \gg l_{суб}$  происходит так же, как и в однородном материале. Поскольку локальные напряжения в пластической зоне обычно выше, чем в основном объеме, то  $l_{суб}$  может быть несколько меньше:  $l_{суб} \lesssim 1$  мкм. Мы в этой главе ограничимся общими случаями. Напомним, что  $l_{суб} \sim 1$  мкм — характеристический размер, концентрация энергии которого и обеспечивает энергетическую выгодность зарождения микротрещин (см. рис. 36).

Микротрещины могут зарождаться в зависимости от дислокационной структуры металла или в виде дислокационных трещин с почти атомно-гладкими боковыми поверхностями, или в виде микропор, имеющих сразу после образования кристаллографическую огранку, но затем быстро ее теряющих.

\* \* \*

1. Рост дислокационных трещин возможен только посредством роста их вектора Бюргера. При  $h_d \ll h_{ГР}/4$  размер дислокационной трещины  $h_d \approx n^2 b/2$  при приближении к критическому размеру  $h_d \approx n^2 b$ , где  $n$  — число дислокаций одного знака, свалившихся в трещину. Для зарождения микротрещин достаточно  $n = 20 \div 30$  и для  $\sigma = \sigma_T n^2 b/2 \ll h_{ГР}$ .

Рассмотрим задачу о сваливании в трещину дополнительных дислокаций того же знака [111]. Точнее было бы сказать — заталкивании, так как трещина, имея тот же вектор Бюргерса, их отталкивает. Пусть зародившаяся трещина больше размера характерной субструктуры  $h_d \gg l_{\text{суб}}$  (рис. 65). В области  $\sim h_d$  около трещины напряжения релаксируют. На больших расстояниях они спадают, как от обычной дислокации (например,  $\tau|_{\substack{x \gg h \\ y \approx 0}} \approx Db/x$ ), т. е. в области  $x > h$  дислокации отталкиваются от трещины, а при  $x < h$  притягиваются к ней благодаря силе изображения. Следовательно, при  $x \approx h$  они имеют максимум  $\tau_{\text{max}} \approx Db_0/h$ .

Расчет без учета сил изображения дает для плоскости  $y = 0$

$$\tau(x, 0) = (2DB_0/b) (\tilde{x}/(1 + \tilde{x}^2)^{3/2}); \quad \tilde{x} = 2x/h. \quad (112)$$

$$\text{Отсюда } \tilde{x}_{\text{max}} = 1/\sqrt{2}; \quad x_{\text{max}} = h/2\sqrt{2};$$

$$\tau_{\text{max}}(x, 0) \approx 0,77DB_0/h. \quad (113)$$

Для других плоскостей ( $y > 0$ ) получаются близкие к этому значению  $\tau_{\text{max}}(x, y) \lesssim \tau_{\text{max}}(x, 0)$ .

Для заталкивания одиночной дислокации в трещину необходимо, чтобы действующие на нее напряжения превосходили это максимальное значение:  $\tau > \tau_{\text{max}}$ .

Из оценки видно, что размер потенциального барьера для заталкивания  $\Delta x \sim h \gg b$ . Поэтому его преодоление с помощью тепловых флуктуаций невозможно.

При зарождении трещины  $n_0 \tau \lesssim \alpha D$ , где при термоактивационном зарождении  $\alpha = 0,3 \div 0,6$ . Подставив  $h = n_0^2 b/2$  и  $\alpha = 0,5$ , получим  $\tau_{\text{max}} \approx 0,77DB_0/h = 1,6 \cdot Dn_0 b/n_0^2 b = 1,6 D/n_0 = 1,6 D\tau/\alpha D = 3\tau$  — обратное неравенство. Следовательно, внешнего напряжения не хватает для заталкивания одиночных дислокаций в трещину.

Но уже скопление из  $\Delta n \sim 10$  дислокаций создает достаточные перенапряжения для преодоления этого барьера.

Точный расчет перенапряжений для скопления из  $\Delta n$  дислокаций представляет трудность, так как на каждую дислокацию действуют два противоположных напряжения —  $\tau$  и  $\tau(x, y)$ . Но длина скопления  $L_{\text{ск}} \lesssim 2\Delta n Db/\tau \lesssim h$ . Поэтому напряжения, действующие на последнюю дислокацию  $\tau(2h, 0) \approx \tau_{\text{max}}/2$  и  $\tau_{\text{л}} = (3-4)\tau \lesssim \tau_{\text{max}}$ , достаточны для преодоления барьера.

Оценим общую плотность дислокационных зарядов, достаточную для хрупкого роста дислокационной трещины. Для трещины в исходном состоянии  $h_0 \approx n_0^2 b/2$ . После сваливания  $\Delta n$  дислокаций одного скопления  $h = n^2 b/2 = (n + \Delta n)^2/2$ . Приращение длины трещины должно быть достаточным для сваливания дислокаций из следующего скопления:  $\Delta h \lesssim l_{\text{суб}}$ , т. е.

$$\Delta h = h - h_0 \approx n_0 \Delta n b \lesssim l_{\text{суб}}; \Delta n \lesssim l_{\text{суб}}/n_0 b.$$

При  $\Delta n = 10$  имеем  $l_{\text{суб}} \lesssim (20 \div 30) b$  — условие очень маленьких расстояний между соседними скоплениями.

Общая плотность дислокационных зарядов

$$\Delta \rho = \Delta n / l_{\text{суб}} L \approx (\tau / b^2 D) (2n_0 \Delta n)^{-1} \approx 10^{14} \text{ м}^{-2};$$

т. е. очень высокая. Но эта плотность должна быть в узкой области ( $\sim L$ ). Вызываемая ей разориентация  $\varphi = b/d$  не велика — всего несколько градусов:

$$d \gtrsim l_{\text{суб}} / \Delta n \approx n_0 b; \varphi \lesssim b/d \approx 1/n_0.$$

Таким образом, для хрупкого роста дислокационной трещины нужно предварительно создать полосу с высокой плотностью  $\Delta \rho$  и  $\varphi \lesssim 2^\circ$ , т. е. структуру, типичную для дисклинационной деформации.

2. Рост пор может происходить по четырем независимым механизмам: пластический рост изолированной поры, вакансионный рост изолированной поры, пластический разрыв перемычки между соседними порами, срез такой перемычки [134]. В принципе возможен еще пятый механизм: слияния пор посредством переползания. Возможность движения пор путем направленных поверхностных потоков вакансий — переползание — уже отмечалось нами раньше (см. рис. 49). Таким образом, слияние пор энергетически выгодно. Оценки выгодности близки к приведенным ниже для разрыва перемычки между порами. Но этот процесс не был исследован достаточно подробно ни теоретически, ни экспериментально.

*Пластический рост изолированной поры.* Задача о росте поры в деформируемом упруго-пластическом теле неоднократно решалась в макроскопическом приближении. Основные результаты этих расчетов следующие [128—130].

Трещина растет со скоростью, пропорциональной ее размеру:

$$\dot{R} \sim R; R = R_0 \exp(\alpha t).$$

Это означает, что чем меньше пора, тем хуже она растет путем пластической деформации.

Основной фактор, увеличивающий скорость роста трещины, — объемное растяжение:

$$dR \approx R [\exp(\sigma_{r\infty}/r_{\infty}) - 1] d\varepsilon_{r\infty},$$

где  $\sigma_{r\infty}$  и  $\tau_{\infty}$  — компоненты тензора напряжений на больших расстояниях от трещины;  $\varepsilon_{r\infty} = \varepsilon_{pr} (r \rightarrow \infty)$  — радиальная компонента пластической деформации на бесконечности.

При  $\tau = \sigma/2$  скорость роста пор очень мала. Она быстро увеличивается по мере приближения тензора напряжений к шаровому, т. е. при  $\sigma \gg \tau$ .

Попробуем понять эти результаты с точки зрения дислокационных механизмов [131]. Выход дислокации на свободную поверхность приводит к образованию ступеньки (рис. 66, а). Выход дислокации противоположного знака — ступеньки противоположного знака (рис. 66, б). И в том, и в другом случае центр тяжести поверхности не перемещается. На рис. 66 изображено положение, когда после выхода двух дислокаций на поверхности образовалась интрузия. В обратном случае, если бы отрицательная дислокация вышла бы выше положительной, то вместо интрузии была бы экструзия.

Для ограниченной поверхности (например, для боковой поверхности поры) закономерности несколько сложнее, но основной вывод сохраняется: сваливание в трещину дислокаций разного знака с  $\rho_+ \approx \rho_-$  изменяет только шероховатость поверхности, не меняя ее положения.

Уже упоминалось, что вблизи поверхности на дислокацию действуют силы изображения  $F_x = Db^2/2x$  независимо от знака дислокаций. На малых расстояниях  $x$  от поверхности эти силы больше внешних. Поэтому к поверхности движутся дислокации обоих знаков.

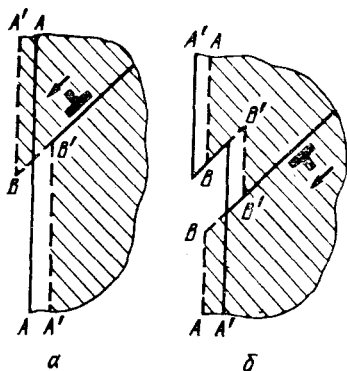


Рис. 66. Изменение формы поверхности при выходе на нее дислокаций:

а — выход положительной краевой дислокации. Образование ступеньки  $BB'$ , смещение поверхности из положения  $AA$  в  $A'B'B'A$ ; б — выход отрицательной краевой дислокации: смещение поверхности в положение  $ABB'B'BA$ , т. е. образование интрузии  $BB'B'B$



Смещение координаты поверхности происходит только благодаря сваливанию в нее дислокационных зарядов. Но дислокации зарождаются, как дипольные. Поэтому если дислокации одного знака свалились в трещину, то противоположного знака остались в объеме. На рис. 67 показано сваливание в трещину дислокаций  $\Delta\rho_{zy}$ , приводящих к ее удлинению. Дислокации противоположного знака остаются в окрестности поры, образуя «дислокационную шубу» и создавая около нее

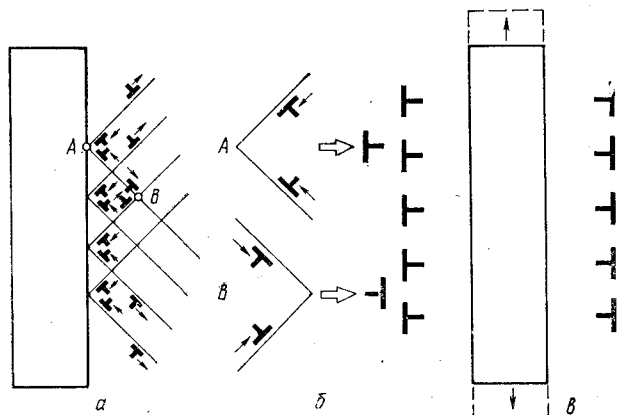


Рис. 67. Создание системы дислокационных зарядов у растущей поры:

*а* — движение дислокаций в исходном положении; *б* — дислокационные реакции в точках вблизи поверхности поры *А* и на пересечении линий скольжения на расстоянии нескольких  $l_{\text{суб}}$  от нее *В*; *в* — структура дислокационных зарядов после увеличения длины поры

сжимающие напряжения. Если пора растет по двум или трем осям, то и сжимающие напряжения создаются вокруг нее со всех сторон.

Дальше процесс может развиваться двояко. Пластическая деформация во всем объеме материала  $\epsilon_{\text{п.о}}$  равна локальной пластической деформации около поры  $\epsilon_{\text{п.л}}$ . Тогда к рассмотренному слою  $\Delta\rho$  (рис. 67) со стороны объема подходят дислокации  $\Delta\rho$  противоположного знака, причем той же плотности. Тогда слой  $\Delta\rho$  вокруг поры уничтожается и сжимающие напряжения снимаются. Но пора при этом растет медленно [ $h=h_0(1+\epsilon_{\text{п}})$ ], с той же скоростью, что и расстояние между двумя любыми метками на теле с  $\Delta y=h$ . Так растут поры в од-

нородном материале под действием простых растягивающих напряжений.

Вторая возможность — большие локальные деформации  $\varepsilon_{п.л} \gg \varepsilon_{п.о.}$ . Тогда слой  $\Delta r$  вокруг поры сохраняется и растет со временем:  $\Delta r \sim \varepsilon_{п.л}$ . Ясно, что образующиеся при этом локальные напряжения сжатия очень скоро компенсируют приложенные, и пластическая деформация прекратится, если только вокруг трещины уже не было больших всесторонних растягивающих напряжений.

В этом случае напряжения сжатия от  $\Delta r$  компенсируют первоначальные растягивающие напряжения, т. е. пора может расти благодаря релаксации напряжений всестороннего растяжения в окружающем объеме. Пусть растягивающие напряжения  $\sigma$  релаксировали в цилиндре радиуса  $R \gg h$ . Тогда

$$\varepsilon = \sigma/E; \Delta R \approx R\varepsilon = R\sigma/E = \Delta h. \quad (114)$$

Этот же результат легко получить из чисто дислокационной модели.

Общий поток дислокаций, втекающих в пору, пропорционален ее поверхности (см. рис. 67):  $\dot{n} = jh = \varepsilon_{п.л} h/b$ ;  $\dot{h} = \dot{n}b = \varepsilon_{п.л} h$ . Таким образом объясняются обе закономерности, полученные путем решения феноменологического уравнения упруго-пластического тела: необходимость больших локальных напряжений всестороннего растяжения и пропорциональность  $\dot{h} \sim h$ .

Но все эти рассуждения хороши только для достаточно больших пор:  $h \gg l_{суб}$ , когда с порой пересекается достаточно много линий скольжения и когда можно пренебречь деталями структуры поверхности поры в месте каждого пересечения. Для маленьких пор ( $h \approx 0,1 \text{ мкм} \lesssim l_{суб}$ ) такой подход явно неприменим. Необходимо для каждого конкретного случая рассматривать взаимодействие поры с несколькими линиями скольжения аналогично тому, как это делалось на схеме рис. 66. Кроме того, необходимо учитывать возможность испускания порой (вернее, ступеньками на ее поверхности) дислокаций  $\Delta r$ . Этот процесс обратен распаду поры вследствие испускания дислокационных петель (см. рис. 49). Если под действием сжатия пора залечивается, испуская дислокации одного знака, то в условиях растяжения она может расти, испуская дислокации противоположного знака. К сожалению, нам не известны достаточно подробные анализы этих двух процессов.

**Вакансионный рост пор** — процесс, полностью обратный их вакансионному растворению. В процессе пластической деформации генерируется большое число точечных дефектов, прежде всего вакансий, поскольку энергия образования вакансий — самая низкая из всех возможных энергий (например, она в три раза ниже энергии образования внедренных атомов); прочие условия близки.

Известно много механизмов испускания вакансий дислокациями: переползание краевых дислокаций, их аннигиляция, движение винтовых дислокаций со ступеньками и т. д. До сих пор не ясно, имеется ли один ведущий механизм или в каждом конкретном случае наиболее важен какой-либо свой механизм испускания. Но независимо от этого концентрация  $c_v = 10^{-5} - 10^{-6}$  (т. е.  $n_v = c_v/a^3 \approx 10^{24} \text{ м}^{-3}$ ) является обычной даже для не очень большой скорости деформации и средних температур ( $T \sim 0,4 T_{\text{пл}} - 0,3 T_{\text{пл}}$ ).

Равновесная концентрация вакансий при этих температурах низка:  $c_{v0} \approx \exp(-\varepsilon_v^f/kT)$ ;  $\varepsilon_v^f \approx 9 kT_{\text{пл}}$ ;  $T = (0,3 - 0,4) T_{\text{пл}}$  и  $c_{v0} \approx \exp(9/0,3 - 0,4) \approx 10^{-10} - 10^{-13}$ , т. е. пересыщение очень велико:  $c_v/c_{v0} = 10^5 - 10^6$ . В этих условиях вакансии могут конденсироваться почти на любом стоке, в том числе на любой поре.

Оценим скорость роста поры благодаря притоку в нее вакансий. Пора может расти как за счет объемной, так и трубочной или поверхностной диффузии. Если пора растет путем диффузии из объема, то около нее создается градиент концентрации вакансий от  $c_v = 10^{-5} - 10^{-6}$  на расстоянии  $\sim h$  от поры до  $c_v = c_{v0}$  при  $r = h$ , т. е.  $\nabla c_v \approx c_{v0}/h$ .

Поток вакансий на пору

$$I = 4\pi h^2 j \approx -4\pi h^2 D_v \nabla n_v \approx 4\pi h^2 (D_v/a^3) (c_v/h).$$

Этот поток равен потоку атомов от поры. Поэтому размер поры растет:  $\Delta N = I$ ;  $\Delta \dot{V} \approx 4\pi h^2 \dot{h} = \Delta \dot{N} a^3$ , откуда  $\dot{h} = j a^3$ . Окончательно, учитывая, что  $D_v \approx v_0 a^2 \exp \times (-\varepsilon_v^m/kT)$ , имеем:

$$\dot{h} = (v_0 a^2/h) c_v \exp(-\varepsilon_v^m/kT), \quad (115)$$

или

$$\dot{\tilde{h}} = (v_0/\tilde{h}) c_v \exp(-\varepsilon_v^m/kT); \quad \tilde{h} = h/a. \quad (116)$$

В этих уравнениях  $h$  — радиус поры;  $j$  — плотность потока вакансий ( $j = -D_v \nabla n_v$ );  $D_v$  — коэффициент их

диффузии;  $\Delta V$  — приращение объема поры;  $v_0 = 10^{12} - 10^{13} \text{ с}^{-1}$  — частота колебаний атомов. Энергия активации миграции вакансий по объему  $\varepsilon_B^m \approx 8 kT_{\text{пл}}$ . Взяв

для оценки  $c_B = 10^{-6}$  и  $T = 0,3T_{\text{пл}}$ , получим  $\dot{\tilde{h}} = 10^{-3}/h \text{ с}^{-1}$ .

Для зародышевой трещины  $h = 10^3$  и  $\Delta\tilde{h} = 1$  для  $t \approx 10^6 \text{ с}$ , т. е. приращение размера поры на один атомный слой происходит за время порядка месяца. Ясно, что при комнатной температуре этим процессом можно пренебречь.

Примем  $c_B = 10^{-5}$ , тогда

$$\dot{\tilde{h}} = (10^7/\tilde{h}) \exp(-8T_{\text{пл}}/T). \quad (117)$$

При  $\tilde{h} = 10^3$  и  $\dot{\tilde{h}} = 10^{-2} \text{ с}^{-1}$  (т. е.  $\Delta\tilde{h} = \dot{\tilde{h}}\Delta t = 10^3 = 2\tilde{h}$  за  $10^5 \text{ с}$ ), получим  $6 - (8T_{\text{пл}}/2,3T) = 1$ ,  $T \lesssim 0,6 T_{\text{пл}}$ , т. е. даже такие мягкие требования выполняются только при высоких температурах.

Оценим скорость роста поры путем поверхностной диффузии. Пусть пора расположена на границе зерна, по которой мигрируют избыточные вакансии. Тогда  $\varepsilon_B^m \approx 4kT_{\text{пл}}$  — энергия активации диффузии резко падает. Но при этом одновременно сокращается площадь, по которой она идет. Для  $\tilde{h} = 10^3$ ,  $\Delta S/S \sim 10^{-3}$ . Выполняя оценки, аналогичные приведенным выше (см. 117), получим:

$$\dot{\tilde{h}} = (v_0/\tilde{h}) (\Delta S/S) \exp(-4kT_{\text{пл}}/T) c_{\text{в.з.г}}. \quad (118)$$

В этой формуле неизвестной величиной является  $c_{\text{в.з.г}}$  — концентрация вакансий на границе зерна. Ясно, что она выше, чем в объеме, так как вакансии имеют определенную энергию связи с границей. Во-первых, эта энергия точно не известна, во-вторых, между объемом и поверхностью может не успеть установиться термодинамическое равновесие. Возьмем для оценки  $c_{\text{в.з.г}} = 10^{-3}$ .

Тогда для  $\dot{\tilde{h}} = 1 \text{ с}^{-1}$  (рост  $\Delta h = h$  за  $10^3 \text{ с}$ ) и  $\tilde{h} = 10^3$  имеем:

$$10^6 \exp(-4T_{\text{пл}}/T) \lesssim 1, \text{ т. е. } T \lesssim 0,3T_{\text{пл}}.$$

Следовательно, благодаря поверхностной диффузии поры могут заметно расти уже при сравнительно низких температурах.

Интегрируя (118), получим:

$$(\dot{\tilde{h}}^2/2) = \text{const}; \quad h \sim \sqrt{t} \text{ или } \dot{\tilde{h}} \sim 1/\sqrt{t}.$$

Этот вывод окажется важным при рассмотрении моделей в гл. VI. Он означает, что скорость вакансионного роста пор быстро падает с увеличением их размеров, т. е. эффективно растут благодаря притоку вакансий только самые маленькие поры. Практически  $\tilde{h}=10^3-10^4$ , т. е.  $h=(10^3-10^4)a \approx (2 \cdot 10^{-7}-2 \cdot 10^{-6})$  м  $\approx (0,2-2)$  мкм. Таким образом, вакансионный рост пор возможен только при высоких температурах, больших пересыщениях и ограниченном интервале их размеров.

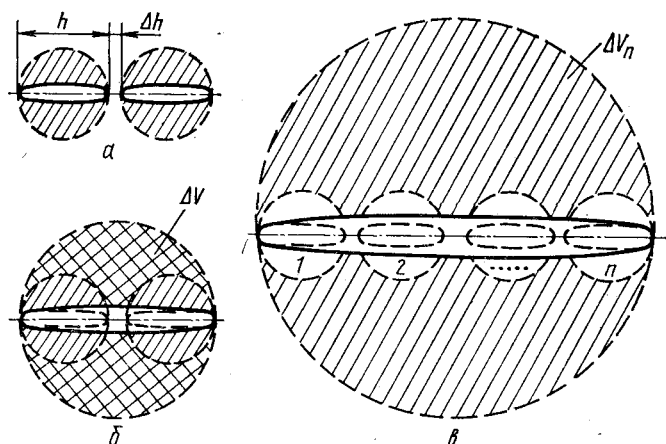


Рис. 68. Схема определения максимальных деформаций перемычек между порами:

*a* — исходное состояние, перемычка недеформирована; *б* — состояние максимальной деформации перемычки между двумя порами; *в* — то же для *n* пор.  $\Delta V (\Delta V_n)$  — добавочный объем релаксации упругих напряжений

*Пластический разрыв перемычки между порами* возможен только благодаря увеличенной локальной деформации  $\epsilon_{п.л}$  в перемычке. Рассмотрим частный случай сквозных длинных пор, деформация около которых носит плоский характер. Рассматриваемая задача разбивается на две: энергетической выгоды разрыва и его практической осуществимости.

Начнем с чисто феноменологического рассмотрения рис. 68. Пусть для создания единицы площади требуется энергия  $\gamma_{п.л}$ . Тогда на единицу длины поры затрачивается энергия  $\Delta W_\gamma \approx \gamma_{п.л} \cdot \Delta h$ . До начала разрыва пере-

мычки релаксация упругой энергии около каждой поры давала  $W_{\sigma}(h) = -2(\sigma^2/2E)\pi (h/2)^2 \approx -\sigma^2 h^2/E$ .

После их объединения при  $\Delta h < h$

$$W_{\sigma}(2h + \Delta h) = -(\sigma^2/2E)\pi [(2h + \Delta h)/2]^2 \approx \\ \approx -2(\sigma^2 h^2/E)[1 + (\Delta h/h) + \dots].$$

Изменение упругой энергии

$$\Delta W_{\sigma} \approx -(\sigma^2 h^2/E)[1 + (2\Delta h/h)] \approx -\sigma^2 h^2/E.$$

Отсюда условие энергетической выгоды разрыва  $\Delta W_{\sigma} + \Delta W_{\gamma} \lesssim 0$  принимает вид

$$\sigma^2 h^2/E \lesssim \gamma_{\text{п.л}} \Delta h \text{ или } \Delta h/h \lesssim h/h_{\text{ор}}, \quad (119)$$

где  $h_{\text{ор}}$  — размер энергетически выгодной трещины в пластичном материале. Для маленьких пор  $h \ll h_{\text{ор}}$  — размеры перемычек малы ( $\Delta h \ll h$ ).

Условия разрыва улучшаются для цепочки из  $n$  пор, разделенных перемычками  $\Delta h$ :  $\Delta W_{\gamma} = n\gamma_{\text{п.л}}\Delta h$ ;  $\Delta W_{\sigma} = (n^2/2)(\sigma^2 h^2/E)$ ;

$$\Delta h/h \lesssim nh/h_{\text{ор}}. \quad (120)$$

Для очень больших трещин Орована [ $h_{\text{ор}} \approx 10^2$  мкм (чему соответствует при  $\sigma = 500$  МПа,  $E = 200$  ГПа  $\gamma_{\text{п.л}} = 10^2$  Дж/м<sup>2</sup> = 20 γ) и  $h = 0,5$  мкм] имеем для  $n = 10^2$   $\Delta h \approx h$ , т. е. перемычки могут разорваться в цепочке из ста пор при их размерах, сравнимых с размерами поры, отметим, что  $\Delta h \approx h$  — типично для зарождения микро-трещин в наиболее опасных местах. Но для весьма пластичных тел  $\gamma_{\text{п.л}} \gtrsim 10^4 \gamma$  феноменологический подход дает слишком заниженную оценку возможности пластического объединения пор  $\Delta h \ll h$ .

Чтобы понять, с каких ошибок в оценках мы можем здесь столкнуться, оценим  $\Delta h$ . При  $h = 0,5$  мкм,  $n = 10$  и  $h_{\text{ор}} = 10^2 - 10^3$  мкм имеем  $\Delta h \lesssim 5 \cdot 10^{-7}$  ( $5 \cdot 10^{-8}$  м /  $10^{-4} - 10^3$ ) =  $3(10^{-8} - 10^{-9})$  м =  $(100 - 10) a$ . Это расстояние намного меньше длины свободного пробега дислокаций ( $\Delta h \ll l \lesssim 1$  мкм). Очевидно, что для столь малых объемов металла макроскопический подход не применим.

В литературе встречается критерий объединения пор, основанный на общих плоскостях скольжения. Согласно ему перемычка разрывается, если система плоскостей скольжения, проведенная через центр перемычки, заканчивается на порах. Происхождение этого критерия — экспериментальные наблюдения. Его смысл понятен из общих физических соображений: упрочнение при сколь-

жении по короткой линии скольжения, выходящей на свободные поверхности, мало, гораздо меньше, чем в объеме тела. Действительно, если на промежутке  $\Delta h$  нет больших препятствий для скольжения, то там не могут образовываться большие дислокационные заряды  $\Delta\rho$ , пластическая деформация однородна, дальное действие упрочнения отсутствует.

Из приведенных выше оценок видно, что на самом деле условия чисто геометрического еще недостаточно. Если релаксация упругих напряжений от исчезновения перемычки меньше энергии образования упругих поверхностей (119), то разрыв перемычки энергетически невыгоден. Картина качественно меняется при  $\Delta h \lesssim l$  ( $\Delta h \leq 1$  мкм, т.е. при малых размерах перемычек, меньших длины свободного пробега дислокаций. В этом случае новых препятствий в промежутке между порами образоваться не может, а старые постепенно разрушаются как под действием дислокационных токов, так и из-за притяжения дислокаций к поверхности. В результате перемычка постепенно очищается от дислокаций и деформационные напряжения падают.

Только для больших ( $h \approx h_{ор}$ ) разрывов становится выгодным  $\Delta h \sim h$ , причем размер Орована следует здесь считать с меньшей  $\gamma_{пл}$ , учитывая отсутствие дальнего действия упрочнения.

К сожалению, в настоящее время отсутствуют систематические данные о пластической деформации металлов в таких экстремальных условиях:  $\Delta x \sim h \sim l$ ;  $\rho \rightarrow 0$ . Имеются отдельные эксперименты, показывающие, что сопротивление металла деформации резко падает на последней стадии разрушения при сечении шейки  $\sim 1$  мкм. Часто разрыв перемычки между порами (рис. 68) называют образованием и разрывом внутренней шейки, но механизм ее развития остается неясным.

Имеющиеся сейчас представления требуют, чтобы деформация при малых  $\Delta h$  происходила при относительно низкой, но конечной плотности дислокаций. Бездислокационные кристаллы (усы) не деформируются пластически вообще. Внутренняя шейка, напротив, деформируется и утоняется в условиях, когда в ней методами просвечивающей электронной микроскопии не удастся обнаружить никаких дислокаций (опыты В. И. Трефилова и др. [12]). Эта деформация может быть следствием испускания дислокаций наружными поверхностями или их проникновения в шейку из окружающего объема.

И тот и другой механизм исследовали мало. В усах испускания дислокаций внешней поверхностью не наблюдается. Но в усах внешняя поверхность — гладкая, а в шейке содержит множество поверхностных дефектов. Кроме того, в шейке напряженное состояние очень сложное с наличием больших градиентов  $\sigma$  и всех компонентов тензора  $\sigma_{ik}$ . Не ясно, насколько эти факторы способствуют зарождению дислокаций на поверхности.

Для атомно-гладкой поверхности зарождение дислокаций практически невозможно, так как требует одновременного зарождения и ступеньки. Если напряжение  $\tau$  зарождает дислокацию длиной  $L$ , то для этого требуется работа  $A = \gamma b L$ . Реальная работа  $\tau b^2 L \gg A$  при  $\tau \lesssim \gamma/b$ . Для оценок мы брали  $\gamma = Db/2$ , т. е. требуется  $\tau \gtrsim D/2$  — порядка дислокационной теоретической прочности (напряжения, необходимого для слияния одноименных дислокаций). Если ступенька не образуется, что возможно на шероховатой поверхности, то основное препятствие — сила изображения  $F = Db^2/2 \Delta x$ , где  $\Delta x$  — расстояние от поверхности. Не ясно, какого порядка  $\Delta x$  играют роль для шероховатой поверхности. Если взять  $\Delta x = 100 b$ , то условие зарождения получается мягким:  $\tau \lesssim D/200$ . Реальная шейка может сужаться до  $\Delta r = 10 b$ . Но дислокации в область разрыва могут приходить из более толстых участков шейки.

Оценим  $\Delta h$  в предположении, что из-за разупрочнения шейки напряжения в ней малы, и поэтому работа разрушения (создания новой поверхности) тоже мала. Возьмем  $\gamma_{\text{эфф}} = 10 \gamma = 30 \text{ Дж/м}^2$ . Тогда для  $h = 1 \text{ мкм}$ ,  $E = 2 \cdot 10^{11} \text{ Па}$ ,  $\sigma = 5 \cdot 10^8 \text{ Па}$  получим  $h_{\text{ор}} \approx \gamma_{\text{эфф}} E / \sigma^2 = 30 \cdot 2 \cdot 10^{11} / 25 \cdot 10^{16} = 10^{-5} \text{ м} = 10 \text{ мкм}$  и для  $n = 10$   $\Delta h \approx \approx h n h / h_{\text{ор}} \approx h \approx l$ , т. е. в этом случае перемычки между  $\sim 10$  порами могут разрываться при их размерах порядка размеров пор или длины свободного пробега дислокаций.

Другое условие разрыва — его практическая осуществимость. Необходимо, чтобы на перемычке поддерживались напряжения до самого конца  $\Delta r \sim a$ . Легко увидеть, что это требование выполняется не всегда. Рассмотрим трещину с одной перемычкой ( $\Delta h \ll h$ ) — см. рис. 68. Пусть в исходном состоянии имеются две сквозные поры с длиной  $h$  и радиусом кривизны вершины  $\xi$ . Тогда объем перемычки в исходном состоянии  $V = 2 \xi \Delta h$ . Если перемычка не деформирована, то релаксация упругих напряжений у каждой из пор происходят независимо



(см. рис. 68, а). После разрыва перемычки релаксация идет в объеме  $\sim (2h + \Delta h)^2$ . Добавочная релаксация в объеме  $\Delta V \approx (2h + \Delta h)^2 - 2h^2 \approx 2h^2$  и создает движущую силу деформации перемычки.

Если внешнее напряжение  $\sigma$ , то упругая деформация в объеме  $\Delta V$  была до релаксации  $\epsilon_{\text{л}} = \sigma/E$ . В самом благоприятном для разрыва случае полной релаксации  $\sigma \rightarrow 0$  и  $\epsilon = \sigma/E$ ; тогда смещение каждого берега трещины из-за релаксации в месте перемычки  $\Delta y = h\epsilon = h\sigma/E$ . Это смещение и определяет максимальную деформацию перемычки до ее разгрузки:

$$\epsilon_{\text{п.л}} = \Delta y/\xi = \sigma h/E\xi. \quad (121)$$

Если этой деформации достаточно для образования шейки на перемычке и ее утонения до 0, то разрыв перемычки происходит реально. Оценим  $\epsilon_{\text{п.л}}$ . Возьмем те же значения  $\sigma$ ,  $E$ ,  $h$  и  $\xi = 0,1$  мкм. Тогда  $\epsilon_{\text{п.л}} = (5 \cdot 10^8 / 2 \cdot 10^{11}) (1 \text{ мкм} / 0,1 \text{ мкм}) = 2,5 \cdot 10^{-2} = 2,5 \%$ . Этой деформации явно недостаточно для разрыва перемычки.

Для получения большей  $\epsilon_{\text{п.л}}$  можно было бы взять  $\xi = 0,01$  мкм или даже меньше. Но тогда часть материала из объема затекает в перемычку и деформация меньше, чем  $\Delta y/\xi$ . Тем не менее основной вывод верен: чем меньше исходное значение  $\xi$ , тем легче разрывается перемычка. Если происходит разрыв перемычек между цепочкой пор (рис. 68, в), то деформация увеличивается в  $n$  раз. Взяв  $n = 10$ , получим  $\epsilon_{\text{п.л}} \approx 25 \%$ . Если же весь процесс происходит в зоне действия повышенных локальных напряжений  $\sigma_{\text{л}} = (2-3) \sigma$ , то  $\epsilon_{\text{п.л}} = 50-75 \%$  — деформация, достаточная для разрыва почти любого металла.

Большую роль при разрыве перемычек между микротрещинами могут играть ротационные моды пластической деформации. Как и в зоне предразрушения, вблизи микротрещин существуют большие градиенты пластических деформаций и, следовательно, крутящие моменты. Релаксация этих моментов может приводить к пластическим поворотам материала в перемычках, аналогично разворотам, наблюдавшимся В. В. Рыбиным в макрошейке. Зарождение субмикротрещин на возникающей при поворотах дисклинационной структуре может происходить аналогично их зарождению в фрагментированной структуре при больших деформациях. Но для внутренних шеек — перемычек эти процессы еще не исследованы.

После окончания процесса релаксации в окрестности

системы пор (см. рис. 68, в) дальнейшая деформация перемычек возможна только совместно со всем телом или данной его частью: деформация тела снова нагружает окрестность пор и, следовательно, перемычки. Но этот процесс происходит уже существенно медленнее.

Таким образом, пластический разрыв перемычек между порами возможен. Он происходит тем легче, чем выше  $\sigma$  и чем больше пор входит в систему.

*Срез перемычек* рассматривается практически теми же методами, что и их пластический разрыв. На рис. 69 показаны последовательные стадии разрыва перемычки при увеличении внешнего напряжения. Напомним, что этот процесс уже рассматривался в разд. 4 гл. II (см. также [133]).

Пусть в исходном состоянии есть две трещины II типа. Если напряжения достаточно малы, то пластические зоны  $2r_n \ll h$  и при  $\Delta h \sim h$   $2r_n \ll \Delta h$  и их можно считать практически независимыми. Размеры пластических зон можно оценить по модели Билби — Коттрелла — Свиндена:  $2r_n \approx K_{II}^2 / \tau_T$  (рис. 69, а). При увеличении напряжения пластические зоны от соседних пор сливаются и заряды  $\Delta p$  в них аннигилируют (рис. 69, б). Вследствие этого общее сопротивление пластической деформации в районе пор уменьшается (исчезает дальнедействующее упрочнение) и внешние зоны растут. При дальнейшем росте напряжения пластическая деформация в прослойке увели-

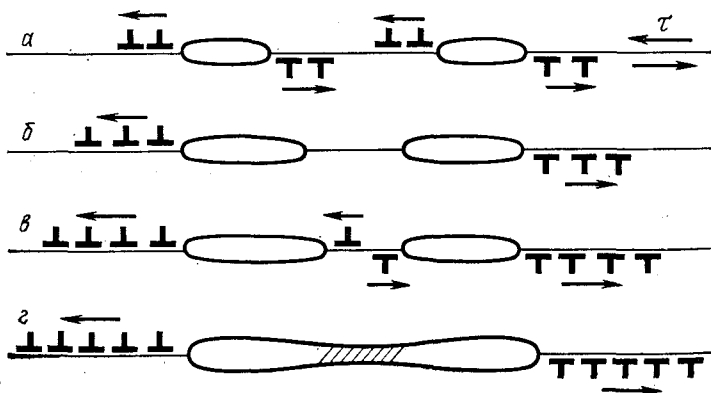


Рис. 69. Последовательные стадии среза перемычки между двумя порами:

а — исходное состояние: две независимые микропоры с пластическими зонами; б — слияние пластических зон между порами и аннигиляция дислокационных зарядов в них; в — продолжение пластических сдвигов в прослойке; г — срез прослойки

чивается. При этом дислокационные заряды там или не появляются совсем, или имеют противоположный знак по сравнению с исходным. Пластическая деформация увеличивает концентрацию в прослойке дефектов и запасенной энергии. Наконец, при некоторых критических условиях прослойка расслаивается.

Попробуем оценить условия реализации этого процесса. Как и в предыдущем случае, они распадаются на условие энергетической выгоды и практической осуществимости. Очевидно, что процесс развивается в плоскости с максимальными касательными напряжениями. Сдвиг по отрезку плоскости длиной  $h$  приводит к релаксации энергии в объеме  $\sim h^2$ :  $W_\sigma \approx \tau^2 h^2 / G$  (в плоском случае). При разрыве перемычки  $W'_\sigma = \tau^2 / 2G (2h + \Delta h)^2$  и  $\Delta W_\sigma = W'_\sigma - W_\sigma = W_\sigma$ . Разрыв возможен, если  $\Delta W_\sigma \geq 2\gamma_{\text{эфф}} \Delta h$ , т.е.  $\Delta h / h < h / h'_{\text{ор}}$ , где  $h'_{\text{ор}} \approx \gamma_{\text{эфф}} G / \tau^2$  — размер трещины Орована II типа. Все дальнейшие оценки аналогичны предыдущим.

Для практической осуществимости среза необходимо, чтобы сдвиг в линии (или полосе) скольжения между порами был достаточно велик. Пусть  $\epsilon_{\text{кп}}$  — критический сдвиг, вызывающий разрушение полосы. Реальное смещение берегов прослойки  $u = \tau / G (2h + \Delta h)$  (при условии полной релаксации напряжений). Если  $\Delta$  — толщина полосы, то

$$\epsilon = u / \Delta = (\tau / G) [(2h + \Delta h) / \Delta]. \quad (122)$$

Это условие уже принципиально отличается от предыдущего (121), в котором в знаменателе стояла величина  $2\xi$ , описывающая трещину. Величина  $\Delta$  характеризует способность пластической деформации к локализации, т.е. описывает коллективное свойство дислокационной системы данного материала. Для металлов со склонностью к токовой неустойчивости разрыв перемычек между порами происходит легко. Но склонность к локализации наблюдается только у металлов, в которых идет интенсивный динамический возврат при больших дислокационных потоках. Уменьшение  $\Delta$  и  $\tau$  при токовой неустойчивости снижает  $\gamma_{\text{эфф}}$  и, следовательно, делает разрыв более энергетически выгодным.

Меняется и поведение перемычки при дальнейшей пластической деформации (в том случае, если при «пробое» перемычки и аннигиляции  $\Delta\rho$  критическая деформация в ней еще не была достигнута и перемычка не

расслоилась). Если при пластическом разрыве добавочная деформация перемычки равна деформации окружающего объема, то при срезе может происходить локализация (каналирование) дополнительной деформации. Если локализация происходит из слоя  $\Delta_1$ , то  $\epsilon_{п.л} = \epsilon_{п}(\Delta/\Delta_1)$ , т. е. вполне реально увеличение деформации в полосе перемычки в 10 и более раз.

Таким образом объединение пор вследствие среза перемычки — это реальный механизм их роста для металлов, склонных к локализации пластической деформации, т. е. к токовой дислокационной неустойчивости.

## 5. Механизм роста макротрещин

В пластичном материале напряжения в вершине затупленной трещины всегда меньше теоретической прочности ( $\sigma_{л} \approx \sigma \sqrt{h/\xi} < \sigma_{теор}$ ).

Поэтому продвижение микротрещины — это результат различных кинетических процессов в ее пластической зоне: накопления в ней дефектов — микротрещин, пор, дислокационных слоев и клубков и т. д., их роста, превращений и слияний. Этот процесс заканчивается образованием в пластической зоне новых свободных поверхностей, слияние которых с основной трещиной и означает ее рост.

Механизм роста макротрещины можно пояснить схемой, приведенной на рис. 70 [135]. Из изложенного следует, что процесс начинается образованием пластической зоны в области максимальных касательных напряжений от трещины. При этом зона имеет форму «бабочки» и называется иногда «диффузной» (рис. 70, а).

На следующей стадии под влиянием перераспределения напряжений в диффузной зоне и упрочнения в ней пластическая деформация смещается к плоскости трещины. Вместе с деформацией от больших касательных напряжений у самой вершины (см. рис. 62, б) эта деформация образует область интенсивной пластической зоны (рис. 70, б) или зоны предразрушения.

На III стадии в диффузионной и/или интенсивной пластической зонах зарождаются микротрещины. С ростом деформации их число и размеры растут. Микротрещины, как будет показано ниже, при большой концентрации  $n_{тр}$  сами начинают влиять на напряженное состояние в зоне. Это изменение направлено в сторону увеличения

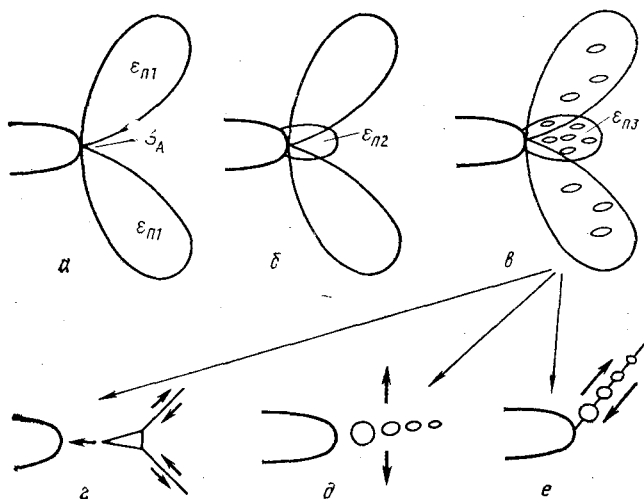


Рис. 70. Схема механизмов роста макротрещины:

*а* — образование большой («диффузной») пластической зоны с деформацией  $\epsilon_{п1}$ ; *б* — зарождение интенсивной пластической зоны (зоны предразрушения или пластических неустойчивостей); *в* — зарождение микротрещин в зонах. *г*, *д* и *е* — объединение микротрещин с макротрещиной путем раскола, разрыва и среза материала

$\epsilon_{п}$ , т. е. процессы пластической деформации и разрушения в пластической зоне оказываются жестко связанными, поддерживающими друг друга.

Это же утверждение относится к любой пластической деформации, при которой зарождаются микротрещины. Однако подробное рассмотрение этого вопроса выходит за рамки данной работы.

IV стадия процесса может идти несколькими способами в зависимости от сложившегося к этому моменту распределения деформаций и микротрещин в пластической зоне, их вида и пластических свойств.

Все многообразие микропроцессоров можно свести к хрупкому разрушению, пластическому разрыву или срезу перемычек между макро- и микротрещинами. Эти процессы аналогичны уже рассмотренным для микротрещин (см. рис. 70, *г*—*е*). После их слияния образуется новая свободная поверхность, что эквивалентно продвижению макротрещины на расстояние, равное размеру разрушившейся части пластической зоны [136—143].

После этого весь процесс воспроизводится: образуется новая интенсивная пластическая зона, возобновляется

в ней зарождение микротрещин и т.д. Таким образом, сам рост трещины происходит скачками, от одной серии объединений до другой. Но эти скачки не влияют, как мы увидим, на кинетику развития пластической зоны, которая происходит плавно. По мере роста трещины напряжения в ее вершине возрастают (если только образец не имеет какой-либо специальной формы, для которой  $K$  не зависит от  $h$  или даже падает с ростом  $h$ ). Все кинетические процессы в пластической зоне ускоряются и, наконец, трещина теряет устойчивость. Механические критерии потери устойчивости отвечают именно этим условиям.

Пластическая деформация в пластической зоне приводит к выделению в ней тепла. Если трещина растет медленно, то это тепло успевает отводиться в окружающий объем и разогрев зоны незначителен ( $\Delta T \lesssim 1^\circ$ ). Но в условиях, близких к критическим,  $\Delta T$  растет. Повышение температуры увеличивает скорость всех термоактивируемых процессов ( $\epsilon_p$ ,  $\dot{n}_{tr}$ ,  $\dot{V}$  и т.д.), что в свою очередь снова увеличивает тепловыделение. Оценки показывают, что для начала такой тепловой неустойчивости достаточно небольших разогревов:  $\Delta T_{tr} = (10-20)^\circ$ . После потери устойчивости разогрев материала в процессе разрыва возрастает до  $\Delta T \gtrsim 100^\circ$ . Поскольку эти процессы и их роль в общей картине исследованы еще недостаточно, мы их в дальнейшем касаться не будем [144—145].

Рассмотрим стадии развития разрушения в пластической зоне более подробно.

*Стадия образования зоны предразрушения.* По нашему мнению, это самая загадочная и практически не исследованная стадия процесса разрушения. Между тем, именно от ее решения зависит прогресс в физических представлениях о разрушении отрывом.

При разрушении срезом (трещины II и III типов) эта проблема вообще не стоит, так как пластическая зона с самого начала сконцентрирована на продолжении трещины. Аналогичная картина и при плоско-напряженном состоянии, для которого справедлива модель Дагдейла.

Поэтому здесь мы вынуждены ограничиться общими соображениями. Что продвижению трещины I типа должно предшествовать зарождение микротрещин перед ее вершиной, представляется очевидным. Напряжения в этой области существенно меньше теоретических, поэтому разрушить материал другим образом невозможно. Зарождение микротрещин при  $\sigma_L \ll \sigma_{теор}$  без пластической

деформации тоже невозможно, причем без деформации довольно значительной [ $\epsilon_n > 0,1$ ;  $\epsilon_n = 0,3-1$ ] для большинства пластических металлов.

Интенсивную зону впереди макротрещины наблюдают во многих экспериментах, причем не только на тонких фольгах. И только теоретические расчеты никак не приводят к ее образованию при плоской деформации. Нам известны только две работы с численными расчетами (наша и Мак Клинтока) в которых при плоской деформации пластическая зона захватывает плоскость трещины, причем она выходит на плоскость на некотором удалении от трещины, а узкая зона перед вершиной остается недеформированной.

По нашему мнению, формированию узкой интенсивной пластической зоны перед вершиной трещины способствуют перераспределение напряжений в результате деформации в диффузной зоне (вдоль  $\tau_{\max}$ ), наличие больших  $\tau$  непосредственно перед вершиной и разупрочнение материала при больших деформациях в многоосном напряжении [123, 124].

Мы уже видели, что основное препятствие для пластической деформации непосредственно перед вершиной трещины — шаровой характер тензора напряжений в этой области:  $\sigma_{xx} \approx \sigma_{yy}$  и  $\tau \approx \tau_\infty$ , т. е.  $\tau < \tau_r$  при  $\sigma < \sigma_r$ . Деформация в диффузной пластической зоне искажает распределение напряжений перед вершиной и, следовательно, шаровой характер тензора напряжений. Если распределение сдвигов в диффузной зоне известно, то изменение напряженного состояния можно описать с помощью тензора дислокационных зарядов  $\Delta\rho$ .

Сейчас хорошо известны только линии  $\tau_{\max}$  в исходном состоянии, т. е. для напряжений от трещины. Реальная деформация зависит от направления этих линий, ориентации относительно них плоскостей легкого скольжения, отношения размера пластической зоны к размеру зерна, и, что самое главное, от поворота этих линий в процессе пластической деформации. Поэтому разработка общей теории здесь невозможна. По-видимому, наилучшее приближение, дающее качественную картину распределения напряжений, будет получено в результате предположения о наложении в пределах пластической зоны двух деформаций: растяжения  $\epsilon_{yy}$  и сдвигов по плоскостям, расположенным под углом  $45^\circ$  к трещине (см. рис. 63). Из-за ограниченности области больших  $\tau$ , на ее концах образуются дислокационные заряды, на-

пряжения от которых и изменяют напряженное состояние перед вершиной трещины (рис. 71).

Разумеется, деформация внутри зоны тоже неоднородна, поэтому дислокации  $\Delta\rho$  распределены не только на границах зоны, но и внутри нее. Основную роль вблизи вершины трещины играют дислокации  $\Delta\rho_{zx}$ , знак которых одинаков для обоих типов деформаций. Дислокации  $\Delta\rho_{zy}$  от  $\epsilon_{yy}$  и  $\epsilon_{\tau_{\max}}$  имеют противоположный знак, поэтому их плотность ниже. Поскольку образование системы диполей  $\Delta\rho_+$  и  $\Delta\rho_-$  — эквивалентно развороту области между ними, то напряженное состояние от диффузной зоны можно описывать с помощью дисклинационных мультиполей.

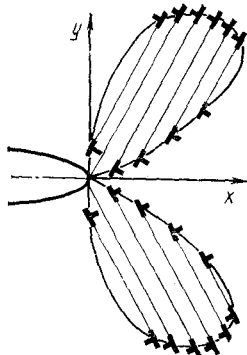


Рис. 71. Системы дислокационных зарядов, образующихся благодаря деформации в диффузной пластической зоне деформации вдоль  $\tau_{\max}$

Выше [см. (108) и рис. 60] уже отмечалось, что основной причиной остановки пластической деформации в узкой зоне перед вершиной трещины является появление дислокаций  $\Delta\rho_{zx}$ , напряжения от которых делают тензор напряжений шаровым. Сравнение рисунков 60 и 71 показывает, что дислокации  $\Delta\rho_{zx}$  на них — противоположного знака. Следовательно, деформация в диффузной пластической зоне способствует развитию деформации в интенсивной (плоской) зоне.

Появление касательных напряжений от системы  $\Delta\rho_{zy}$  еще более усиливает этот эффект.

Вопрос о больших касательных напряжениях у самой вершины уже обсуждался ранее (см. рис. 62). В соответствии с проведенными там оценками можно ожидать появления перед вершиной деформаций  $\epsilon_p = 0,1-0,3$ . Деформация в диффузной зоне увеличивает эти деформации и продвигает узкую зону вдоль  $x$ . Сейчас эти факты трудно оценить, но очевидно, что  $\Delta\epsilon_p \lesssim \epsilon_p$  и  $\Delta x \lesssim r_p$ .

Третий из отмеченных эффектов — разупрочнение. При больших деформациях напряжение перестает увеличиваться с  $\epsilon_p$  или увеличивается очень слабо. Этот эффект начинается тем при меньших деформациях, чем меньше показатель упрочнения  $n$  (см. п. 4 гл II). В диффузной зоне  $-2r_p$  деформации всегда меньше этого пре-



дела, сопротивление деформации там все время возрастает.

Как уже отмечалось в зоне предразрушения локальное упрочнение вообще мало по сравнению с дальнодействующим. Кроме того, большие пластические деформации и сложное напряженное состояние способствуют появлению локальных пластических неустойчивостей и зарождению микротрещин. Все эти эффекты могут объяснить локализацию деформации в относительно небольшой ( $\Delta x < r_{II}$ ) и узкой ( $\lesssim 2\xi$ ) зоне перед вершиной трещины.

*Зарождение и рост микротрещин в пластической зоне* имеют свои особенности. Прежде всего, все процессы в ней идут в условиях повышенных напряжений. Во-вторых, пластическая зона — это область больших градиентов деформаций и напряжений. И, в-третьих, тензор напряжений в ней близок к шаровому:  $\tau/\sigma \ll 1$ .

Повышенный уровень напряжений влияет, прежде всего, на уменьшение характерных масштабов. Напомним, что характеристический дислокационный масштаб есть  $d = bG/\tau$  (например, такую длину имеет источник Франка — Рида или петля винтовой дислокации, совершающей двойное поперечное скольжение). Объем может считаться макроскопическим с дислокационной точки зрения, если его размер  $L \gg d$ . Для пластической зоны при средних напряжениях это условие явно не выполняется. Дислокационная структура пластической зоны имеет обычно более высокую плотность, меньшие размеры блоков или ячеек, большие разориентации и т. д. Устойчивость микротрещин, особенно дислокационных, также понижается.

Рассмотрим задачу об устойчивости дислокационной трещины, зародившейся по механизму Коттрелла перед вершиной макротрещины (см. рис. 41 и рис. 57) [121]. Материал будем считать настолько малопластичным, что можно напряжения в этой области считать неискаженными:  $\sigma_l = \sigma \sqrt{h/\xi} + \Delta x$ . (В противном случае задача о потере устойчивости перестает быть чисто упругой, так как дислокационная трещина затупится).

Длина дислокационной трещины при отсутствии внешних напряжений  $h_d \approx n^2 b/2$ . Возьмем для простоты условие зарождения трещины для плоского скопления  $n\tau \lesssim \alpha D$ . Тогда  $\tau_l = \sigma \sqrt{h/(\Delta x + L_{ск})}$ , где  $L_{ск}$  — длина скопления. Если  $L_{ск} \sim \Delta x$ , то  $\tau_l \sim \sigma \sqrt{h/\Delta x}$ ,  $n = \alpha D/\sigma \sqrt{\Delta x/h}$

и  $h_d \approx 0,5(\alpha D/\sigma)^2 b (\Delta x/h)$ . Условие потери устойчивости дислокационной трещины имеет вид (§ 2 гл. III)  $h_d \lesssim h_{гр}/4$ . В данном случае  $h_{гр} \approx \gamma E/\sigma_d^2 \approx (\gamma E/\sigma^2) (\Delta x/h)$ . Отсюда  $h_d/h_{гр} \approx 0,5(\alpha^2 D^2/\gamma E) b \approx \alpha^2 D/E = \text{const}$ , т. е. условие потери устойчивости не зависит от места зарождения дислокационной трещины. Этот результат является приближенным, справедливым при  $\Delta x = (1-4)\xi$ . Как при меньших, так и при больших  $\Delta x$  условия зарождения микротрещин ухудшаются [121].

Как следствие этих расчетов для материала со сла-

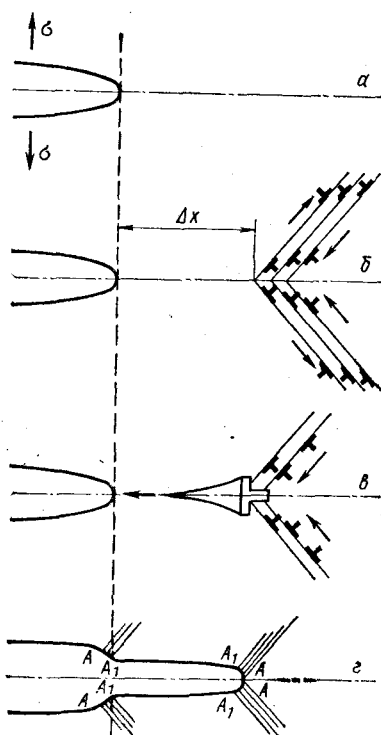


Рис. 72. Основные стадии квази-хрупкого роста макротрещины:

*a* — исходное состояние; *б* — зарождение линий скольжения на расстоянии  $\Delta x$  от вершины; *в* — зарождение дислокационной трещины; *г* — слияние дислокационной и макротрещины и продвижение макротрещины на расстояние  $\Delta x$ . Участки  $AA_1$  — области интенсивной пластической деформации, участки  $A_1A_1$  — хрупкого скола

бой пластичностью можно представить себе процесс роста макротрещины как серию последовательных скачков, каждый из которых состоит из нескольких стадий: зарождения полос скольжения, зарождения дислокационной микротрещины и ее роста путем развития сдвигов в полосах скольжения, потери устойчивости микротрещины и ее слияние с макротрещиной (рис. 72). При этом поверхность разрушения представляет собой чередование участков с интенсивной пластической деформацией и участков хрупкого скола — плоскостей с неровностями атомного порядка, отражающими падающий свет почти зеркально.

Первые из этих участков являются местами зарождения микротрещин, вторые — их роста. При пересечении микротрещинами областей с высокой плотностью дислокационных зарядов  $\Delta\rho$  возникают ступеньки, ко-

которые образуют на поверхности скола характерный узор: слияния отдельных ступенек в большие напоминают слияние ручьев и притоков с рекой. Поэтому такой узор часто называют речным или ручьевым. Направление слияний отдельных ступенек указывает на направление роста макротрещины. Существенно, что после каждого скачка (рис. 62) макротрещина автоматически оказывается затупленной ( $\xi \gg b$ ) и, следовательно, весь процесс повторяется, так как трещина не может расти чисто силовым механизмом.

Второе из перечисленных выше свойств — наличие в пластической зоне больших градиентов деформаций и напряжений — приводит как к появлению локальных участков с большими перенапряжениями, так и к ротационной неустойчивости. Следовательно, на фоне больших деформаций и напряжений в пластической зоне имеются как их большие разбросы, так и ослабленные участки. Пример появления локального участка с большими  $\sigma$  рассматривался на примере появления двух полос скольжения (рис. 72).

Ротационная неустойчивость приводит к развороту отдельных участков пластической зоны друг относительно друга и всей зоны, относительно основного объема. Элементарными носителями разворотов являются частичные дисклинации. Поэтому области разворотов имеют четкие границы, избыточная энергия которых повышает энергетическую выгодность зарождения в них трещин [146]. К сожалению, оба эти вопроса (флуктуации  $\epsilon$  и  $\sigma$  и дисклинационные процессы в пластической зоне) практически не исследованы. Поэтому мы вынуждены ограничиться только этими замечаниями.

Третья важная особенность пластической зоны — шаровой характер тензора напряжений ( $\tau/\sigma \ll 1$ ). В предыдущем разделе было показано, что всестороннее растяжение это фактор, способствующий пластическому росту пор. Следовательно, для пластичных материалов (т. е. для материалов, в которых дислокационные микротрещины быстро превращаются в поры), поры имеют возможность роста, причем с некоторого размера<sup>1</sup> — экспоненциально быстро. Этим пластическая зона принципиально отличается от остального объема тела, в котором

---

<sup>1</sup> С размера, большего расстояния между соседними линиями течения, для которого механическое уравнение упруго-пластического тела можно приближенно использовать.

$h < l_{\text{суб}}$  и размер большей части пор остается постоянным.

По-видимому другое исключение составляют микро-трещины, выходящие на поверхность или лежащие в слое толщиной  $\sim h$  около поверхности. Для таких пор дислокационные заряды выходят на внешнюю поверхность и не препятствуют дальнейшему пластическому росту поры.

Для затупленной поры картина несколько сложнее. На рис. 62 показана область перед вершиной  $\Delta x = (2-3)\xi$ , в которой  $\tau \approx \sigma$ . В этой области пластический рост пор затруднен. Поэтому наилучшие условия для развития пор имеются в области плоской пластической зоны при  $x = (3-5)\xi$ . В этой области перенапряжения от макротрещины и локальные деформации еще велики и достаточны для зарождения пор. Тензор же напряжений уже близок к шаровому и пластический рост пор происходит достаточно быстро.

*Влияние микротрещин в пластической зоне на пластическую деформацию* в ней связано с изменением напряженного состояния в материале с порами. Особенно существенно это изменение в области перед вершиной трещины. Выше (см. рис. 72) уже сообщалось, что в случае плоской деформации изменение напряженного состояния есть следствие появления двух систем дислокационных зарядов ( $\Delta\rho_{zx}$  и  $\Delta\rho_{zy}$ ). Появление пор влияет на эти системы не одинаково.

Дислокационная система  $\Delta\rho_{zy}$  образуется в результате градиентов смещений некоторых плоскостей  $y \approx \text{const}$ . Мы уже сталкивались с этим обстоятельством три раза. В разд. 5 гл. III при рассмотрении математического описания дислокационной трещины отмечалось, что смещение берегов трещины  $u(x)$  можно представить в виде  $u(x) = \int (h/x)\rho(x')dx'$ , где  $\rho(x)$  — плотность раскалывающих дислокаций:  $\rho(x) = du(x)/dx$ . Это же равенство может быть получено и для чисто хрупкой трещины, т. е. разреза.

При рассмотрении трещины в модели Дагдейла мы видели, что пластическая деформация в пластической зоне вызывает появление в ней дислокаций того же типа, что и раскалывающие (рис. 55). Наконец, в плоской пластической зоне (рис. 60) дислокации  $\rho_{zy}(x) = b^{-1}(\partial\varepsilon(x)/\partial x) = (1/2b\xi)(du(x)/dx)$ . В случае разреза мы имели дело с упругими смещениями берегов трещины под действием приложенной силы, в пластической зоне трещины

Дагдейла — с пластическими смещениями берегов пластической зоны благодаря поперечному сужению пластины. Наконец, для плоской зоны появление  $\Delta\rho_{zy}$  было результатом плоской деформации зоны. Из изложенного можно сделать вывод, что причина смещения заданной плоскости (поверхности трещины или границы пластической зоны) не существенна и  $\Delta\rho_{zy}$  пропорциональна  $du(x)/dx$ .

При приложении напряжений к образцу, содержащему макротрещину и систему микропор в плоской пластической зоне, происходит упругое смещение сторон трещины, пластическая деформация перемычек и, следовательно, пластический рост пор. В результате некоторая условная плоскость смещается на  $u(x)$ . Если функция  $u(x)$  — плавная, т. е. равномерно спадает с  $x$ , то все дислокации  $\rho_{zy}(x)$  — одного знака. В этом случае решение только количественно отличается от решения в модели Дагдейла<sup>1</sup>. Для удлиненных пор и слабodeформируемых прослоек функция  $u(x)$  неоднородна. Она спадает до очень малых величин в областях прослоек. Поэтому производная  $du(x)/dx$  меняет около пор свой знак и  $\rho_{zy}(x)$  внутри пор носит дипольный характер.

Напряжения от  $\Delta\rho_{zy}$  вычисляются с помощью функции Грина для сплошной среды, наличие пор и свободных поверхностей во внимание не принимается. Мы уже сталкивались с этим при расчете напряжений от дислокационной трещины. Интегрирование  $\int_0^h \rho(x') dx'$  проводилось по области распределения раскалывающих дислокаций, т. е. по длине трещины. При этом разрез не влиял на функцию Грина. Это естественно, так как реальным источником напряжений являются смещения сторон трещины. В рассматриваемом сейчас случае это смещения плоскостей — сторон трещины и границ интенсивной пластической зоны. Поэтому в первом случае, как и в модели Дагдейла,  $\Delta\rho_{zy}$  описывают перенос перенапряжений от трещины в пластическую зону и дальше в область упругого материала (рис. 73). Во втором случае, растягивающие напряжения от  $\Delta\rho_{zy}$  концентрируются на про-

<sup>1</sup> В модели Дагдейла вся пластическая зона обладает одинаковыми свойствами, поэтому  $\rho(x)$  плавно изменяется с  $x$ . В модели рис. 90, в перемычки чередуются с полостями, поэтому  $\rho(x)$  также испытывает колебания с периодом, равным среднему расстоянию между порами.

слойках. Поскольку дислокационные заряды описывают только перераспределение напряжений, то после начала пластической деформации интегральная величина напряжений  $\int \sigma(x) dx$  не меняется. Напряжения уменьшаются около вершины трещины и увеличиваются в области конца зоны. Следовательно, образование пластиче-

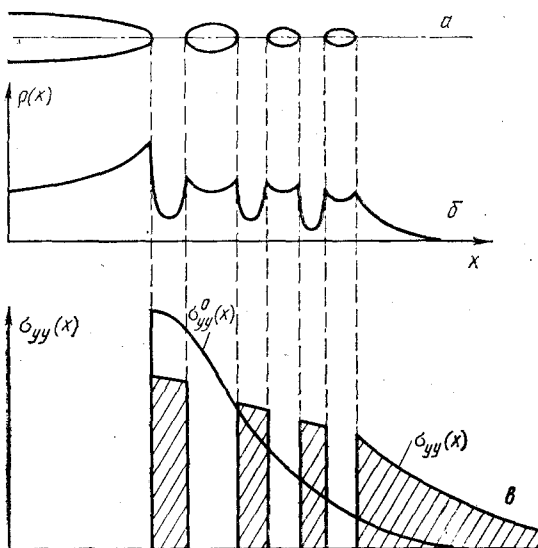


Рис. 73. Влияние образования пор и пластической деформации в интенсивной пластической зоне на распределение в ней напряжений:

*a* — схема распределения пор; *б* — ход  $\rho(x)$ ; *в* — изменение растягивающих напряжений в пластической зоне от  $\sigma_{yy}^{(0)}(x)$  до  $\sigma_{yy}(x)$ . Площади, ограниченные кривыми  $\sigma_{yy}^{(0)}(x)$  и  $\sigma_{yy}(x)$  равны

ской зоны — это типичный релаксационный процесс, протекающий благодаря уменьшению запасенной энергии. Напряжения уменьшаются там, где они больше и возрастают там, где они малы. Поэтому средние квадратичные напряжения  $\int \sigma^2(x) dx$  падают; уменьшается и упругая энергия, пропорциональная  $\sigma^2$ .

Совершенно по другому влияют на напряженное состояние дислокации  $\Delta\rho_{zx}$ . При рассмотрении плоской пластической зоны было показано, что эти дислокации создают сильные растягивающие напряжения  $\sigma_{xx}(x)$  и делают тензор напряжений в пластической зоне шаровым.

Природу этих растягивающих напряжений легко понять. Пусть на растяжение испытывается образец, склеенный из отдельных пластин (рис. 74). Ограничимся для простоты плоской деформацией. Приложенное напряжение увеличивает длину образца на  $\Delta L$  и объем на  $\Delta V = L_1 \Delta L$  (на единицу толщины). Но при обычных деформациях изменением объема тела можно пренебречь. Это означа-

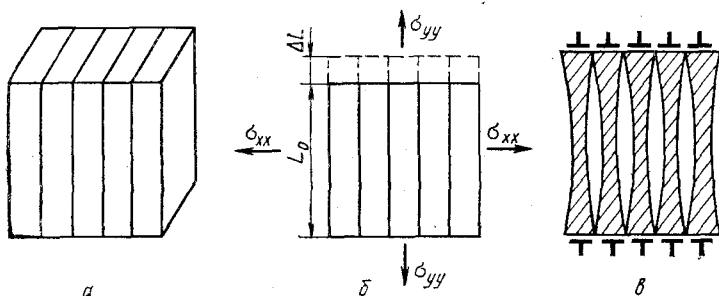


Рис. 74. Растяжение образца, составленного из ряда склеенных пластин: а — исходный образец; б — растяжение образца напряжениями  $\sigma_{yy}$  и появление в результате увеличения его объема на  $\Delta L \times L_0$  напряжений  $\sigma_{xx}$ ; в — снятие напряжений  $\sigma_{xx}$  при расслоении образца

ет, что деформации  $\Delta \epsilon_{yy}$  соответствует деформация  $\Delta \epsilon_{xx} = -\Delta \epsilon_{yy}$ , т. е.  $\Delta V = 0$ . В случае широкого образца  $L_1 \gg L_0$  или образца, боковые поверхности которого закреплены, растяжению  $\Delta L_y = \epsilon_{yy} L_0$  соответствует появление напряжения  $\sigma_{xx}$ , которое поддерживает размер  $L_1$  неизменным. Другими словами, в образце возникает всестороннее растяжение  $\sigma$ , с которым и связано увеличение объема  $\Delta V = \sigma/K$ , где  $K$  — модуль всестороннего сжатия.

Предположим, что образец расслоился и связи между отдельными его пластинами разрушились. В этом случае деформация каждой из пластин независима, они испытывают поперечное упругое сужение (рис. 74, в), вследствие чего упругие напряжения  $\sigma_{xx}$  исчезают. Наиболее важно проследить за изменением касательных напряжений. При закрепленных боковых сторонах  $\sigma_{xx} = -\sigma_{yy} \approx 0$  и касательные напряжения малы  $\tau = \sqrt{0,25 \times (\sigma_{xx} - \sigma_{yy})^2 + \tau_{xy}^2}$  ( $\tau_{xy} \approx 0$  — касательные напряжения не прикладываются). При  $\sigma_{xx} = 0$   $\tau \approx \sigma_{xx}/2$  обычное отношение между  $\sigma$  и  $\tau$  для образца при одноосном растяжении. Таким образом, приходим к очень важному

выводу: появление микротрещин в пластической зоне одновременно увеличивает в ней касательные напряжения.

В модели плоской пластической зоны (см. рис. 60) источником напряжений  $\sigma_{xx}$  являлись дислокации  $\Delta\rho_{zy}$ . Именно они описывают реакцию материала на продольную деформацию без сужения. Вспомним, что в модели плоского разреза, т. е. упругой трещины, и в модели Дагдейла напряжения  $\sigma_{xx}$  не появлялись совсем. Соответственно отсутствовали и дислокации  $\Delta\rho_{zx}$ . В первом случае (упругой трещины) их отсутствие очевидно, так как раскалывающие дислокации  $\Delta\rho_{zy}$  — это математический прием, внутри трещины никакого материала нет, а значит не стоит вопрос и о деформации  $\varepsilon_{xx}$ .

В случае модели Дагдейла удлинение по оси  $y$  компенсируется сжатием по оси  $z$  (см. рис. 61), поэтому растяжения вдоль оси  $x$  также не возникает. Формально мы можем считать, тем не менее, что плотность дислокаций  $\Delta\rho_{zx}$  всегда определяется выражением (108):  $\Delta\rho_{zx} = \varepsilon(x)/\delta b$ , а напряжения от них — обычным выражением  $\Delta\sigma(\vec{r}) = \int_{(S)} G(\vec{r}-\vec{r}') \Delta\rho(\vec{r}') ds'$ , но функция Грина

$G(\vec{r}-\vec{r}')$  зависит от условий деформации  $G=G(\vec{r}-\vec{r}', \varepsilon_{zz}, n_{тр}, h_{тр}, \dots)$ , где  $n_{тр}$  и  $h_{тр}$  — концентрация и размер трещин в рассматриваемой области. Тогда в предельном случае упругой трещины, т. е. пустоты,  $G=0$  для  $\Delta\rho_{zx}$ ; для сплошной среды и плоской деформации  $G=G_0(\vec{r}-\vec{r}')$  — напряжениям от единичной дислокации. В промежуточном случае можно аппроксимировать:

$$G(\vec{r}-\vec{r}') \approx G_0(\vec{r}-\vec{r}')(1 - n_{тр} h_{с}^2). \quad (123)$$

В предельных случаях сплошной среды ( $n_{тр}=0$ ) и упругой трещины ( $n_{тр} h_{тр}^2=1$ ) эта формула дает известные выражения. Точный расчет приводит к очень близкому результату [124, 132]. Таким образом, при промежуточных значениях  $n_{тр} h_{тр}^2$  напряжения  $\sigma_{xx}$  уменьшается на множитель  $(1 - n_{тр} h_{с}^2)$ , что эквивалентно появлению касательных напряжений

$$\tau \approx \sigma_{yy} n_{тр} h_{тр}^2. \quad (124)$$

Для полного решения задачи о деформации в интенсивной пластической зоне необходимо совместное решение системы уравнений:



$$\dot{\varepsilon}(x) = \dot{\varepsilon}(x, \sigma_{\text{тр}}, \Delta\sigma, n_{\text{тр}}, h_{\text{тр}});$$

$$\sigma_{\text{тр}} = \sigma_{\text{тр}}(h, \xi);$$

$$\Delta\sigma(\vec{r}) = \int_{(S)} G((\vec{r} - \vec{r}'), n_{\text{тр}} h_{\text{тр}}^2) \Delta\rho(\vec{r}') ds';$$

$$\Delta\rho^\wedge = -b^{-1} \Delta \times \varepsilon^\wedge;$$

$$\dot{u}_{\text{тр}} = n_{\text{тр}}(\varepsilon, \varepsilon_1, \nabla\varepsilon, \sigma, t);$$

$$h_{\text{тр}} = h_{\text{тр}}(\sigma, \varepsilon, \tau/\sigma). \quad (125)$$

Решение такой системы очень сложная задача даже для простейших частных случаев. Однако качественно характер решения ясен. В зависимости от уровня приложенных напряжений возможны три частных случая.

1. *Малые  $\sigma$* . Деформации в пластической зоне малы настолько ( $\varepsilon < \varepsilon_1$ ), что тензор напряжений в ней становится шаровым до того, как успеет зародиться заметное число микротрещин. Поэтому можно считать  $n_{\text{тр}} \approx 0$ . Трещина в этом случае устойчива.

2. *Средние  $\sigma$* . Деформация  $\varepsilon > \varepsilon_1$ , в пластической зоне появляются трещины. Но при  $(\varepsilon - \varepsilon_1)/\varepsilon_1 < 1$ , трещины зарождаются слишком поздно, чтобы успеть вырасти до остановки деформации ( $h_{\text{тр}} \ll \xi$ ). В результате  $n_{\text{тр}} h_{\text{тр}}^2 \ll 1$  и изменение напряженного состояния несущественно. Добавочная деформация мала и неспособна существенно увеличить  $n_{\text{тр}}$  или  $h_{\text{тр}}$ . Поэтому процесс разрушения останавливается и макротрещина стабилизируется.

3. *Большие  $\sigma$* , при которых  $n_{\text{тр}} h_{\text{тр}}^2 \sigma \gtrsim \tau_t$  — добавка к касательным напряжениям до остановки деформации превышает характеристические для данного материала напряжения (например, предел текучести)<sup>1</sup>. Тогда тензор напряжений не становится шаровым, пластическая деформация в интенсивной зоне продолжается. Если при этом

$$\delta(n_{\text{тр}} h_{\text{тр}}^2 \sigma) = \delta(n_{\text{тр}}(\varepsilon) h_{\text{тр}}^2(\varepsilon) \sigma(\xi)) > \delta(\varepsilon E) + \vartheta(\varepsilon), \quad (126)$$

то трещина теряет стабильность (член слева в (126) описывает увеличение  $\tau$  в пластической зоне из-за трещин, члены справа — уменьшение  $\tau_{\text{эфф}}$  из-за деформации  $\varepsilon_{\text{уу}}$  и упрочнения).

<sup>1</sup> Напомним, что  $\sigma$  в этой формуле — локальные растягивающие напряжения от трещины. Поэтому условие  $h_{\text{тр}}^2 n_{\text{тр}} > \tau_t/\sigma$  может выполняться при  $h_{\text{тр}}^2 n_{\text{тр}} \ll 1$  — очень маленьком объеме, занятом микротрещинами.

Аналогичные, но более сложные неравенства для условия роста макротрещины можно записать и для случая неплоской деформации или объемной зоны (рассеянной) пластической зоны.

Для иллюстрации, приведем простейший пример. Пусть, упрочнением материала можно пренебречь  $\sigma \approx \sigma_\infty \sqrt{h/x_0}$  ( $x_0$  — характеристическое расстояние в зоне),  $n_{тр} = n_0(\varepsilon - \varepsilon_1)$ ;  $h_{тр} = h_0 \exp [\alpha(\varepsilon - \varepsilon_1)]$ ; [ $\alpha \approx \sigma/\tau$  — см. (113)],  $\Delta\sigma = E\varepsilon$ . Тогда

$$\tau = \sigma_\infty \sqrt{h/x_0} - \varepsilon E - \sigma n_0 h_0^2 (\varepsilon - \varepsilon_1) \exp(2\alpha(\varepsilon - \varepsilon_1)).$$

Из этого выражения условие роста трещины приобретает вид  $\tau > 0$ , что приближенно выполняется при  $2\alpha [(\sigma_\infty^2/E) \sqrt{h/x_0} - \varepsilon_1] > \ln 1/n_0 h_0^2$ ; или

$$K_1 \gtrsim E \sqrt{x_0} [\varepsilon_1 + (2\alpha)^{-1} \ln 1/n_0 h_0^2].$$

Для г. ц. к. металлов, как мы увидим ниже,  $n_0 h_0^2 \approx \approx 10^{-2}$ . При  $\alpha = 10$ ,  $\varepsilon_1 = 0,1$  и  $h/x_0 = 10^3$  получим  $\sigma_\infty \gtrsim \gtrsim 3 \cdot 10^{-2} [0,1 + (\ln 100/20)] E \approx 10^{-3} E$ .

Процессы, идущие в пластической зоне перед вершиной трещины в пластичных и квази-хрупких телах, сложны и еще мало исследованы. Их изучение является в настоящее время основной задачей физики и механики разрушения. Таким образом:

1. Механические методы упруго-пластического тела позволяют в случае известных и неизменных его свойств получить ряд характеристик пластической зоны: ее средний размер, раскрытие трещины и, в простейших случаях, контур зоны и распределение в ней деформаций и напряжений.

2. На основе таких характеристик развивается механика разрушения и определяются ее критерии. Известны критерии  $K_c$ ,  $\delta_c$ ,  $J$ -интеграла и др. Каждый из них дает хорошие практические результаты в интервале условий, для которых он создавался. Но физические основы этих критериев не ясны. Поэтому нельзя заранее сформулировать рамки их применимости. Кроме того, механические критерии требуют экспериментального определения ряда констант. Поэтому они применимы только к уже созданным и хорошо известным конструкционным материалам. Механические критерии описывают только переход трещины в неустойчивое состояние. Их нельзя применять в условиях докритического медленного роста.

3. Дислокационные модели пластических зон в общем случае характеризуют наложение распределения плотности дислокаций  $\rho$ , описывающих величину пластической деформации, и дислокационных зарядов  $\Delta\rho$ , являющихся результатом неоднородности деформации и показывающих изменение напряженного состояния в зоне. Пластическая деформация делает тензор напряжений внутри зоны шаровым с  $\tau/\sigma \ll 1$ . Эти модели нуждаются в дальнейшей разработке.

4. Важнейшим процессом, определяющим скорость и стабильность макротрещин, является рост размеров микротрещин в пластической зоне с деформацией. Он может идти несколькими способами: хрупко, путем разрыва связей между атомными плоскостями; благодаря притоку деформационных вакансий; пластически, при сваливании в трещину дислокационных зарядов; посредством объединения микротрещин. Пластический рост пор наиболее быстро протекает в условиях тензора напряжений, близкого к шаровому  $\tau/\sigma \rightarrow 0$ . Пластический разрыв перемычек для малых трещин  $h \ll h_{гр}$  — это коллективный эффект в системе микротрещин, идущий при достаточно высокой их концентрации в одной плоскости. Срез перемычек — типичный пример микропластической (токовой) неустойчивости.

5. Рост макротрещины происходит последовательными повторяющимися скачками, в каждом из которых имеются стадии зарождения и развития интенсивной пластической зоны, зарождения и роста в ней микротрещин и потери системой микротрещин устойчивости. Появление последней стадии соответствует физическому критерию начала движения трещины.

## Глава V

### КИНЕТИКА МАКРОСКОПИЧЕСКОГО РАЗРУШЕНИЯ

Предыдущие главы были посвящены отдельным элементам процесса разрушения: пластической деформации, зарождению и росту микротрещин, росту макротрещин. Процесс разрушения в общем случае включает в себя все эти элементы. Пластическая деформация создает локальные перенапряжения. Кроме того, в результате пластической деформации в теле накапливается латентная энергия. Следующий этап — зарождение и рост микро-

трещины. Завершается процесс разрушения образованием нестабильной макротрещины.

Но соотношения между этими этапами процесса могут быть самыми различными в зависимости от свойств материала, условий его испытания или работы и т. д. Свойства материала можно охарактеризовать рядом параметров размерности длины:  $a$ ,  $l_{\text{суб}}$ ,  $l_{\text{стр}}$ ,  $h_{\text{гр}}$ ,  $h_{\text{ор}}$  и т. д. Соотношения между этими параметрами и определяют макроскопический характер разрушения [44, 46].

Есть еще несколько безразмерных параметров, существенно влияющих на характер разрушения. С одним из них мы уже знакомы. Это отношение недиагональных и диагональных компонент тензора напряжений  $\tau/\sigma$ . Чем он меньше, т. е. чем ближе тензор напряжений к шаровому, тем быстрее растут поры при пластической деформации. Другой параметр — отношение коэффициента упрочнения  $\vartheta$  к напряжению:  $\vartheta/\sigma$ . Он описывает склонность пластической деформации к микро- и макро-неустойчивостям.

Взаимосвязь свойств твердых тел и характер разрушения в них рассмотрены в данной главе.

Из гл. I известно, что процесс разрушения является термоактивационным, статистическим, многостадийным и многомасштабным. Термоактивационный характер ему придают зарождение микротрещин и движения дислокаций и их групп, в которых тепловые флуктуации играют определяющую роль. Устойчивость отдельных микротрещин и случайный характер их взаимного расположения на начальных стадиях делают процесс разрушения статистическим, приводят к разбросам прочностных характеристик. О многостадийности, — смене определяющих микромеханизмов по мере развития процесса, уже сообщалось многократно. Многомасштабность также отмечалась в разделах о зарождении микротрещин (влияние различных масштабов неоднородности пластической деформации на коэффициент перенапряжения), и в разделе об их росте (влияние напряженного состояния на  $\dot{n}$ ).

В данной главе эти вопросы также будут рассматриваться, но более подробно для различных частных случаев.

# 1. Макроскопическая пластическая неустойчивость

Потеря пластической устойчивости в макроскопических объемах или сечениях считается основной причиной разрушения пластичных металлов. Как и при микропластической неустойчивости, в данном случае неустойчивость возникает при увеличении эффективных напряжений  $\delta\sigma_{эфф}$  при положительной флуктуации деформации  $\delta\epsilon_{п}$ . Но если при микропластической неустойчивости ос-

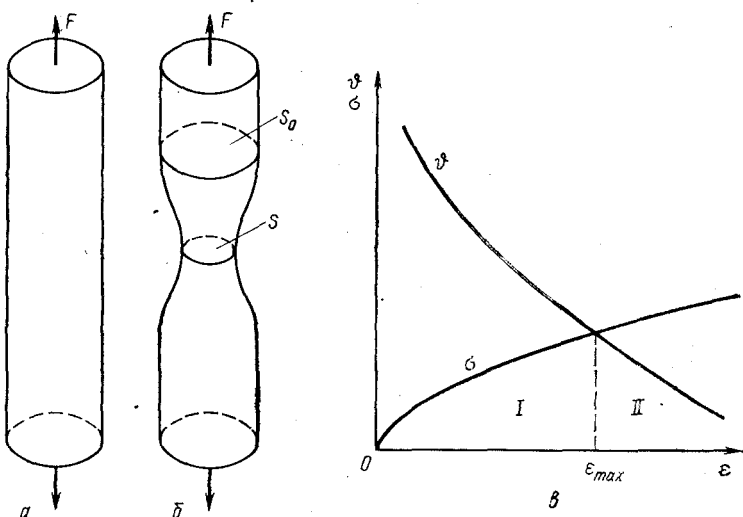


Рис. 75. Макроскопическая пластическая неустойчивость цилиндрического образца при растяжении:

а — устойчивая деформация; б — образование шейки в сечении S после флуктуации деформации в ней; в — область устойчивой (I) и неустойчивой (II) пластической деформации растяжения в приближении постоянного механизма упрочнения

новной вклад в  $\delta\sigma_{эфф} = \delta\sigma - \delta\sigma_{вн}$  вносит уменьшение внутренних напряжений  $\delta\sigma_{вн} < 0$ , то в макроскопическом случае главную роль играет изменение приложенных напряжений  $\delta\sigma > 0$  [147].

Рассмотрим потерю устойчивости цилиндрическим образцом при растяжении — задачу в механическом приближении упруго-пластического тела, т. е. для материала, обладающего одинаковыми свойствами по всему объему.

В случае цилиндра макроскопическая пластическая неустойчивость означает рост деформации в объеме, при-

мыкающем к некоторому сечению  $S$ :  $\varepsilon_S > \bar{\varepsilon}$  после флуктуации пластической деформации  $\delta\varepsilon_n > 0$  в этом объеме. Такой рост приводит к более быстрому уменьшению площади данного сечения по сравнению с остальным объемом  $|\delta S| > |\delta S_0|$  и  $S < S_0$  (рис. 75). Образец необратимо теряет первоначальную форму, этот объем носит название шейки. Рассмотрим условия ее образования.

Скорость дислокаций  $a$ , следовательно, скорость пластической деформации определяются величиной эффективных напряжений

$$\sigma_{эфф} = \sigma - \sigma_{вн} = \frac{E}{S_0} - \sigma_{вн}, \quad (127)$$

где  $F$  — растягивающая сила,  $S_0$  — площадь поперечного сечения в текущий момент времени  $t$  при равномерной средней деформации  $\bar{\varepsilon}$ :  $S_0 = S_0(\bar{\varepsilon})$ .

Пусть в каком-либо сечении образца возникла флуктуация пластической деформации  $\delta\varepsilon_n$ :  $\varepsilon_{п(S)} = \varepsilon_{п.} + \delta\varepsilon_n$ . Тогда эффективное напряжение  $\sigma_{эфф}(S)$  увеличится за счет уменьшения площади этого сечения:  $\delta S = S - S_0 = S_0 - S_0/(1 + \delta\varepsilon) \approx S_0\delta\varepsilon$  и уменьшится за счет упрочнения:  $\delta\sigma_{вн}(S) = (\partial\sigma_{вн}/\partial\varepsilon)\delta\varepsilon = \vartheta\delta\varepsilon$ . В результате

$$\begin{aligned} \delta\sigma_{эфф}(S) &= \sigma_{эфф}(S) - \sigma_{эфф}(S_0) = -(F/S_0) + \\ &+ F/(S_0 + \delta S) + \sigma_{вн} - (\sigma_{вн} + \vartheta\delta\varepsilon) = \sigma\delta\varepsilon - \\ &- \vartheta\delta\varepsilon = (\sigma - \vartheta)\delta\varepsilon. \end{aligned}$$

Если эффективное напряжение уменьшится ( $\delta\sigma_{эфф}(S) < 0$ ), то скорость пластической деформации в данном сечении понизится ( $\delta\varepsilon_n(S) < 0$ ). В результате флуктуация  $\delta\varepsilon_n$  затухнет. Следовательно условие

$$\vartheta > \sigma \quad (128)$$

является условием устойчивости пластической деформации при растяжении (видно, что форма сечения не существенна).

Для пластичных металлов в начале деформации это условие всегда выполняется:  $\vartheta(\varepsilon \rightarrow 0) > \sigma$  (только поэтому они и являются пластичными). С увеличением деформации  $\vartheta(\varepsilon)$  уменьшается, а  $\sigma(\varepsilon)$  растёт. При некоторой критической деформации  $\varepsilon_{\max}$  они сравниваются:  $\vartheta(\varepsilon_{\max}) = \sigma(\varepsilon_{\max})$ , тело теряет макроскопическую устойчивость и на нем образуется шейка.

Рассмотрим частный случай параболического упрочнения  $\sigma = \sigma_1 \varepsilon_n^n$ . Для него

$$\vartheta = \partial\sigma/\partial\varepsilon = n\sigma_1 \varepsilon_n^{n-1} = n\sigma/\varepsilon_n.$$

При  $\varepsilon_n \rightarrow 0$   $\vartheta \rightarrow \infty$ , т. е.  $\vartheta \gg \sigma$ . Найдем  $\varepsilon_{\max}$ :  $\sigma(\varepsilon_{\max}) = = \vartheta(\varepsilon_{\max}) = n\sigma(\varepsilon_{\max})/\varepsilon_{\max}$ , откуда

$$\varepsilon_{\max} = n. \quad (129)$$

Истинное значение деформации, при которой меняется форма из-за потери пластической устойчивости, может несколько отличаться от  $n$ , так как формула (129) является грубым приближением. В целом чем меньше  $n$ , тем меньше и пластичность металла. При  $\varepsilon_n > \varepsilon_{\max}$  пластическая деформация становится неоднородной. При выводе мы считали  $S_0$  текущим значением площади поперечного сечения при данной деформации  $S_0 = S_0(\varepsilon_n)$ . В этих условиях деформация  $\delta\varepsilon$  понимается как увеличение текущей длины  $L$ :  $\delta L = L\delta\varepsilon_n$ , где  $L = L(\varepsilon)$ . Или  $d\varepsilon_n = dL/L$ ;  $\varepsilon_{nL} = \ln L/L_0 = \ln[1 + (\Delta L/L_0)]$ . Такая деформация называется логарифмической  $\varepsilon_{nL}$ . Обычное определение деформации:  $\varepsilon_n = \Delta L/L_0$ . При  $\varepsilon_n \rightarrow 0$   $\varepsilon_{nL} \rightarrow \varepsilon_n$ . Закон упрочнения должен быть определен в логарифмических деформациях:  $\sigma = \sigma_1 \varepsilon_{nL}^n$ . Если он задан в обычных деформациях, то (128) примет вид:

$$\vartheta > \sigma/(1 + \varepsilon).$$

Аналогичный анализ можно провести для различных начальных условий и видов напряженного состояния. Результат анализа часто дает хорошее совпадение с экспериментальными наблюдениями. Приведем несколько примеров.

1. *Влияние упрочняющей обработки.* Большинство воздействий, упрочняющих металлы, одновременно уменьшают коэффициент упрочнения  $\vartheta$ . Можно привести примеры легирования, создания мелкодисперсных фаз и т. д. Поэтому пластичность упрочненных металлов  $\varepsilon_{\max}$  обычно ниже, чем неупрочненных.

2. *Зависимость пластичности от вида напряженного состояния.* Чем меньше  $\delta\sigma_{\text{эфф}}$  из-за уменьшения сечения при  $\delta\varepsilon_n > 0$ , тем выше  $\varepsilon_{\max}$ . Условие  $\varepsilon_{\max} = n$  получено для условий растяжения. Если  $|\delta S| < S_0 \delta\varepsilon_n$ , то  $\varepsilon_{\max} > n$ . Так, при кручении стержня его сечение в первом приближении не уменьшается совсем:  $\delta S \rightarrow 0$  и  $\varepsilon_{\max} \rightarrow \infty$ . Пластичность в этих условиях определяется более тонкими эффектами, такими как уменьшение эффективного сечения

из-за зарождения микротрещин, или потерей формы из-за локальных пластических неустойчивостей и создания в этих местах концентраторов напряжения. Поэтому металлы, рвущиеся при растяжении при  $\epsilon_{\max} = 10-15\%$ , выдерживают 200—400 % деформации кручения.

3. *Учет динамического упрочнения.* В гл. II сообщалось, что кроме статического упрочнения  $\vartheta$  имеется еще член  $d\sigma/d\epsilon_{\text{пл}}$ , называемый динамическим упрочнением. Он описывает увеличение  $\sigma$ , необходимое для более быстрого преодоления барьеров дислокациями при увеличении  $\epsilon_{\text{пл}}$ . Большое динамическое упрочнение тормозит развитие локальной пластической неустойчивости. В результате  $\epsilon_{\max} > n$ , причем тем больше, чем больше динамическое упрочнение. В частности, все сверхпластичные металлы обладают очень большим динамическим упрочнением [147].

Из приведенных примеров видны положительные стороны механического подхода. Если свойства материала достаточно однородны по всему сечению и если параметры, описывающие эти свойства, известны (в данном случае, если известен коэффициент упрочнения  $\vartheta = \vartheta(\epsilon)$ ), то по механическому критерию  $\vartheta = \sigma$  можно предсказать момент начала макроскопической неустойчивости. Это же можно сделать, хотя и сложнее, если  $\vartheta = \vartheta(r)$ . Но значение  $\vartheta(r)$  должно быть известно из каких-либо соображений или опытов. Но в реальных условиях  $\vartheta$  — сложная функция координат, температуры и параметров эксперимента. На коэффициент упрочнения влияют облучение, взаимодействие с окружающей средой, изменение структуры материала со временем и т. д. В результате для предсказания условий неустойчивости в каких-либо условиях нужны подробные экспериментальные исследования для определения  $\vartheta$  в этих условиях. Поэтому применение механического подхода приносит хорошие результаты только для известных материалов при сравнительно простых воздействиях на них.

При физическом подходе обычно удается качественно предсказать изменение  $\vartheta$  при большей части воздействий и изменений условий на основе исследований микроскопических механизмов упрочнения. Но количественные результаты таких предсказаний всегда приближенны. Наилучшие результаты дает сочетание обоих подходов, при которых проводятся выборочные серии экспериментов и уточняются физические предсказания изменения параметров.



Из рассмотренного выше частного случая видно соотношение между микро- и макропластическими неустойчивостями. При микропластической неустойчивости догрузки области пластической флуктуации не происходит, скорее наоборот.  $\sigma_{эфф}$  несколько понижается из-за обратного действия зарядов  $\Delta\rho$ , образующихся по краям области неустойчивости. Поэтому  $\delta\sigma_{эфф} > 0$  возможно только вследствие эффективного динамического возврата ( $\tau_{дин} > \theta$ ), т. е.  $\vartheta_{эфф} < 0$ . При макропластической неустойчивости приложенные напряжения в области флуктуации деформации могут увеличиваться и  $\delta\sigma_{эфф} > 0$  даже при  $\vartheta_{эфф} = \vartheta > 0$  (но  $\vartheta < \sigma$ ). При более сложной геометрии и учете возможности развития неустойчивости по сечению макропластическая неустойчивость может возникать при  $\vartheta = \alpha\sigma$ , где  $\alpha > 1$ . В частных случаях ( $\alpha \lesssim 5$ ) [148].

Приведем пример, когда сделанные выше простейшие предположения не оправдываются. Самое грубое из сделанных предположений — о постоянстве коэффициента упрочнения вдоль всей кривой деформации. Оно позволяло нам описать всю кривую деформации одной параболической формулой  $\sigma = \sigma_1 \varepsilon^n$ . Смена механизма упрочнения, приводящая к изменению коэффициента упрочнения в несколько раз,  $\vartheta_2 = (2-3)\vartheta_1$ , при больших  $\sigma$  и малых  $\vartheta$  экспериментально обнаружима, но с большим трудом. Изменение  $\vartheta$  приведет к существенному изменению как характера кривой деформации, так и  $\varepsilon_{max}$ .

Мекинг приводит графики зависимости  $\sigma$  и  $\vartheta(\sigma)$ , полученные при опытах на сжатие, когда макропластическая неустойчивость не возникает (рис. 76). [149, 150].

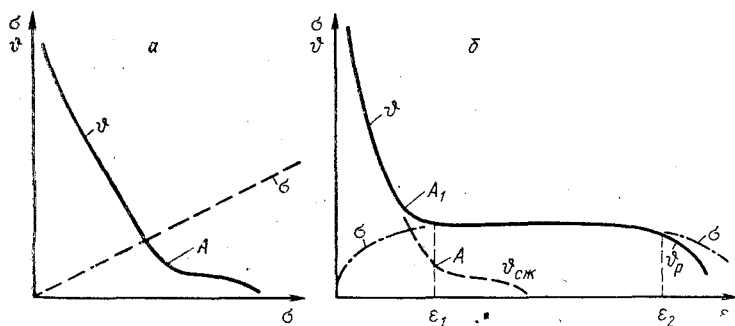


Рис. 76. Изменения коэффициента упрочнения при образовании шейки:  
 а — схема Макинга. В точке А появляется ротационная неустойчивость;  
 б — затяжной участок диаграмм растяжения ( $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_2$ ), в котором растягивающая сила  $P$  и коэффициент упрочнения примерно постоянны. Точка  $A_1$  соответствует началу неустойчивости при растяжении

Исследования показали, что при  $\vartheta = (1/3 - 1/4)\sigma$  коэффициент упрочнения перестает уменьшаться [точка *A* на кривой  $\vartheta$  (рис. 76, *a*)], наблюдается некоторое плато. Это однозначно указывает на смену механизма упрочнения, хотя на кривой  $\sigma - \varepsilon$  видимых изменений нет.

По нашему мнению рост  $\vartheta$  связан с началом ротационной неустойчивости и сопровождающим ее увеличением внутренних напряжений. В пользу этого можно привести следующие данные.

1. При растяжении некоторых материалов (например, сталей с малыми показателями упрочнения  $n$ ) наблюдается значительный участок с  $\sigma \approx \text{const}$ , даже  $F \approx \text{const}$  (рис. 76, *б*). Видно, что  $\sigma \approx \vartheta$  на большом отрезке деформации  $\varepsilon_1 - \varepsilon_2$  (может быть  $\varepsilon_2 - \varepsilon_1 / \varepsilon_{\text{max}} \lesssim 0,5$ ), а не только в одной точке. Длительность этого участка с  $\Delta F / F = (1 - 2) 10^{-2}$  в 3—8 раз превышает возможную для постоянного механизма упрочнения с равномерно падающим  $\vartheta$ .

2. Согласно результатам В. В. Рыбина в шейке всегда наблюдается ротационная неустойчивость и связанные с ней полосы поворотов металла относительно окружающего объема.

3. Из теоретических расчетов следует, что начало ротационной неустойчивости облегчается неоднородно-напряженным состоянием. Поэтому градиенты напряжения, возникающие в шейке, действительно могут способствовать более раннему началу ротационной неустойчивости при растяжении по сравнению со сжатием.

Если все эти соображения верны, то становится понятной автоматическая подстройка коэффициента упрочнения  $\vartheta$  к напряжению  $\sigma$  (рис. 76, *б*). Начало ротационной неустойчивости приводит к повышению внутренних напряжений  $\sigma_{\text{вн}}$  (от дисклинационных петель) и увеличению  $\vartheta$  — точка *A*<sub>1</sub> на рис. 76) [150]. Но сильно увеличиться  $\vartheta$  не может, так как зародыш шейки при этом исчезнет и, следовательно, исчезнут и условия для зарождения дисклинаций и роста  $\vartheta$ . Таким образом, коллективные дислока-

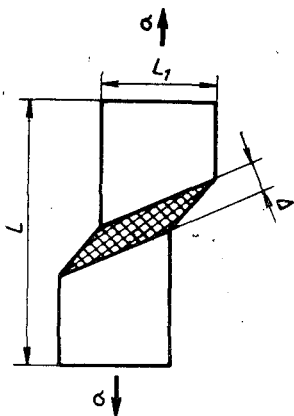


Рис. 77. Срез монокристалла благодаря сдвигу в слое толщиной  $\Delta$

ционные эффекты существенно сдвигают точку неустойчивости, полученную из простых механических расчетов.

Аналогичные оценки условий начала макропластической неустойчивости можно сделать и для среза монокристалла (рис. 77). В этом случае имеется две возможности: срез по слою постоянной толщины  $\Delta = \text{const}$  и сдвиг по слою, расширяющемуся с деформацией, т. е. по полосе скольжения.

В первом случае оценки совершенно аналогичны предыдущим; они основаны на сравнении упрочнения  $\Phi$  и уменьшении площади сечения  $S$  с деформацией. Оценки приводят к условию (128), которое для монокристаллов реально даже для начала деформации. Действительно, на линейном участке упрочнения может быть  $\Phi = G/3000$ , что соответствует  $\sigma > G/3000 = 15$  МПа (для  $G \approx 50$  ГПа).

Во втором случае деформация идет только в слоях по краям полосы  $\Delta$ . По мере развития деформации уменьшается фактор Шмидта (отношение  $\tau/\sigma$  в полосе). Чтобы этот эффект не уничтожил неустойчивость, необходима малость суммарной деформации  $\Delta \cdot \varepsilon \ll L$  при большом полном сдвиге  $\Delta \cdot \varepsilon \lesssim L_1$ . Эти условия выполняются при больших плотностях деформации в полосе ( $\varepsilon \lesssim 1$ ). Плотность дислокаций в монокристаллах при малых  $\sigma$  обычно мала:  $\rho \lesssim 3 \cdot 10^{12} \text{ м}^{-2}$ . При  $b = 3 \cdot 10^{-10} \text{ м}$  из  $\varepsilon = \rho b l$  для длины свободного пробега дислокаций получаем условие  $l \lesssim 1/\rho b = 1 \text{ м} / (3 \cdot 10^{12} \cdot 3 \cdot 10^{-10}) \approx 10^{-3} \text{ м} = 1 \text{ мм}$ . Это условие очень жесткое, однако в случае чистых монокристаллов оно может выполняться.

Жесткость этого условия видна из следующей оценки. Если записать  $l$  в виде  $l = A / \sqrt{\rho}$ , где  $\rho^{-0.5} = d$  — среднее расстояние между дислокациями, то  $A = l \sqrt{\rho} = 10^{-3} \sqrt{3 \cdot 10^{12}} \lesssim 10^3$ , т. е. каждая дислокация должна проходить тысячу средних расстояний между ними. Ясно, что это условие нереально. Поэтому большие сдвиги могут достигаться только в том случае, если большая часть дислокаций после сдвига на  $l$  аннигилирует.

## 2. Накопление микротрещин

В гл. I было показано, что макроскопический характер процесса разрушения определяется соотношением между рядом параметров размерности длины, характеризующих дефектную структуру и напряженное состояние тела. В предыдущем разделе никаких соотношений меж-

ду параметрами нам не понадобилось. Это и естественно. Тело рассматривалось как единое и однородное целое, его свойства описывались одним феноменологическим параметром — коэффициентом упрочнения  $\Phi$ . Все остальные зависимости от микроструктуры тела неявно входили в  $\Phi$ .

Картина меняется, если тело разрушается в условиях макроскопической стабильности. Из общих соображений ясно, что т. к. без нестабильного процесса разрушение произойти не может, следовательно, стабильность теряется локально. Исследование локальных нестабильностей требует явного рассмотрения эволюции дефектной структуры, а она описывается рядом параметров, соотношения между которыми определяют характер процесса.

Рассмотрим твердое тело, обладающее высокой способностью к релаксации внутренних напряжений. Ниже мы увидим, что большая часть металлов при высоких температурах удовлетворяет этим требованиям, а чистые г. ц. к. металлы, по-видимому, удовлетворяют им и при средних и низких температурах.

В гл. III было показано, что в этих условиях в процессе деформации зарождаются субмикротрещины с размерами  $h_1 \approx 0,1 \mu\text{м} = 10^{-7}$  м, которые быстро превращаются в поры. Размер этих пор настолько мал, что они не только меньше размера трещины Орована  $h_{\text{ор}}$ , но и критического размера Гриффитса:  $h_1 \ll h_{\text{Гр}} < h_{\text{ор}}$ . Более того, этот размер порядка среднего расстояния между дислокациями  $h_1 \approx \rho^{-1/2}$  ( $\rho = 10^{14} \text{ м}^{-2}$ ), что и дает  $h \approx \rho^{-0,5} \approx 10^{-7} \text{ м}$ .

Такая субмикротрещина взаимодействует только с одной группой дислокаций, с той, которая ее зародила. Поэтому к их росту неприменим макроскопический подход. В частности, для скорости их роста нельзя использовать выражения Макклитока (113), которые подразумевают возможность сваливания в трещину дислокаций многих систем вдоль всей ее поверхности.

В этом случае основным методом изучения процесса разрушения является статистический. Известно много вариантов статистического подхода. Приведем основные.

1. В механике упруго-пластического тела обычно используются различные варианты подхода «повреждаемости». Согласно этим подходам в теле под напряжением зарождаются микротрещины, критическая концентрация которых и вызывает разрыв тела [151, 152] и др. Приведем простейший вариант такого подхода.

Пусть в теле имеется некоторая концентрация «слабых мест», в которых может зародиться трещина. Будем описывать эти места функцией распределения  $\Phi(\sigma)$ , такой, что

$$\int_0^{\infty} \Phi(\sigma) d\sigma = N_0 \quad (130)$$

есть полное число слабых мест в единице объема. Тогда после приложения напряжения  $\sigma$  в теле образуется  $N$ -трещин:

$$N(\sigma) = \int_0^{\sigma} \Phi(\sigma) d\sigma. \quad (131)$$

Если размер (радиус) каждой трещины есть  $R$ , то суммарная поверхность всех трещин

$$\Sigma(\sigma) = \alpha N(\sigma) R^2, \quad (132)$$

где  $\alpha$  — геометрический фактор, зависящий от формы трещин.

В более общем случае возможно введение функции распределения  $\Phi$ , зависящей от многих параметров (например, от ориентации трещин относительно оси максимальных растягивающих напряжений) или зависимость не только  $\sigma$ , а от всего тензора напряжений  $\sigma_{ik}$ .

Обычно при дальнейших расчетах пренебрегается некоторыми факторами, важными, вообще говоря, с физической точки зрения.

а) Считается, что перенапряжения около микротрещин пренебрежимо малы.

б) Пренебрегается обратным влиянием трещин на скорость пластической деформации.

в) Не учитывается явно возможность локализации процесса разрушения (например, вследствие образования макротрещин).

г) Размер трещин не изменяется с ростом  $\sigma$ . При этих приближениях подход приобретает особенно простой вид. Пусть  $\Delta$  толщина слоя, в котором трещины упруго влияют друг на друга. Из оценок гриффитсовского типа ясно, что  $\Delta \sim R$ . Тогда суммарная площадь трещин  $\psi$  в этом слое

$$\psi(\sigma) = \Delta \Sigma(\sigma) = \alpha \Delta N(\sigma) R^2. \quad (133)$$

Это эквивалентно уменьшению «живого сечения» на  $\psi(\sigma)$  и росту эффективных напряжений в нем на

$$\sigma_{\text{эфф}} = F/S_{\text{эфф}} = F/[S(1 - \psi)] = \sigma/(1 - \psi). \quad (134)$$

В выражении (134)  $\psi = \psi(\sigma_{\text{эфф}})$ , и, следовательно, оно является интегральным уравнением. Стационарные решения этого уравнения существуют до некоторых  $\sigma = \sigma_{\text{max}}$  или  $\psi = \psi_{\text{max}}$ , которые и определяют условия разрушения тела (при  $\psi > \psi_{\text{max}}$  приращение  $\delta\sigma$  вызывает такое увеличение концентрации микротрещин  $\delta N$ , которое повышает  $\delta\sigma_{\text{эфф}}$  благодаря уменьшению живого сечения слишком быстро, что вызывает новое  $\delta_1 N$  и т. д. В результате  $\lim_{\sigma \rightarrow \sigma_{\text{max}}} \delta N / \delta\sigma \rightarrow \infty$ ).

Размер трещин обычно неизвестен и теоретическое определение  $\psi_{\text{max}}$  затруднено. Поэтому часто вводят  $\psi_{\text{max}}$  феноменологически или нормируют  $\psi$  на  $\psi_{\text{max}}$ , т. е. вводят величину  $\tilde{\psi} = \psi/\psi_{\text{max}}$ , которая характеризует поврежденность (этот термин лучше, чем повреждаемость) и меняется от 0 до 1.

Другие варианты связаны с предположением, по которому зарождение трещины определяется локальными пластическими деформациями, а не напряжениями. В этом приближении вероятность зарождения трещин зависит от  $\epsilon_n$ :  $\Phi = \Phi(\epsilon_n)$ . Возможно и комбинированное зарождение трещин под действием напряжений и деформаций  $\Phi = \Phi[\epsilon_n(\vec{r}), \sigma(\vec{r})]$ .

Механический подход, как и в других, рассмотренных ранее случаях, позволяет решать задачи о разрушении тел сложной формы при сложных типах нагружения, если из простых экспериментов восстановлена функция  $\Phi(\sigma)$ .

С точки зрения физики основным недостатком данного подхода является пренебрежение перенапряжениями около трещин. Как было показано, при достаточно больших размерах трещин эти перенапряжения ответственны за создание пластической зоны и локализацию разрушения. В механическом же подходе учитывается только изменение средних напряжений (рис. 78). Поэтому подход накопления поврежденности хорошо описывает только разрушение тел, в которых стадия локализации наступает незадолго до разрыва.

Другой важный недостаток — пренебрежение ролью тепловых флуктуаций в зарождении микротрещин, что делает детерминированным разрыв тела. Разрушение происходит при критических напряжениях  $\sigma = \sigma_{\text{max}}$ , т. е. является критическим событием.

Поэтому физиками было разработано несколько статистических термоактивационных моделей. В соответствии с ними тело разбивается на  $N$  элементов, каждый из которых разрушается под действием напряжения  $\sigma$  и температуры  $T$  за среднее время  $t_{pi}$ :

$$t_{pi} = t_0 \exp [U_i(\sigma)/kT], \quad (135)$$

где  $i$  — номер элемента.

Вероятность элемента разрушиться за время  $t$

$$P_i(t) = 1 - \exp [-(t/t_{pi})]; \quad (136)$$

при  $t \ll t_p$   $P(t) = t/t_p = t \exp (-U(\sigma)/kT)$ .

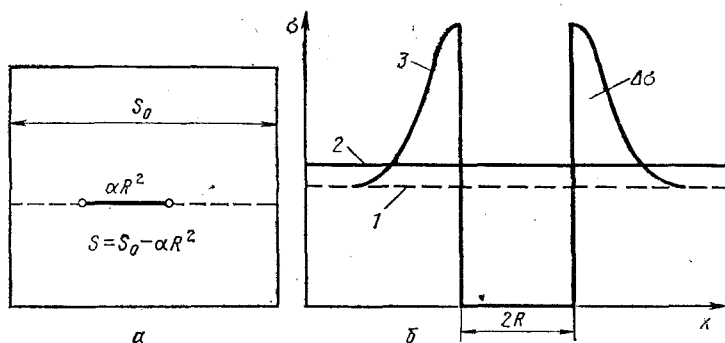


Рис. 78. Изменение напряжений в теле из-за зарождения в нем микротрещины в соответствии с приближением «накопления поврежденности»:

$a$  — схема тела с трещиной;  $b$  — изменение напряжений по сечению:  
 $1 - \sigma = \sigma_0$ ;  $2 - \sigma = \sigma_0(1 - \alpha R^2/S_0)$ ;  $3$  — истинное изменение  $\sigma$  в сечении  $S$

При  $T \rightarrow 0$  эти модели переходят в приближение накопления поврежденностей, описанной выше. Действительно, если ввести  $\sigma_{\max}$  так, чтобы  $U(\sigma_{\max}) = 0$ , то при  $\sigma < \sigma_{\max}$   $t_p \rightarrow \infty$ , т.е. микротрещина не зарождается ни за какие времена, а при  $\sigma > \sigma_{\max}$   $t_p \rightarrow 0$ .

После разрушения  $i$ -того элемента нагрузка, приходящаяся на него, перераспределяется между соседними элементами (рис. 78), которые догружаются на  $\Delta\sigma_{k-i}$ .  $\Delta\sigma$  и размер зоны повышения  $\sigma$  (т.е. число элементов с  $\Delta\sigma \neq 0$  и закон спадания  $\Delta\sigma$  с ростом  $k-i$  зависят от модели. Часто они задаются более или менее произвольно. Если разрушаются несколько элементов  $n$ , расположенных рядом, то и  $\Delta\sigma$  от такой увеличенной трещины возрастает.

Поскольку размер трещины  $h$  пропорционален  $\sqrt{n}$  ( $nl^2 \approx h^2$ ,  $h = l \sqrt{n}$ , где  $l$  — размер элемента), а  $\Delta\sigma \sim \sqrt{h}$ , то считают, что  $\Delta\sigma \sim n^{1/4}$ . Но так как  $\Delta\sigma$  стоит в экспоненте (135), то вероятность разрушения соседних элементов растет очень быстро.

Распределение элементов по их прочности ( $t_{pi}$  или  $U_i(\sigma)$ ) выбирают из каких-либо общих соображений или берут из экспериментальных данных. Распределение различных элементов в пространстве может задаваться произвольно или путем объединения элементов с близкими  $U_i(\sigma)$  в группы. Первый способ с хаотическим распределением элементов моделирует мелкомасштабную неоднородность, второй — крупномасштабную (например, гетерофазную с размерами фаз  $L \gg h_m$ ).

Аналитическое решение такой задачи невозможно даже в простейшем случае, когда все элементы расположены в одной плоскости и имеют одинаковую энергию активации разрушения (т. е. прочность). Неоднократно такая задача решалась численно, путем моделирования процесса разрушения на ЭВМ. Решение показало, что наблюдается два основных типа кинетики процесса.

1. *Слабая связь элементов.* При этом перенапряжения  $\Delta\sigma$  малы ( $\Delta\sigma \ll \sigma$ ). Если в начальном состоянии все элементы целы, и при  $t=0$  к телу прикладывается напряжение  $\sigma = \text{const}$ , то основную часть времени жизни происходит накопление одиночных и двойных разрывов. Качественный характер накопления легко понять на примере одинаковых элементов ( $U(\sigma) = \text{const}$ ), не взаимодействующих друг с другом. Система кинетических уравнений для комплексов одного  $n_1$ , двух  $n_2$ , трех  $n_3$  и т. д. разорванных элементов при малых временах имеет вид:

$$\left. \begin{aligned} \dot{n}_1 &= N/t_p = N/t_0 \exp(+U(\sigma)/kT) \\ \dot{n}_2 &= n_1 n_{1,k}/t_0 \exp(-U(\sigma)/kT) \\ &\dots \dots \dots \\ \dot{n}_i &= n_{i-1} n_{i-1,k}/t_0 \exp(-U(\sigma)/kT). \end{aligned} \right\} \quad (137)$$

Здесь  $n_{1,k}$  — число элементов, окружающих разорванный,  $n_{i,k}$  — окружающих комплекс из  $i$  разорванных элементов. Различием формы комплексов пренебрегаем, так как в реальном случае перенапряжения всегда будут скруглять любой комплекс.



Система верна при временах настолько малых, что общее число разрывов мало  $\sum_{i=1}^{\infty} n_i \ll N$ ; можно пренебречь как изменением  $\sigma$  из-за накопления поврежденности, так и истощением целых элементов. Запись системы в более общем случае не представляет труда, но ее аналитическое решение уже невозможно.

Решение этой системы элементарно. При начальных условиях  $n_i(0) = 0$  получаем:

$$n_1 = \frac{N}{t_0} t \exp(-U(\sigma)/kT),$$

$$n_2 = \frac{N t^2}{t_0^2} n_{1,k} \exp(-2U(\sigma)/kT) \sim t^2.$$

$$n_i \sim t^i. \quad (138)$$

2. При  $\Delta\sigma \neq 0$  разрушение элементов, соседних с уже разрушенными, имеет повышенную вероятность, поэтому накопление разрушенных комплексов происходит быстрее (рис. 79, штриховые линии). Чем больше  $\Delta\sigma$ , тем быстрее происходит укрупнение разрушенных комплексов. Так, если одиночные элементы разрушаются с энергией активации  $U_1(\sigma)$ , а соседние с ними — с энергией  $U_2(\sigma)$ , то

$$n_2(t) = (N n_{1,k} / 2t_0) \exp\{-[U_1(\sigma) + U_2(\sigma)]/kT\}, \quad (139)$$

и т. д. Чем сильнее связь элементов, тем больше отношение  $n_i(t)_{\Delta\sigma \neq 0} / n_i(t)_{\Delta\sigma = 0}$ . Поэтому переход в заключительную стадию разрушения, появление гриффитсовских

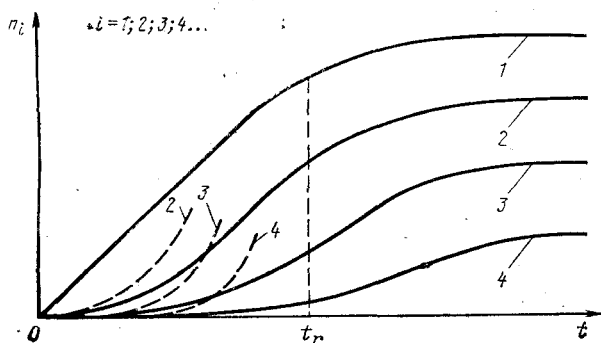


Рис. 79. Кинетика изменения концентрации комплексов разрушения из разного числа элементов. Сплошные линии — при  $\Delta\sigma = 0$ , штриховые — при  $\Delta\sigma_i \neq 0$

трещин (например, с  $U(\sigma) = 0$ ) происходит значительно раньше. В предельном случае (очень больших  $\Delta\sigma$ ) вообще развивается только один комплекс разрушения.

Оценим, при каких условиях это возможно. Пусть модель содержит  $N$  одинаковых элементов в одном сечении. Если разрушился один из них, то следующий из  $n_{1,k}$  соседних разрушатся за время  $t_2$

$$t_2 = (t_0/n_{1,k}) \exp[U(\sigma + \Delta\sigma)/kT]. \quad (140)$$

Для образования второго очага разрушения в любом другом месте нужно время  $t_N$ .

$$t_N \approx (t_0/N) \exp[-U(\sigma)/kT]. \quad (141)$$

Второй очаг не успеет зародиться при  $t_N > t_2$ , т. е. при  $\Delta U(\sigma) = U(\sigma) - U(\sigma + \Delta\sigma) > kT \ln N/n_{1,k}$ .

Возьмем для оценки  $N/n_{1,k} = 10^5$ ,  $kT = 0,05$  эВ ( $\sim 600$  К). Тогда  $\Delta U(\sigma) > 0,05 \cdot 5 \cdot 2,3 \approx 0,55$  эВ. Для типичных значений  $U(\sigma \rightarrow 0) = U_0 \sim 3$  эВ и линейной зависимости  $U(\sigma) = U_0 - \gamma\sigma$  примем  $\sigma_{\max} = 300$  МПа. Тогда  $\gamma = U_0/\sigma_{\max} = 3$  эВ/300 МПа  $= 10^{-2}$  эВ/МПа; при этом  $\Delta U(\sigma) = \gamma\Delta\sigma > 0,55$  эВ для  $\Delta\sigma > 0,55$  эВ/ $10^{-2}$  эВ/МПа  $= 55$  МПа. Пусть при этой температуре средняя долговечность элемента  $\sim 1$  ч  $\approx 3 \cdot 10^3$  с. При  $t_0 = 10^{-12}$  с из (135) получим  $U(\sigma) \approx 1,8$  эВ,  $\gamma\sigma = 1,2$  эВ,  $\Delta\sigma/\sigma = 0,55/1,2 \approx 0,45$ . Это означает, что при перегрузке элементов, соседних с первым разорванным,  $\approx 50\%$  в теле будет развиваться только один очаг разрушения. Реально такие перераспределения напряжения встречаются крайне редко. Это условие выполняется при меньших  $\Delta\sigma/\sigma$  только для тел с меньшим числом элементов.

Изложенная выше схема физически оправдана только для тел с вытянутыми структурными элементами — ориентированных полимеров, композитов, упрочненных волокнами и т. д. В гл. III (см. рис. 36) уже отмечалось, что для зарождения микротрещины необходимо собирание упругой энергии в рассматриваемый объем из гораздо большего объема. Наиболее частый случай — собирание энергии сферическими потоками (см. рис. 36, б), но при этом зародившаяся микротрещина занимает не всю боковую поверхность элемента, а только небольшую ее часть. Поэтому микротрещины оказываются разделенными промежутками неразрушенного материала. В материале с ориентированными элементами (например в волокнистом композите) возможна передача упругой энер-

гии вдоль направлений с большим модулем (вдоль волокон). При этом количество упругой энергии может оказаться достаточным для разрушения всего поперечного сечения элемента, т. е. соседние микротрещины могут сливаться сразу же после образования.

Можно предположить, что изолированная микротрещина вообще не создает около себя существенных перенапряжений:  $\Delta\sigma \approx 0$ . Основанием для этого является тот факт, что реальные перенапряжения от трещины простираются только на расстоянии  $\Delta r \sim h$  — порядка ее собственных размеров (рис. 78, б). Для зарождения же новой микротрещины энергия собирается из гораздо большего объема  $\Delta V$ , т. е.  $\Delta r_1 \approx (\Delta V)^{1/3} \gg h$ . Перенапряжения от трещины не способны существенно повлиять на пластическую деформацию в этом объеме и, следовательно, на потоки энергии и процесс перераспределения напряжений в нем.

Эти соображения легли в основу статистической модели разрушения, допускающей в ряде случаев аналитическое решение [152—153]. Пусть каждая трещина описывается совокупностью параметров  $q_i$  ( $i=1, 2, \dots, \eta$ ), таких как координаты центра тяжести, размер, форма и т. д. Тогда каждой трещине можно сопоставить точку  $\eta$ -мерного конфигурационного пространства, а изменение состояния трещины — фазовой траектории  $q=q(t)$ . Весь ансамбль трещин может быть описан с помощью функции распределения  $\rho(q, t)$ , причем  $\rho(q, t)dq$  есть вероятность найти трещину в интервале  $q \div (q+dq)$  в момент времени  $t$ .

Такой подход с заменой реальных дискретных процессов на непрерывные, описываемые плавными траекториями в фазовом пространстве, верен в том случае, если каждый скачок мал, а их общее число велико. Но для большинства случаев вязкого разрушения, когда размер микротрещины  $h_1$  мал:  $h_1 \ll h_{\Gamma p}$ , это условие обычно выполняется.

Кинетическое уравнение для  $\rho(q, t)$ , записанное в соответствии с обычными приемами, имеет следующий вид:

$$d\rho(q, t)/dt = \dot{\rho}_r(q, t) - \dot{q}_0(q, t) \nabla_q \rho(q, t) + A(q, t) - B(q, t), \quad (142)$$

где  $\dot{\rho}_r(q, t)$  — член, описывающий генерацию новых трещин,  $\dot{q}_0$  — скорость их самостоятельного роста (при залевании  $\dot{q}_0 < 0$ ), члены  $A(q, t)$  и  $B(q, t)$  описывают при-

ход трещин в состояние  $q$  и уход из него вследствие слияния (или разделения) трещин. В простейшем случае зарождения трещины  $q$  благодаря слиянию трещин  $q_1$  и  $q_2$  член  $A(q, t)$  имеет вид:

$$A(q, t) = \int_{(0, q)} \rho(q_1, t) W_{q_1 q_2, q}(t) dq_1, \quad (142a)$$

где  $W_{q_1 q_2, q}(t)$  — вероятность зарождения трещины  $q_2$  в интервале времени  $t \rightarrow (t+dt)$ .

Уравнение (142) было решено в приближении трех типов трещин  $m$ ,  $l$  и  $c$ , в случае когда самостоятельный рост и залечивание трещин ( $\dot{q}_0 = 0$ ) несущественны (рис: 80).

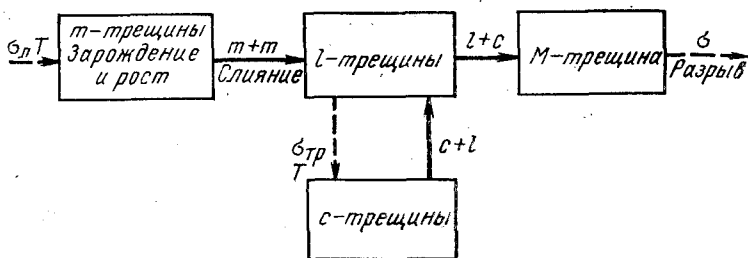


Рис. 80. Схема кинетического процесса разрушения в приближении нескольких типов трещин;  $m$ ,  $l$  и  $c$  — классы микро-, макро-, коррелированных трещин;  $M$  — магистральная трещина; (штриховой стрелкой показано зарождение и рост трещины под действием внешних воздействий: температуры  $T$  (тепловых флуктуаций) и напряжения  $\sigma$  ( $\sigma$  — приложенного,  $\sigma_{\text{л}}$  — локального,  $\sigma_{\text{с}}$  — от макротрещины); сплошной стрелкой — рост трещины в результате их объединения, например  $l+c$  — рост  $l$  трещины вследствие объединения с  $c$ -трещинами

Хаотически зарождающиеся в теле под действием приложенного напряжения и тепловых флуктуаций субмикротрещины с  $h_1 < l_{\text{суб}}$  и микротрещины в интервале размеров  $l_{\text{суб}} < h_m < h_{\text{Гр}}$  будем обозначать буквой  $m$ . Перенапряжения вблизи  $m$ -трещин малы: из условия  $h_m < h_{\text{Гр}}$ , видно, что их недостаточно для зарождения новых микротрещин. Поэтому для класса  $m$ -трещин пренебрегаем  $\Delta\sigma$  по сравнению с  $\sigma$  вообще. Вследствие этого единственным механизмом роста  $m$ -трещин остается их объединение вследствие статистических причин — при случайном зарождении нескольких  $m$ -трещин в области взаимной неустойчивости.

В результате объединений зарождаются трещины с  $h > h_{\text{с}}$ . Но при  $h < h_{\text{Гр}}$ , т. е. когда напряжения в их вер-

шине еще меньше критических, основным механизмом роста такой трещины будет развитие пластической зоны у ее вершины, последующее зарождение в ней микротрещин и их поглощение. Будем называть такие трещины большими и обозначать буквой  $l$ .

Наконец, в класс коррелированных микротрещин ( $c$ -трещин) отнесем микротрещины, зарождающиеся по тем же законам, что и  $m$ -трещины, но не под действием внешнего напряжения  $\sigma^*$ , а локальных напряжений от  $l$ -трещины  $\sigma_c = \sigma + \Delta\sigma$  в ее пластической зоне. Законы роста  $c$ -трещин также другие. Из разд. 4 гл. 4 следует, поскольку в пластической зоне  $\sigma/\tau \gg 1$  (т.е. тензор напряжений близок к шаровому), то микропоры способны к пластическому росту, т.е.  $q_0 > 0$ .

Функция распределения  $c$ -трещин зависит от координат, точнее от расстояния до вершины трещины и углов, так как  $\sigma_c \gg \sigma$ , то и характеристические времена зарождения  $c$ -трещин существенно меньше, чем для  $m$ -трещин.

Согласно приближению трех типов трещин, кинетический процесс разрушения может быть представлен в виде схемы (рис. 80). В этом разделе мы рассмотрим только первую стадию процесса — кинетику развития системы микротрещин.

В однородном материале вероятность зарождения микротрещин постоянна во всех элементах объема. Поэтому для  $m$ -трещин от функции распределения  $\rho_m(q, t)$  можно перейти просто к их концентрации  $n_m(r, t)$ . В простейшем случае, когда ориентация микротрещин несущественна, можно ограничиться только их средним размером  $r$ :  $n_m dr$  — концентрация микротрещин в интервале размеров  $r - (r + dr)$ . Далее, можно пренебречь зависимостью  $h_1$  от  $\varepsilon$  и  $t$ , т.е. считать  $h_1 \approx \text{const}$ . Пусть

$$v(t) = \int_0^{\infty} \dot{\rho}_r(r, t) dr \quad (143)$$

частота зарождения микротрещин. Если микротрещины разделены промежутками  $\Delta r \sim h_1$ , то они могут объединиться только если рядом окажется достаточно большая их группа из  $s \gtrsim 10$  трещин. Если  $\Delta r \ll h_1$  (т.е. если по-

\* Выражение не вполне точно. Мы знаем, что микротрещины зарождаются не под действием средних приложенных напряжений  $\sigma$ , а на локальных их концентраторах  $\sigma_{\text{л}} \approx \gamma_1 \sigma$ ;  $\gamma_1 \gg 1$ . Но число и интенсивность локальных концентраторов в пластической зоне выше. Выше и средние напряжения.

токи энергий в места зарождения трещин — плоские), то слияния трещин могут происходить постепенно и могут формироваться комплексы из 2, 3 и т. д. трещин. Пусть  $l$ -трещина в  $s_0$  раз больше элементарной  $h_1$ . Тогда для ее зарождения требуется образование  $s_0$  микротрещин рядом в одном слое по чисто случайным причинам.

Общее число микротрещин в единице объема  $n_m(t) \approx \approx N_0 v(t) t \approx N_0 v t$ ; при  $\sigma = \text{const}$  их концентрация  $c(t) = = n_m(t) / N_0 = v t$ . Пусть  $N$  — общее число элементов структуры в данном объеме  $V$ , где может зародиться трещина  $N = V N_0$ . Тогда, пренебрегая членами конфигурационной энтропии, можно написать для общего числа  $l$ -трещин в момент времени  $t$ :

$$N (n_m / N_0)^{s_0} = N (v t)^{s_0}, \quad (144)$$

а условие появления первой  $l$ -трещины приобретает вид:

$$N (v t_r)^{s_0} = 1; \quad t_r \approx v^{-1} (N^{-1})^{1/s_0}. \quad (145)$$

Более точное решение уравнения (142) дает:

$$t_r \approx [2\pi s_0^{3/2} N^{-1}]^{s_0^{-1}} / v e. \quad (146)$$

Эта формула позволяет оценить критическую концентрацию  $m$ -трещин, необходимую для зарождения первой  $l$ -трещины. Возьмем, например, тело с  $V = 10^{-5} \text{ м}^3$ ,  $s_0 = 10$ . Тогда

$$n_m(t_r) = N_0 v t_r = N_0 [2\pi s_0^{3/2} (V N_0)^{-1}]^{1/s_0} / e.$$

Более наглядной является критическая дилатация (относительное уменьшение плотности):

$$\Delta V / V \approx n_m / N_0 = [2\pi s_0 (V N_0)^{-1}]^{1/s_0} / e. \quad (147)$$

Элементарный объем сбора энергии для зарождения микротрещины  $\lesssim 0,3\text{—}1 \text{ мкм}$ . Следовательно,  $N_0 = 10^{18} \text{—} 10^{20} \text{ м}^{-3}$ . Подставив эти значения в (147), получим:

$$\Delta V / V \approx [60 (10^{-5} \cdot 10^{18} \div 10^{20})^{-1}]^{10^{-1}} / 3 \approx 1,5 \div 3 \%.$$

Реальные критические дилатации в 3—10 раз ниже из-за неоднородности структуры материала, и, следовательно, из-за неоднородностей вероятности зарождения микротрещин.

### 3. Вязкая трещина

Ранее было рассмотрено разрушение, при котором стадия локализации процесса начиналась очень поздно. Время после начала локализации было существенно меньше, чем до нее, и им в первом приближении можно было пренебречь. При разрушении от макроскопической пластической неустойчивости большая часть деформации проходит в условиях стабильности, когда  $\Phi > \Phi^*$ . При накоплении рассеянных повреждений большая часть времени уходит на хаотическое зарождение субмикротрещин с  $h = h_1$  в объеме и только на поздних стадиях появляются достаточно большие их группы, на которых может начаться локальная пластическая неустойчивость и зародиться макротрещина. Так для достаточно однородных металлов в условиях ползучести первая стадия занимает обычно  $\geq 95\%$  всей долговечности при испытаниях на ползучесть.

Здесь мы рассмотрим противоположный случай, когда микротрещины зарождаются относительно рано, и большую часть времени жизни под нагрузкой занимает процесс роста макротрещин. Из общих соображений очевидно, что этот случай может реализовываться только в достаточно неоднородных материалах, суммарная пластическая деформация которых до разрушения при прочих равных условиях существенно меньше. Рассмотрим более подробно эти факторы.

Из изложенного в разд. 2 следует, что в однородном твердом теле (например, однофазном металле с высокой степенью релаксации) зародившиеся субмикротрещины стабильны. Концентрация напряжений около них не велика, в первом приближении  $\Delta\sigma$  вообще можно пренебречь. Поэтому в этих материалах условия локализации процесса разрушения — деформации наступают только на поздних стадиях.

В неоднородных телах картина кардинально меняется. Имеются несколько частных случаев: мелкомасштабные неоднородности ( $L \lesssim h_1$ ); неоднородности среднего масштаба ( $L < h_{op}$ ); неоднородности крупного масштаба ( $L > h_{op}$ ).

---

\* Исключение составляют некоторые материалы, в которых при начале неустойчивости увеличивается коэффициент упрочнения  $\Phi$  (см. рис. 76), в результате чего появляется сравнительно длинная стадия относительной неустойчивости.

Среднемасштабные и мелкомасштабные неоднородности в пластичном (вязком) материале могут быть или результатом дефектов изготовления материала (исходные трещины, царапины, полости, хрупкие включения) или результатом сознательно вводимой неоднородности структуры (включения другой фазы, границы зерен и т. д.). Микротрещины на таких неоднородностях могут зарождаться раньше, чем в основном материале. Рассмотрим условия, при которых из этих микротрещин может зародиться макротрещина [154].

Начнем с мелкомасштабных неоднородностей с размерами  $L \sim l_{\text{суб}}$ . Пусть энергия активации зарождения микротрещины в них  $U_2(\sigma)$  меньше, чем в остальном материале  $U_1(\sigma)$ , их общая доля мала —  $\alpha < 1$ , а их распределение хаотично. Если общее число элементов в теле равно  $N$ , то законы накопления концентрации микротрещин в основном материале  $\dot{n}_{1\text{тр}}(t)$  и во включениях  $\dot{n}_{2\text{тр}}(t)$  имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} \dot{n}_{1\text{тр}}(t) &= N(1 - \alpha) v_0 \exp(-U_1(\sigma)/kT) \\ \dot{n}_{2\text{тр}}(t) &= (\alpha N - n_{2\text{тр}}(t)) v_0 \exp(-U_2(\sigma)/kT) \end{aligned} \right\} \quad (148)$$

В этих выражениях членом  $n_{1\text{тр}}$  можно пренебречь по сравнению с  $N$ , так как разрушение всегда наступает при относительно небольшой общей концентрации трещин; но нельзя пренебречь  $\dot{n}_{2\text{тр}}$  по сравнению с  $\alpha N$ .

В предыдущем разделе было показано, что дилатация из-за трещин в зависимости от их свойств может колебаться в пределах  $10^{-3}$ — $5 \cdot 10^{-2}$ . Относительное число разрушенных объемов  $n_{1\text{тр}}/N$  того же порядка. Но при  $\alpha \sim 10^{-2}$  общее число разрушенных элементов второй фазы может быть велико  $n_{2\text{тр}} \sim \alpha N$ . Пусть для зарождения микротрещины требуется объединение  $s_0$ -микротрещин. Это означает, что  $s_0$  элементов с микротрещинами должны оказаться рядом. Введем характерные времена зарождения микротрещин в матрице  $t_1$  и включениях  $t_2$ :

$$t_i = v_0^{-1} \exp(U_i(\sigma)/kT). \quad (149)$$

Тогда при малых временах  $t < t_i$  решения (148) имеют вид:

$$\dot{n}_{1\text{тр}}(t) \approx [N(1 - \alpha)]t/t_1; \quad \dot{n}_{2\text{тр}}(t) \approx \alpha N t/t_2. \quad (150)$$

При средних временах  $t_2 < t < t_1$ ,  $\dot{n}_{1\text{тр}}(t)$  — то же самое, а



$$\dot{n}_{2\text{тр}}(t) \approx \alpha N. \quad (151)$$

Большие времена  $t > t_1$ , как уже отмечалось, реально недостижимы: тело разрушается при малой общей концентрации микротрещин  $n_{\text{тр}} \ll N$ .

В первом случае общая концентрация микротрещин выражается простой формулой:

$$\dot{n}_{\text{тр}} = \dot{n}_{1\text{тр}} + \dot{n}_{2\text{тр}} = Nt[1 - \alpha + (\alpha t_1/t_2)]/t_1. \quad (152)$$

Следовательно, включения второй фазы существенно изменяют концентрацию трещин при

$$\alpha [(t_1/t_2) - 1] \gg 1. \quad (153)$$

При выполнении этого условия микротрещинами в матрице можно на начальном этапе пренебречь и считать  $n_{\text{тр}} \approx \alpha Nt/t_2$ , а условие зарождения макротрещины записать в виде:

$$N(n_{\text{тр}}/N)^{s_0} \approx 1; \quad t_{\text{л}} = [\alpha^{-1} t_2 (N^{-1})]^{s_0^{-1}}. \quad (154)$$

Это условие справедливо при  $t < t_2$ , т. е. при

$$\alpha < N^{-1/s_0}. \quad (155)$$

Условие (155) является очень важным в физике разрушения материалов с мелкими хрупкими включениями. В предельном случае

$$\alpha_{\text{кр}} = N^{-1/s_0} \quad (156)$$

оно определяет критическую концентрацию хрупких включений, достаточную для зарождения макротрещины. При  $\alpha > \alpha_{\text{кр}}$ , т. е. при выполнении условия (156), макротрещина зарождается рано, при  $t < t_2$ , когда доля разрушенных включений еще мала  $n_{\text{тр}}/\alpha N \ll 1$ . Очевидно, что при  $\alpha > \alpha_{\text{кр}}$  пластичность материала падает, так как макротрещина может зародиться во второй фазе очень рано при  $t < t_2$ .

Если  $\alpha < \alpha_{\text{кр}}$ , то даже разрушение всех включений еще не приведет к зарождению макротрещины. Условие (154) при  $t = t_2$  еще не выполнено, поэтому деформация тела продолжается, что приводит к накоплению микротрещины в матрице. Процесс идет до тех пор, пока суммарная их концентрация не достигнет критической [см. (154)]\*.

$$\dot{n}_{\text{трmax}} \approx N(N^{-1})^{s_0^{-1}}. \quad (157)$$

Отметим, что слово «концентрация» употребляется здесь условно.  $N$  — общее число структурных элементов в теле. Поэтому суммарная критическая концентрация зависит от объема тела

$$\dot{n}_{\text{тр max}}/N = (1/N_0 V)^{1/s_0} \sim V^{-1/s_0} \quad (158)$$

При этих условиях зарождение микротрещин в частицах второй фазы только несколько снижает время образования  $l$ -трещины по сравнению с однородным материалом (примерно на долю, равную  $\alpha N/n_{\text{тр max}}$ ). На рис. 81 приведена схема кинетики накопления микротрещин в материалах с различными концентрациями хрупких включений. Из рис. 81, б видно, что при  $t_2 \ll t_1$  время зарождения  $l$ -трещины при  $\alpha < \alpha_{\text{кр}}$  уменьшается как раз на долю трещин, зарождающуюся за время  $t_2$ :  $t_{1\alpha} \approx \approx t_{1_0} [1 - (\alpha N/n_{\text{тр max}})]$ . На рис. 81, в приведен случай для материала с включениями разных типов или размеров с энергиями активации разрушения  $U_2(\sigma) < U_3(\sigma) < < U_4(\sigma) < U_5(\sigma)$  и объемными долями  $\alpha_2 < \alpha_3 < \alpha_4 < \alpha_5$ . Видно, что усредненная суммарная кривая накопления микротрещин  $b$  идет с уменьшением  $n_{\text{тр}}$  во времени. Такой вид кривых типичен для всех твердых тел в условиях постоянных внешних воздействий. Уменьшение  $\dot{n}_{\text{тр}}$  во времени обычно и объясняют истощением слабых мест, т. е. разрушением элементов с наибольшими внутренними напряжениями и наименьшими  $U(\sigma)$ .

Важно отметить, что  $s_0$  не является постоянной материала даже в том случае, когда сравниваются, например, два образца с разными  $\alpha$  при постоянном напряжении. Действительно, размер  $l$ -трещины, способной создавать достаточные перенапряжения для инициирования зарождения новых микротрещин, зависит от пластических свойств материала, чем они выше, тем больше  $s_0$ .

Этот же вывод можно сформулировать на основе рассмотрения баланса энергий. Уменьшение пластичности уменьшает эффективную поверхностную энергию трещины  $\gamma_{\text{эфф}}$  и, следовательно, ее размеры, начиная с которых рост трещины становится энергетически выгодным.

Увеличение  $\alpha$ , т. е. концентрации частиц второй фазы, повышает и число барьеров для скольжения дислокаций. При этом пластичность уменьшается, сокращается размер пластической зоны и величины деформаций в ней, а, следовательно, увеличиваются локальные напряжения у вершины трещины.

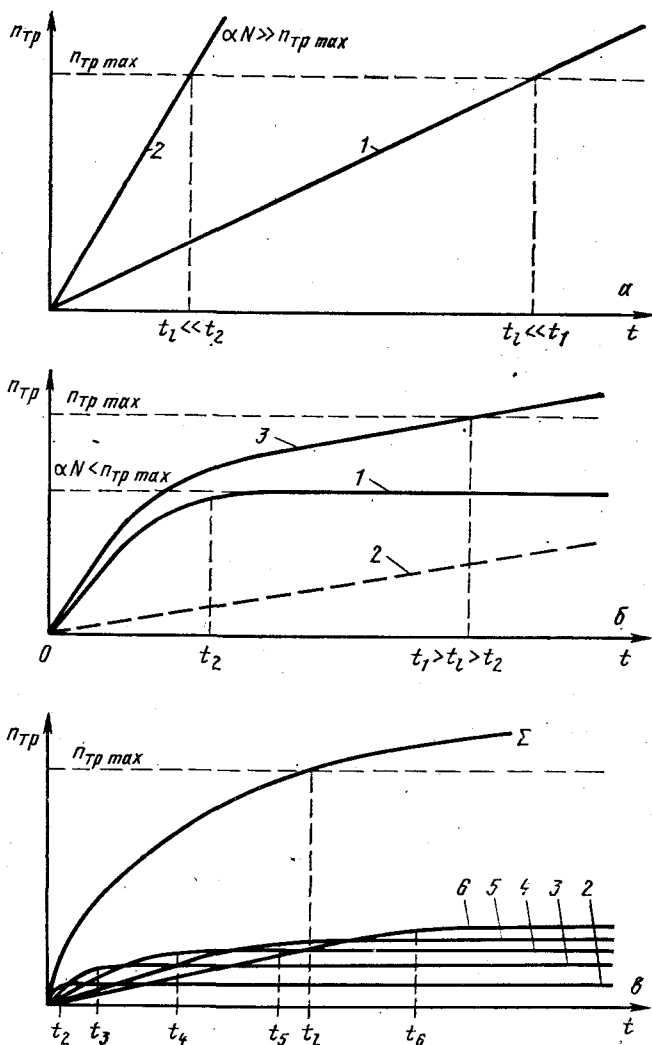


Рис. 81. Кинетика накопления микротрещин в материале с мелкими хаотическими неоднородностями:

$a$  — в однофазном материале со средним временем зарождения микротрещин  $t_1$  (кривая 1) и в двухфазном материале с большим числом элементов второй фазы  $\alpha > \alpha_{кр}$  и средним временем зарождения микротрещин на них  $t_2$  (кривая 2);  $b$  — то же, но при  $\alpha < \alpha_{кр}$  (1 — накопление микротрещин на включениях; 2 — в матрице; 3 — суммарная кривая);  $b$  — в многофазном материале с четырьмя типами включений и временами зарождения микротрещин  $t_1$ — $t_4$  (кривые 2—5). В предельном случае большого числа различных включений или других слабых мест кривая  $n_{tr}(t)$  имеет вид 6

После зарождения  $l$ -трещина развивается по законам, уже описанным выше. Энергия активации зарождения микротрещин в пластической зоне  $U(\sigma_{\text{д}}) = U_l$  может быть как меньше, так и больше энергии активации зарождения  $l$ -трещины. К сожалению, из-за отсутствия надежных теорий пластической зоны (а следовательно, и данных по  $\sigma_{\text{д}}$  и концентраторах напряжений в ней) в настоящее время нельзя написать общих выражений для сравнения  $U_2(\sigma)$  и  $U_l$ . Но качественные результаты очевидны.

Чем меньше  $U_2$  и  $s_0$ , тем больше вероятность того, что  $U_2(\sigma) < U_l$ . В этом случае, макротрещина ( $l$ -трещина), зародившись на группе случайно оказавшихся включений, затем прорастает через материал с низкой их концентрацией. Поэтому энергия активации ее роста увеличивается с  $U_2(\sigma)$  до  $U_l$ , т.е. процесс роста трещины при условии

$$U_2(\sigma) < U_l \quad (159)$$

занимает больше времени, чем ее зарождение (рис. 82). Поэтому условие (159) можно считать условием перехода от рассеянного разрушения к разрушению от вязких трещин. Вернее — от разрушения, при котором основное время уходит на накопление микротрещин (рассеянного повреждения), к разрушению, при котором основное время под нагрузкой тело живет с макро- (т.е.  $l$ -) трещинами.

Перейдем к рассмотрению среднемасштабных неоднородностей  $h_l < L < h_{\text{ор}}$ . Такие неоднородности можно рассматривать просто как совокупность  $L/h_1$  мелкомасштабных неоднородностей, т.е. считать распределение мелкомасштабных неоднородностей не случайным. При временах  $t \sim t_2$  все включения окажутся расколотыми.

Если включения достаточно хрупкие, то они могут раскалываться и при существенно меньших временах  $t < t_2$ , так как образование первой же субмикротрещины в них может вызвать лавинный процесс, заканчивающийся полным расколом всего включения.

В результате нам надо рассмотреть тело с микротрещинами  $h \approx L \gg h_1$ . Размеры  $l$ -трещины определяются свойствами матрицы, так как он практически не зависит от способа ее зарождения. Поэтому вместо  $s_0$  во всех предыдущих формулах появится существенно меньшая величина

$$s_{\text{эфф}} = s_0 h_1 / L. \quad (160)$$

Из формулы, например (154), видно, что это приводит к двум эффектам. Во-первых, существенно уменьшается время зарождения  $l$ -трещины, и, во-вторых, возрастает ее масштабная зависимость. (Напомним, что  $N = N_0 V$ , где  $N_0$  — число элементов в единице объема, при этом  $t_l \sim V^{-1/s_0 \Phi \Phi}$ , по сравнению с более слабой зависимостью  $t_l \sim V^{1/s_0}$ ).

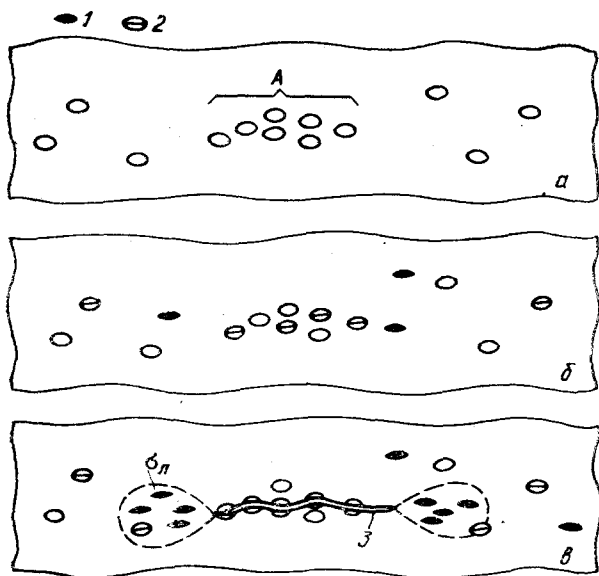


Рис. 82. Схема развития процесса разрушения в материале с рассеянными неоднородностями: а — исходное состояние. А — место с повышенной концентрацией хрупких включений второй фазы; б — начальная стадия рассеянного повреждения; в — основная стадия — рост  $l$ -трещины через основной материал с небольшой концентрацией хрупких включений и микротрещин:

1 — включение; 2 — расколотое включение; 3 — трещина в матрице

Имеется еще третий эффект, о котором мы еще не говорили — рост дисперсии  $t_l$ . Так как процесс зарождения микротрещин — термофлуктуационный, то и само зарождение носит случайный по времени характер, т.е. наблюдается некоторая дисперсия времен зарождения микротрещин. Если  $l$ -трещины состоят из большого числа зародышевых (т.е.  $s_0 \gg 1$ , реально  $s_0 > 10$ ), то дисперсия времен их зарождения из-за термофлуктуационного характера процесса пренебрежимо мала. Снижение  $s$  от

$s_0$  до  $s_{эфф}$  увеличивает эту дисперсию, так что при  $s_{эфф} \lesssim s_0$  она может стать реально наблюдаемой.

Крупномасштабные неоднородности  $L > h_i$  обычно являются дефектами изготовления металла. В крупных отливках или поковках иногда встречаются большие трещины или раковины, выпадения хрупких фаз вдоль границ зерен, большие поверхностные дефекты и т. д. Концентрация напряжений на таких дефектах велика. Поэтому они все могут рассматриваться как исходные макротрещины, развивающиеся с момента нагружения. Разумеется, неоднородности, более прочные, чем матрица с  $U_{02} > U_{01}$  могут вводиться специально с целью упрочнения изделий. В этом случае деформация в матрице может привести к добавочной концентрации напряжений на неоднородности, вследствие чего энергия активации ее разрушения может стать малой:  $U_2(\sigma) < U_1(\sigma)$ . В результате, вместо повышения прочности композиционного материала наблюдается ее падение.

После зарождения  $l$ -трещина растет по одному из механизмов, описанных выше. При этом существенную роль играют термоактивационные процессы. О их природе в настоящее время нет единого мнения. Существующие точки зрения можно разбить на следующие три основных группы.

Продвижение макротрещины контролирует пластическая деформация. Поэтому энергия активации роста трещины — энергия активации пластической деформации  $U(\sigma_l) = U_l$ . Пластическая деформация создает в пластической зоне перенапряженные области и условия для зарождения в ней микротрещин.

Продвижение макротрещины контролируется процессом зарождения в пластической зоне микротрещин. Поэтому  $U_l$ -энергия зарождения (или роста) микротрещин<sup>1</sup>.

Мы склоняемся, скорее, к третьей точке зрения, согласно которой в пластической зоне процессы пластической деформации и разрушения неразделимы. Поэтому наблюдаемая энергия активации  $U_l$  — общая для этих двух процессов энергия, усредненная по ансамблям дислокаций и микротрещин.

---

<sup>1</sup> Правда, если  $U_l$  — энергия роста микротрещин, то эта точка зрения почти совпадает с первой, так как микротрещины растут вследствие пластической деформации. Различие только в виде напряженного состояния, при котором проходит пластическая деформация.

Для квази-хрупкого роста макротрещины, когда зародившаяся микротрещина быстро и хрупко прорастает через материал и сливается с главной (см. рис. 72), этот процесс в большей мере контролируется зарождением микротрещин. Для разрыва тонких фольг и пластин, когда деформация перед трещиной носит трехмерный характер и перед вершиной трещины имеет место существенное пластическое утонение (см. рис. 61), более существенную роль играет пластическая деформация. Тем не менее, процессы в пластической зоне являются прекрасным примером взаимосвязи пластичности и разрушения, взаимосвязи, которая имеет место при любой, достаточной большой деформации.

Система уравнений (125), описывающая кинетику роста макротрещины, аналитически не решена. Экспериментально для докритической (т.е. медленной  $v_{тр} \ll v_{зв}$ ) скорости роста макротрещины обнаружены и обсуждаются две феноменологические зависимости.

Для разрушения в случае вязкого роста трещины обнаружено, что скорость роста трещины подчиняется тем же макроскопическим закономерностям, что и зарождение микротрещин [35]:

$$v_{тр} = v_0 \exp \left[ - (U_0 - \gamma_V \sigma_n) / kT \right], \quad (161)$$

но с другими  $\gamma_{тр}$  и  $\sigma_n^*$ . Эта формула оправдывается для разрушения в условиях ползучести твердых тел в вязком состоянии. Особенно хорошо она описывает скорость роста трещины в пластинах, где деформация носит трехмерный характер.

Физический смысл выражения (161) совершенно ясен: скорость роста макротрещины определяется микропроцессами в ее пластической зоне. Известно, что  $U_0$  это усредненная энергия процесса зарождения и пластического роста микротрещин и пластической деформации. Поэтому процесс роста макротрещины — термоактивационный, а его энергия активации примерно равна энергии активации микропроцессов.

Наименее понятно значение  $v_0$ . Экспериментально обнаружено, что  $v_0 \gg v_{зв}$  (до  $10^4 v_{зв}$ ). Это означает, что между термоактивированным движением дислокации и

---

\* Так как формула (161) — феноменологическая, то в ней нельзя различать одновременно  $\gamma_V$  и  $\sigma$ , поэтому пишут обычно  $\gamma_V \sigma$ , где  $\gamma_{тр}$  — коэффициент перенапряжений в пластической зоне или  $\gamma_V \sigma_n$  — где  $\gamma_V$  имеет тот же смысл, что и в формуле для зарождения микротрещин, а  $\sigma_n$  — локальные напряжения у макротрещины.

макротрещины есть много общих физических черт. Величина предэкспоненциального множителя  $v_0$  в формуле для скорости дислокаций (27)  $v_0 \gg v_{зв}$  объяснялась так, что после термоактивационного отрыва дислокации от какого-либо препятствия (рис. 83, а) она проходит по площади  $\Delta S \gg b^2$ . Этот эффект обусловлен тем, что на площади  $\Delta S$  или совсем нет других препятствий, или они

существенно меньше основных и не влияют сильно на скорость дислокации.

$v_0 \gg v_{зв}$  в (161) заставляет предполагать, что и трещина перемещается на микроскопическом уровне не плавно, а скачками. Формирование каждого нового выброса — термоактивационный процесс зарождения новых микротрещин в матрице или во включениях, тормозящих трещину. Процессы пластического подрастания микротрещин и разрыва перемычек между ними — плавные процессы, аналогичные плавному расширению

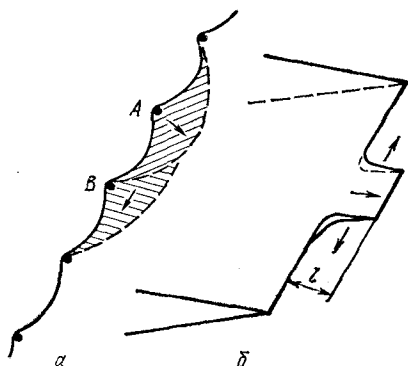


Рис. 83. Аналогия между термоактивированным движением дислокации и макротрещины: а — отрыв дислокации от препятствия А приводит к образованию выброса (парного перегиба) длины  $l$  и ширины, в несколько раз большей среднего расстояния между препятствиями благодаря отрыву от соседних точек закрепления В и т. д.; б — движение макротрещины благодаря образованию и расширению выброса  $l$ , существенно большего межатомных расстояний

парного перегиба на дислокации. Таким образом, распространение вязкой трещины подчиняется обычным физическим законам для движения линейного объекта, движения термоактивационного и в среде с трением (рис. 83, б) [156—159].

Для того чтобы аналогия между дислокацией и трещиной имела бы физическое основание, необходимо, чтобы вершина трещины, как и дислокация, представляла бы собой упругую линию типа натянутой струны. Расчеты показывают, что в энергии трещины действительно есть член, пропорциональный ее длине. Это позволяет ввести линейное натяжение вершины (фронта) трещины.

Для металлов области медленного роста квази-хрупких трещин обычно малы. Поэтому такие исследования



очень затруднены экспериментально. Исследованы только закономерности роста трещин в фольгах и тонких лентах.

В квази-хрупком случае, когда разрушение происходит в условиях малой пластичности всего тела и плоских деформаций в пластической зоне, также наблюдается интервал нагрузок, при которых трещина развивается с медленной скоростью  $v_{тр} \ll v_{зв}$ . Этот интервал подробно исследован механиками. Для него получено выражение типа

$$v_{тр} = v_0^{(1)} \exp(\beta \Delta K^\alpha), \quad (162)$$

где  $v_0^{(1)}$ ,  $\alpha$  и  $\beta$  — постоянные. Здесь  $\Delta K = K_I - K_I^{(1)}$  ( $K_I^{(1)}$  — некоторое предельное значение коэффициента интенсивности напряжений).

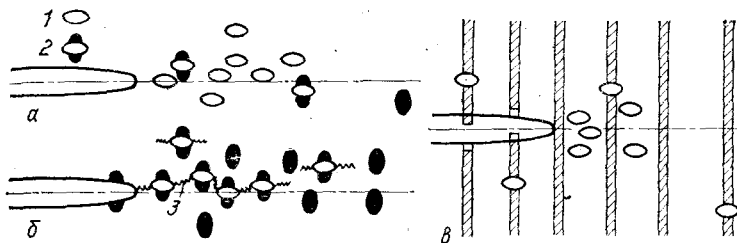


Рис. 84. Три основных типа роста макротрещин: а — рост в материале с низкой концентрацией включений; б — рост в материале с высокой концентрацией хрупких  $U_2 < U_1$  включений; в — рост макротрещины в материале с упрочняющими пластинами, контролирующимися расколом пластин:

1 — трещина в матрице; 2 — расколотое включение

При некоторых значениях  $\Delta K$   $\alpha \approx 1$ . Если предположить, что  $\beta = \beta_0/kT$ ;  $\Delta K \sim K = \sigma \sqrt{h}$  и  $v_0^{(1)} = v_0 \exp(-U_0/kT)$ , то формула (162) перейдет в этом случае в (161) при  $\gamma = \beta_0 \sqrt{h} = \gamma_{тр}$ . Для металлов температурно-силовые зависимости систематически не исследовали. Известные нам работы в этой области, выполненные Алешиным на полимерах, подтверждают правомерность сделанных нами сопоставлений этих формул [160].

Но в классическом виде формула (162) хотя и удобна для практических расчетов, не содержит никакой добавочной информации о микроскопических механизмах роста макротрещины.

Последний вопрос данного параграфа: величина энергии активации  $U_0$ , определяющая скорость роста

макротрещины (см. 161). Очевидно, что при малых концентрациях второй фазы  $\alpha \ll 1$  она будет близка к  $U_1$  — энергии, характерной для матрицы. Если вторая фаза является хрупкой, с  $U_2 < U_1$ , то она не может существенно влиять на  $U_1$  (рис. 84, а). Исключение составляют только очень большие  $\alpha$  (например, 0,2—0,3), когда трещины во второй фазе при полном расколе второй фазы оказываются уже на расстояниях взаимной неустойчивости (рис. 84, б). При этом развитие макротрещины может идти только путем разрушения частиц хрупкой фазы и пластического разрыва перемычек между ними.

При упрочнении более твердой фазой  $U_{20} > U_{10}$  как это обычно бывает в композите, вследствие пластической деформации происходит перераспределение напряжений между матрицей и включениями. Эффективная энергия активации при этом может возрасти:  $U_0 > U_{10}$  (рис. 84, в).

#### 4. Вязко-хрупкий переход

Во многих телах, в том числе, в металлах, при изменении условий их деформирования ( $\epsilon_n$ ,  $T$  и т. д.) или состава наблюдается переход от вязкого вида разрушения к квази-хрупкому. Заметим, прежде всего, что в области условий вязко-хрупкого перехода меняется целый комплекс свойств тела: уменьшается пластичность и поперечное сужение  $\psi$ , увеличивается разброс свойств, проявляется аномальная зависимость характеристических напряжений от температуры и т. д. (рис. 85, а).

Часто наблюдается не одна, а две переходные температуры  $T_{кр1}$  и  $T_{кр2}$  (рис. 85, б). Все это указывает на фундаментальный характер процессов, лежащих в основе явления. Очевидно, что идет конкурентная борьба

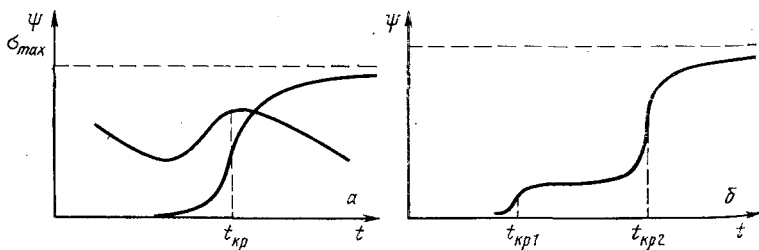


Рис. 85. Схема зависимости критического сужения в шейке  $\psi$  и напряжений от температуры: а — при одной критической температуре  $t_{кр}$ ; б — при двух переходных температурах  $t_{кр1}$  и  $t_{кр2}$

между несколькими процессами, причем процессами термофлуктуационными, на что указывает большой разброс результатов испытаний серий идентичных образцов.

Особо отметим аномальную зависимость характеристических напряжений, например, разрушающего напряжения  $\sigma_{\max}$  (рис. 85, а). Если в областях высоких и низких температур обычно наблюдается падение  $\sigma_T$  с  $T$  (часто — линейное), то вблизи переходной температуры  $\sigma_{\max}$  растет с увеличением  $T$ .

Если для долговечности под постоянным напряжением  $\sigma$  справедлива формула Журкова  $t_p = t_0 \exp[(U_0 - \gamma v \sigma)/kT]$ , то при  $U_0$ ,  $\gamma$  и  $t_p$  — постоянных  $\Delta \sigma \sim \Delta T$ .

Первая физическая модель вязко-хрупкого перехода принадлежит А. Ф. Иоффе [29]. Он заметил, что явление хладноломкости (т. е. переход к хрупкому разрушению при низких температурах) свойственно телам с сильной температурной зависимостью предела текучести  $\sigma_T$  (рис. 86). Если предположить, что разрушение происходит путем силового роста хрупких трещин, то разрушающее напряжение  $\sigma_B \approx \text{const}$ . Тогда кривые  $\sigma_B$  и  $\sigma_T$  пересекаются при некоторой температуре  $T_{кр}$ . При  $T_A > T_{кр}$   $\sigma_T < \sigma_B$ . Поэтому при нагружении тела сначала достигается предел текучести  $\sigma = \sigma_T$  (точка  $A_1$ ) и начинается пластическая деформация. Потом вследствие упрочнения напряжение повышается ( $\sigma > \sigma_T$ ), что соответствует перемещению  $\sigma$  вдоль траектории нагружения  $A_1 A_2$ . При достижении точки  $A_2$ , т. е. при  $\sigma = \sigma_B$  происходит разрушение.

Величина пластической деформации до разрушения определяется длиной промежутка  $A_1 A_2$  и коэффициентом упрочнения  $\phi$ . В простейшем случае линейного упрочнения  $\phi = \text{const}$  и  $\epsilon_{\max} = \Delta \sigma / \phi = (\sigma_B - \sigma_T) / \phi$ . При уменьшении температуры длина отрезка  $A_1 A_2$  уменьшается и  $\epsilon_{\max}$  падает. Наконец, в точке  $T = T_{кр}$   $\Delta \sigma = 0$  и  $\epsilon_{\max} \rightarrow 0$ .

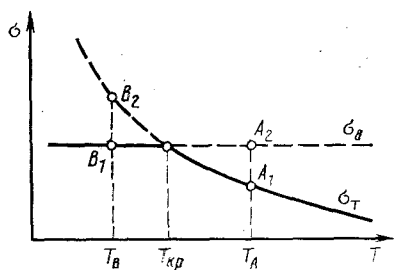


Рис. 86. Схема Иоффе вязко-хрупкого перехода.  $\sigma_B(t)$  и  $\sigma_T(t)$  — кривые зависимости разрушающих напряжений и предела текучести от температуры

В области температур  $T_B < T_{кр}$  при нагружении тела сначала достигается предел прочности —  $\sigma = \sigma_B$  (в точке  $B_1$ ). Тело хрупко разрушается вследствие роста хрупкой трещины из исходного концентратора. Точка  $B_2$  ( $\sigma = \sigma_T$ ) поэтому не достигается, и макроскопическая пластическая деформация невозможна.

Схема Июффе правильно отражает основной элемент вязко-хрупкого перехода — конкуренцию разрушения и пластической деформации. Но она не учитывает кинетический характер процесса разрушения, делая предположение о хрупком разрушении, как о событии, происходящем при  $\sigma = \sigma_B$ . Не учитывает она и изменение самого характера излома при изменении  $T$  (соответствующие экспериментальные факты появились значительно позднее). Сейчас очевидно, что теория вязко-хрупкого перехода должна учитывать радикальное изменение дислокационной структуры вблизи  $T \approx T_{кр}$ , изменение энергоемкости излома, вида и характера пластической зоны и т. д. Детали этих изменений мы обсудим ниже. Здесь ограничимся феноменологическими моделями.

Такие модели должны объяснить следующие экспериментальные факты: уменьшение  $\varepsilon_{max}$  в области  $T \approx T_{кр}$ ,  $\sigma$  (или  $\sigma \approx const$ ),  $\psi$ , увеличение статистического разброса.

Поясним подробнее последний пункт. При испытаниях с  $\varepsilon \approx const$  определяется разрывное напряжение  $\sigma_B$ . Обычно исследуют серию из одинаковых с точки зрения экспериментатора образцов. Это означает, что в образцах нет структурных различий, которые перед началом опыта можно было бы обнаружить имеющимися средствами<sup>1</sup>. Тем не менее, некоторые, хотя и небольшие, структурные различия всегда имеются. Поэтому результаты испытания приводят к ряду значений  $\sigma_{B_1}, \sigma_{B_2}, \dots, \sigma_{B_n}$ . Вклад в этот разброс могут внести и тепловые флуктуации.

При испытаниях на ползучесть  $\sigma = const$  наблюдается разброс во временах до разрыва  $t_{p_1}, t_{p_2}, \dots, t_{p_n}$  (т. е. в долговечности). В области температур  $T > T_{кр}$  этот разброс не велик:  $\Delta \bar{\sigma}_B / \bar{\sigma}_B \ll 1^*$ . Разброс долговечностей на

<sup>1</sup> Из этого определения видно, что понятие одинаковости зависит от имеющегося в распоряжении экспериментатора оборудования.

\* Как обычно, вводится  $\bar{\sigma}_B = \sum_n \sigma_{B_n} / n$ ;  $\Delta \bar{\sigma}_B = \sigma_{B_n} - \bar{\sigma}_B$  и  $\Delta \bar{\sigma}_B = \sum_n |\Delta \sigma_{B_n}| / n$ .

много больше, чем он может достигать одного—двух порядков. Тем не менее разброс логарифмических величин не велик  $\overline{\Delta \ln t_p} / \overline{\ln t_p} \ll 1$ .

Например, при средней долговечности  $t_p = 10^7$  с отдельные образцы могут рваться за время в пределах от  $(10^6 - 3 \cdot 10^6)$  до  $(3 \cdot 10^7 - 10^8)$  с. Интервал  $(10^6 - 10^8)$  с равен двум порядкам, а  $(3 \cdot 10^6 - 3 \cdot 10^7)$  с — одному. Для приведенного примера интервала времен  $(3 \cdot 10^6 - 3 \cdot 10^7)$  с логарифмический разброс порядка  $[(6.5 - 7) + (7.5 - 7)] / 2 \cdot 7 \approx 0.06 \ll 1$ .

В области вязко-хрупкого перехода разброс резко увеличивается:  $\Delta \sigma_v / \bar{\sigma}_v$  может достигать 5—10 % и более. Еще больше может возрасти разброс долговечности:  $\Delta t_p \approx t_p$ . В предельном случае при  $T \approx T_{кр}$  около 50 % образцов рвется в процессе нагружения ( $t_p \rightarrow 0$ ), а 50 % вообще не разрушаются ( $t_p \rightarrow \infty$ ).

Физическая модель вязко-хрупкого перехода была предложена В. А. Степановым [37]. Все сделанные им эксперименты подтвердили правильность основных ее положений. Модель исходит из конкуренции двух кинетических процессов — разрушения и пластической деформации. Если при  $T > T_{кр}$  скорость процесса пластической деформации выше, чем у процесса разрушения, то микропластическая деформация успевает пройти около всех концентраторов раньше, чем там начнется разрушение. В результате напряжения около концентратора уменьшаются. В области  $T > T_{кр}$  пластическая деформация пройти не успевает и разрушение происходит при максимальных локальных напряжениях.

С феноменологической точки зрения скорость разрушения  $\dot{\epsilon}_p$  — величина, обратная долговечности  $t_p$ :

$$t_p = t_0 \exp [(U_0 - \gamma_v \sigma) / kT] \Rightarrow \dot{\epsilon}_p \sim t_0^{-1} \times \\ \times \exp [-(U_0 - \gamma_v \sigma) / kT], \quad (163)$$

где коэффициент  $\gamma_v$  описывает локальные перенапряжения. Следовательно, роль пластической деформации сводится к изменению коэффициента  $\gamma_v$ :

$$\gamma_v = \gamma_{0v} < \gamma_{1v} \text{ при } T > T_{кр}; \quad \gamma_v = \gamma_{1v} \text{ при } T < T_{кр};$$

и  $\gamma_{0v} < \gamma_v < \gamma_{1v}$  — увеличивается в области вязко-хрупкого перехода при уменьшении  $T$  в области  $T \sim T_{кр}$ , т. е. модель предполагает различные энергии активации процессов пластической деформации и разрушения. Это

предположение не противоречит экспериментальному факту, по которому скорость ползучести  $\dot{\epsilon} \sim \dot{\epsilon}_p$ , так как для релаксации локальных напряжений нужна только микропластическая деформация, энергия активации которой может быть намного меньше, чем для макроползучести.

Для иллюстрации этих положений приведем предложенную нами феноменологическую расчетную модель [161]. Пусть процесс разрушения с самого начала локализован в объеме (для хрупкого разрушения это почти всегда справедливо).

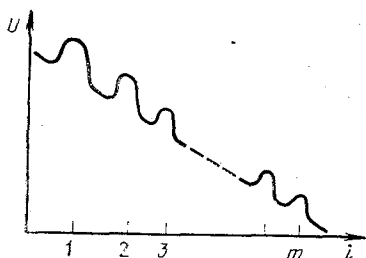


Рис. 87. Схема последовательных потенциальных барьеров, описывающих развитие термоактивационного процесса разрушения

лизован в объеме (для хрупкого разрушения это почти всегда справедливо). Последовательные этапы процесса, например, последовательные положения фронта трещины, будем описывать перемещением точки в фазовом пространстве через потенциальные барьеры  $U_i$  ( $i=0, 1, 2, \dots$ ). Преодоление потенциальных барьеров происходит благодаря совместному дей-

ствию локальных напряжений  $\sigma_{\text{л}}$  и тепловых флуктуаций. Высота барьеров с  $i > m$  пренебрежимо мала, так что временем их преодоления можно пренебречь (рис. 87). Общий наклон потенциальной кривой  $U_i$  определяется уменьшением суммарной энергии за счет работы приложенных напряжений, высота барьеров — локальными препятствиями. В качестве примера можно привести разрушение частиц или волокон более прочной фазы, лежащих на пути макротрещины.

Основная идея модели связана с зависимостью высоты потенциальных барьеров от времени  $U_i = U_i(t)$ . При этом обычно природа препятствий не меняется, но эффективная высота  $U_i(\sigma_{\text{л}})$  может меняться из-за изменения локальных напряжений  $\sigma_{\text{л}} = \sigma_{\text{л}}(t)$ .

Известны случаи изменения и самого характера препятствий. Так, в область перед вершиной трещины могут диффундировать атомы примеси, ослабляющие межатомные связи и, следовательно, уменьшающие эффективную поверхностную энергию  $\gamma_{\text{эфф}}$ . Уменьшение  $\gamma_{\text{эфф}}$  по любой из моделей понижает потенциальный барьер для зарождения микротрещин, т. е.  $U_i$ .

Пусть среднее время перехода через  $i$ -тый барьер (например, зарождения  $i$ -той микротрещины),

$$t_{ip} = t_0 \exp \{ [U_i - \gamma_V \sigma_L(t)] / kT \}. \quad (164)$$

В соответствии с экспериментами по релаксации внутренних напряжений,  $\sigma_L$  убывает по логарифмическому закону.

В целях упрощения расчетов можно предположить, что  $\sigma_L$  делится на релаксирующую  $\sigma_{\text{рел}}$  и нерелаксирующую  $\sigma_{\text{н.рел}}$  части, причем переход от  $\sigma_L(t=0) = \sigma_{\text{н.рел}} + \sigma_{\text{рел}}$  к  $\sigma_L(t \rightarrow \infty) = \sigma_{\text{н.рел}}$  происходит по линейному закону:

$$\sigma_L(t) = \begin{cases} \sigma_{\text{н.рел}} + \sigma_{\text{рел}} (1 - t/t_{\text{рел}}); & t < t_{\text{рел}} \\ \sigma_{\text{н.рел}} & t \geq t_{\text{рел}}, \end{cases} \quad (165)$$

где  $t_{\text{рел}}$  — время релаксации.

Поскольку процесс релаксации состоит из перемещения большого числа дислокационных отрезков, то мы можем ограничиться средним значением  $t_{\text{рел}}$ , несмотря на термоактивационный характер каждого перемещения.

Учтем возможность разброса для движения изображающей точки по потенциальному рельефу  $U_i$  (т. е. для развития процесса разрушения). Введем с этой целью вероятность  $F_m(t)$  перехода трещины из начального состояния  $i=0$  в конечное  $i=m$  за время, не больше  $t$ . Так как переходы через барьеры происходят за времена, малые по сравнению с временами ожидания переходов, то сами переходы можно считать независимыми и для  $F(t)$  написать уравнение, аналогичное уравнению Смолуховского:

$$F_m(t) = \int_0^t F_{m-1}(t') F_{m-1,m}(t, t') dt', \quad (166)$$

где  $F_{m-1,m}(t, t')$  — вероятность перехода через барьер  $m$  в интервале времени  $(t', t)$ :

$$F_{m-1,m}(t) = 1 - \exp \left( - \int_0^t dt' / \tau_m(t_1) \right) = 1 - \exp(-I_m(t)). \quad (167)$$

Ограничимся в дальнейшем для простоты изложения случаем, когда высоты всех  $m$ -барьеров равны<sup>1</sup>. Решение уравнения (166) для таких барьеров имеет вид

$$F_m(t) = \int_0^{I(t)} \exp(-x) x^{m-1} (dx / \Gamma(m)), \quad (168)$$

<sup>1</sup> Можно показать, что  $m$  реальных равновысоких барьеров заменяются  $m_0$  одинаковыми барьерами без потери общности. Основное условие замены — одинаковость средних времен прохождения всей цепочки из  $m$  или  $m_0$  барьеров.

где  $I(t)$  определяется выражением (167) и не зависит от  $m$ ;  $\Gamma(m)$  — гамма-функция.

Средняя долговечность также определяется простым выражением

$$\int_0^{\bar{t}_p} dt/t_{1p}(t) = m, \quad (169)$$

где  $t_{1p}(t)$  — время ожидания перехода через один барьер, определяемое выражением (164).

В момент приложения нагрузки в месте возможного зарождения микротрещины или в вершине уже имеющегося концентратора возникает локальное напряжение  $\sigma_{\text{л}}(0)$ , которое затем релаксирует по закону (165). В зависимости от материала и внешних условий процесс разрушения может происходить или при почти неизменных локальных напряжениях, или при напряжениях, существенно уменьшенных благодаря релаксации. Первый случай реализуется при  $\bar{t}_p \ll t_{\text{рел}}$ , второй — при обратном условии  $\bar{t}_p \gg t_{\text{рел}}$  (рис. 88).

Для сравнения с экспериментальными данными удобно ввести функцию  $f_m(t)$  — вероятность разрушения в интервале  $t \div (t+dt)$ . В соответствии с обычной связью между  $F(t)$  и  $f(t)$

$$f_m(t) = \{\exp[-I(t)]\} [I(t)]^{m-1} / \Gamma(m) t_{1p}(t). \quad (170)$$

Введем, кроме того, времена  $t_{p(\text{рел})} = t_{1p}(\infty)$  и  $t_{p(\text{н.рел})} = t_{1p}(0)$  — средние времена перехода через барьер в релаксированном и нерелаксированном состоянии, безразмерное время  $\tau = t/t_{p(\text{н.рел})}$  и время релаксации  $\tau_{\text{рел}} = t_{\text{рел}}/t_{p(\text{н.рел})}$ , а также параметр  $s = \gamma v \sigma_{\text{рел}}/kT$ , описывающий глубину релаксации, т. е. отношение увеличения высоты потенциального барьера вследствие релаксации к средней тепловой энергии. При  $s \gg 1$  изменение характеристических времен разрушения вследствие релаксации велико. Рассмотрим различные частные случаи.

**Слабая релаксация.** В предельном случае отсутствия релаксации  $I(t) \approx t/t_{p(\text{н.рел})}$  из (168), следует, что  $F_m(t)$  является Г-распределением с параметрами  $m$  и  $t_{p(\text{н.рел})}$

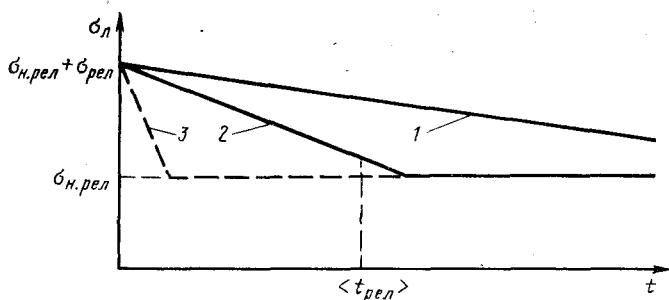


Рис. 88. Зависимость локальных напряжений  $\sigma_{\text{л}}$  от времени для различных скоростей релаксационного процесса:

1 — малая скорость (большие времена):  $t_{\text{рел}} \ll \bar{t}_p$ ; 2 — средняя скорость:  $t_{\text{рел}} \sim \bar{t}_p$ ; 3 — большая скорость:  $t_{\text{рел}} \gg \bar{t}_p$



средняя долговечность  $\ln f_m(\tau)$  равна  $\bar{t}_p = m t_{p(n, \text{рел})}$  — простой сумме средних времен перехода через один барьер. Плотность вероятности распределения долговечностей  $f_m(t)$  является простой одногорбой кривой, быстро затухающей при удалении  $\tau$  от 1 (рис. 89, кривая 1), т. е. при удалении  $t_p$  от  $t_{p(n, \text{рел})}$ .

В реальных условиях релаксация всегда идет, хотя и может быть пренебрежимо малой. Для приближений (165) и  $I \neq I_m$  можно получить

$$I(t) = \frac{k T t_{\text{рел}}}{t_{p(n, \text{рел})} \Delta V \sigma_{\text{рел}}} \left[ 1 - \exp \left( - \frac{\gamma_V \sigma_{\text{рел}} t}{k T t_{\text{рел}}} \right) \right] + \\ + \frac{t - t_{\text{рел}}}{t_{p(n, \text{рел})}} \theta(t - t_{\text{рел}}) = \frac{\tau_{n, \text{рел}}}{s} \left[ 1 - \exp \left( \frac{s \tau}{\tau_{n, \text{рел}}} \right) \right] + \\ + \frac{\tau - \tau_{\text{рел}}}{e^s} \theta(\tau - \tau_{\text{рел}}), \quad (171)$$

где  $\theta(x) = \begin{cases} 1, & x > 0 \\ 0, & x < 0 \end{cases}$  — обычная ступенчатая  $\theta$ -функция.

Видно, что при  $t_{\text{рел}} \rightarrow \infty$   $I(t) = t_{p(n, \text{рел})}$ , что уже использовалось выше. Из (169) средняя долговечность равна

$$\bar{t}_p = m t_{p(n, \text{рел})} [1 + (s_m / 2 \tau_{\text{рел}})], \quad (172)$$

т. е. несколько увеличивается. Более существенно изменение функции плотности вероятности  $f_m(t)$ . На ней появляется плато в области больших долговечностей  $\tau > 1$  (рис. 89, кривая 2). Физический смысл плато следующий. Релаксация напряжений не вызывает слабого увеличения долговечности всех образцов в соответствии с выражением (172). Напротив увеличивается долговечность небольшой их части, определяемой высотой плато, в которой из стохастических причин разрушение задерживалось и появилась существенная релаксация. Высота плато тем больше, чем больше  $s_m / 2 \tau_{\text{рел}}$ , т. е. чем меньше относительное время релаксации.

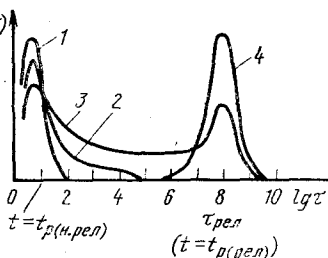


Рис. 89. Распределение плотности вероятности разрушения для скоростей релаксации:

1 — отсутствие релаксации  $t_{\text{рел}} \rightarrow \infty$ ,  $\bar{t}_p \approx m t_{p(n, \text{рел})}$ ; 2 — малая скорость релаксации  $t_{\text{рел}} \gg \bar{t}_p$ ; 3 — средняя скорость релаксации  $t_{\text{рел}} \approx \bar{t}_p$ ; 4 — большая скорость релаксации  $t_{\text{рел}} \ll \bar{t}_p$ ,  $\bar{t}_p \approx m t_{p(\text{рел})}$

Рассмотрим противоположный случай очень быстрой релаксации  $t_{\text{рел}} \rightarrow 0$ . Вывод, аналогичный предыдущему, дает  $\bar{t}_p = m t_{\text{р(рел)}}$ . Если  $\sigma_{\text{н,рел}} \sim \sigma$  (что обычно справедливо), то зависимость  $\ln \bar{t}_p$  от  $\sigma$  линейная (как и для отсутствия релаксации), но с углом наклона, существенно меньшим. Функция распределения долговечностей описывается, как и в предыдущем случае, Г-распределением, но уже с параметрами  $m$  и  $t_{\text{р(рел)}}$  (рис. 89, кривая 4). Поэтому кривая  $f$  сдвинута в сторону больших долговечностей. Хотя абсолютная дисперсия кривой увеличивается, относительный ее разброс сохраняется.

Переходные условия  $t_p \approx t_{\text{рел}}$ , при которых скорость релаксационных процессов того же порядка, что и основного. Поскольку расчеты в этом случае несколько сложнее, ограничимся приведением конечных результатов. На рис. 89, кривая 3 для этого случая изображена функция распределения  $f(\tau)$ . Видно, что кривая имеет два максимума с плато между ними.

Первый максимум при малых  $\tau \sim 1$  связан с возможностью разрушения образцов при начальном локальном перенапряжении ( $\sigma_{\text{л}} = \sigma_{\text{н,рел}} + \sigma_{\text{рел}}$ ), т. е. без существенной релаксации, второй максимум — с разрушением образцов при полностью срелаксированном напряжении  $\sigma_{\text{л}} = \sigma_{\text{н,рел}}$ , а плато между ними — при частично срелаксированных напряжениях  $\sigma_{\text{н,рел}} < \sigma_{\text{л}} < \sigma_{\text{н,рел}} + \sigma_{\text{рел}}$ .

Численные расчеты графиков  $f_m(t)$  для различных значений параметров  $m$  и  $s$  привели к следующим результатам: а) увеличение числа потенциальных барьеров  $m$  понижает высоту первого максимума и плато при прочих равных условиях (напомним, что  $m = m_0$  — числу эффективных равновысоких барьеров, так что  $m_0 = 3-10$  может соответствовать числу реальных барьеров  $m > 10^2-10^3$ ); б) увеличение относительной скорости релаксации уменьшает высоту первого и увеличивает высоту второго максимума; в) увеличение глубины релаксации  $s = \gamma v_{\text{срел}}/kT$  уменьшает высоту плато и увеличивает расстояние между максимумами; г) кроме разброса характеристических времен (например, долговечностей) из-за термоактивационного характера процесса существенный разброс возможен из-за структурных различий. Хотя идентичность образцов контролируется обычно весьма тщательно и всеми доступными методами, некоторые структурные различия всегда остаются. Это и различие в форме, размерах и распределении зе-

рен, неоднородности химического состава, разные дефекты типа царапин или пор.

Для области вязкого разрушения эти небольшие различия обычно не очень существенны, так как релаксационные процессы быстро выравнивают неоднородности полей напряжений. Но в области  $T < T_{кр}$  неоднородности структуры приводят к так называемому технологическому разбросу (например, к увеличению дисперсии  $t_p$  относительно  $\langle t_p \rangle$ ). Для областей вязкого и хрупкого разрушения технологический разброс может быть существенно больше термофлуктуационного. Но в области вязко-хрупкого перехода термофлуктуационный разброс приводит к качественно новому эффекту — двухгорбому распределению вероятности разрушения.

Исследование показывает, что в условиях действия обоих факторов, — термофлуктуационного и технологического разбросов, — двухгорбый характер кривой  $f(\tau)$  сохраняется, рассогласие между максимумами, как и ранее, определяется глубиной релаксации  $s$ , но дисперсия каждого максимума соответствует технологическому разбросу.

По смыслу функции  $f(t)$  вероятность разрыва образца в интервале  $(t_1, t_2)$  есть  $\int_{t_1}^{t_2} f(t') dt'$ .

Если значения  $f(t)$  в каком-либо интервале слишком малы [например, в области плато  $f(t) = 10^{-8} \text{ с}^{-1}$ ], а сам интервал не очень велик (например  $\Delta t = 10^3 \text{ с}$ ), то вероятность наблюдения разрыва в этом интервале пренебрежимо мала:  $P(\Delta t) = f(t) \Delta t = 10^{-5}$ . Если испытывается  $n = 10^2$  образцов, то с вероятностью 99,9 можно утверждать, что в интервале времен  $\Delta t$  разрывов наблюдаться не будет.

Другое экспериментальное ограничение — время эксперимента. Минимальное время лимитируется нагружением, обычно оно порядка  $(10^{-1} - 1) \text{ с}$ , хотя сейчас уже есть эксперименты с  $t_p \sim 10^{-6} \text{ с}$ , но все закономерности там значительно сложнее из-за динамических эффектов. Максимальное время обычно колеблется от нескольких дней, до нескольких лет. Поэтому не все участки кривой удастся наблюдать экспериментально. Основные примеры реальных экспериментальных примеров приведены на рис. 90. Схема на рис. 90, а соответствует случаю с небольшой глубиной релаксации (небольшие  $s$ ). В этом случае максимумы расходятся не сильно ( $t_{\text{рел}}/t_{\text{нер}} \approx$

$\approx \exp s$ ), высота плато большая. Поэтому большая часть экспериментальных точек может попасть в реальный интервал измерений ( $t_{\min}, t_{\max}$ ), т. е. все образцы разорвутся за конечные времена. На зависимости  $\ln \bar{t}_p - \sigma$  точки

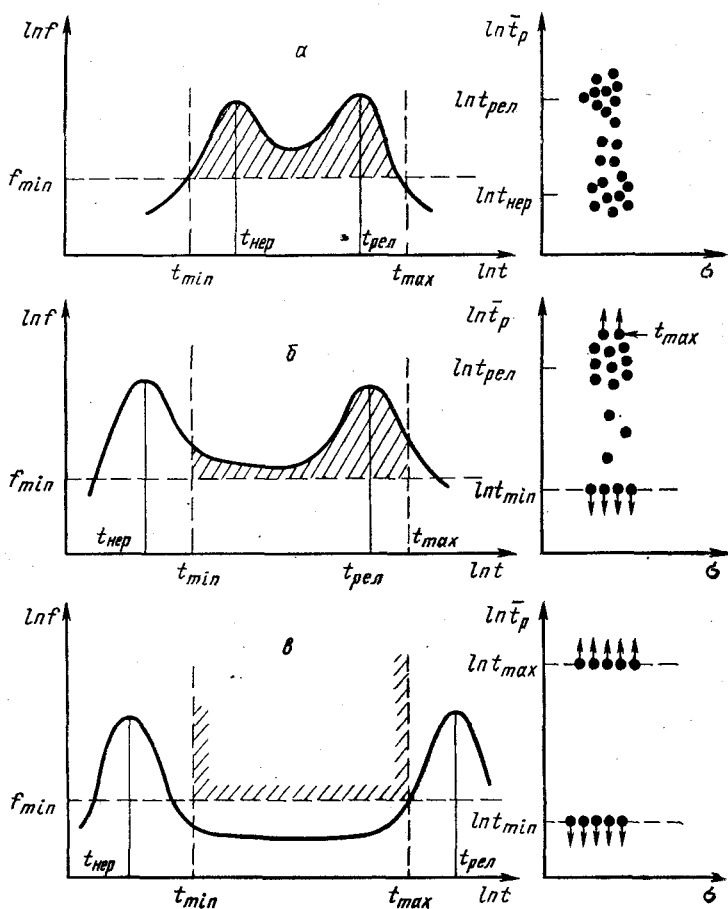


Рис. 90. Схемы соотношения основных параметров процесса разрыва и наблюдения в области вязко-хрупкого перехода  $T \approx T_{кр}$ :

$\alpha$  — малая глубина релаксации  $t_{p(рел)} < t_{\max}$ ,  $t_{p(н.рел)} > t_{\min}$ ;  $\delta$  — средняя глубина релаксации  $t_{p(рел)} < t_{\max}$ , но  $t_{p(н.рел)} < t_{\min}$ ;  $\sigma$  — большая глубина релаксации  $t_{p(рел)} > t_{\max}$ ;  $t_{p(н.рел)} < t_{\min}$ .

Заштрихованы участки кривых релаксаций, наблюдаемые экспериментально, как конечные времена разрыва. Справа изображены схемы распределения экспериментальных точек. Точками со стрелкой вниз обозначены разрывы образцов в процессе нагружения. Точками со стрелкой вверх — неразрушившиеся за время наблюдения  $t_{\max}$  образцы.

образуют два облака сгущений — вблизи  $t_{\text{рел}}$  и  $t_{\text{нер}}$ . Между этими облаками располагаются отдельные точки, соответствующие плато. Доля этих точек соответствует отношению площади плато к площадям максимумов (в обычной, — не логарифмической, — системе координат).

Рис. 90, б отвечает случаю средних релаксаций, когда расстояние между максимумами больше интервала наблюдения:  $(\ln t_{\text{рел}} - \ln t_{\text{нер}}) / (\ln t_{\text{мах}} - \ln t_{\text{мин}}) > 1$ .

В этом случае один из максимумов не попадает в интервал наблюдения (на рисунке  $t_{\text{нер}}$ ). Высота плато также меньше, вследствие чего уменьшается число точек в интервале  $(t_{\text{мин}}, t_{\text{рел}})$ . Образцы, соответствующие первому максимуму разрушаются в процессе нагружения.

Тем не менее, важно, что наблюдается некоторое число точек, отвечающих разрыву за конечные времена  $(t_{\text{мин}}, t_{\text{рел}})$ . Иногда такие точки встречаются и для случая, когда оба максимума не попадают в интервал измерений. Очевидно, что разрыв за конечные времена в случае хрупкого разрушения свидетельствует о термофлуктуационной природе процесса даже при низких температурах.

Наконец, на рис. 90, в приведен пример кривой  $f(t)$  для случая больших глубин релаксации ( $s \gg 1$ ). В этом случае может оказаться, что ни один из участков кривой  $f(t)$  не попадает в наблюдаемый интервал конечных значений долговечности. Часть образцов разрушается в процессе нагружения, другая не разрушается совсем.

При этих условиях кинетический характер процесса разрушения затухевывается. Образцы ведут себя так, как если бы разрушение было чисто силовым: если в них есть критический дефект — разрушаются и наоборот. Зависимости, представленные на рис. 90, в, характерны для многих конструкционных металлов. Их часто используют для обоснования отсутствия кинетического характера процесса разрушения.

Изменение условий нагружения при тех же внешних условиях  $T$  и  $\sigma$  может снова проявить кинетический характер. Так было в опытах В. А. Степанова, когда испытания проводили в усталостном режиме со специальной формой цикла.

Таким образом, представление о конкуренции двух кинетических процессов, — микропластической деформации и разрушения, — объясняет статистические закономерности экспериментов в переходной области  $T \approx T_{\text{кр}}$ .

Кроме этих особенностей, отметим, что в области вязкого перехода с повышением  $T$  существенно падают локальные напряжения — от  $\sigma_{н.рел} + \sigma_{рел}$  до  $\sigma_{н.рел}$ . Чтобы скомпенсировать их нужно увеличивать прикладываемые напряжения. Так объясняется аномальный ход температурной зависимости  $\sigma$  в области  $T \approx T_{кр}$  (рис. 85, а). Эффект роста  $\sigma$  с  $T$  тем больше, чем больше глубина релаксации. Предложенная схема позволяет объяснить аномальный ход зависимости  $\sigma$ — $T$  не только качественно, но и количественно. Более сложным является описание изменения  $\psi$ .

## 5. Хрупкое разрушение

Хрупким называется разрушение, происходящее при очень малой (часто, нулевой) суммарной пластической деформации образца или детали ( $\epsilon_{max} < 0,2\%$ ). Такие разрушения в реальных деталях и конструкциях приводят к наиболее катастрофическим результатам, так как ничто обычно не предупреждает о начавшемся разрушении или его опасности. В последнее время число хрупких разрушений несколько возросло, что связано с двумя главными факторами: повышением рабочих напряжений в деталях и конструкциях и уменьшением рабочих температур. Последний фактор особенно существен в Сибири, областях приполярного круга и БАМа.

С физической точки зрения все случаи разрушений с малыми  $\epsilon_{max}$  можно подразделить на три группы: квази-хрупкое разрушение от микротрещин; квази-хрупкое разрушение от исходных концентраторов напряжений; хрупкое разрушение от исходных концентраторов напряжений.

Если тело в исходном состоянии не имеет больших концентраторов напряжений с  $L \leq h_{Гр}$ , то даже при отсутствии релаксации разрушения не произойдет без предварительной пластической деформации. В гл. III отмечалось что при слиянии одноименных дислокаций зарождается дислокационная трещина с одной острой вершиной и высокой концентрацией напряжений в ней.

Дальнейшее развитие дислокационной трещины зависит от способности материала к релаксационным процессам и дефектной структуре. Вершина трещины может затупиться путем потоков точечных дефектов; испускания дислокаций из вершины; захвата вершиной трещины дислокаций противоположного знака.

Два первые процесса зависят от свойств индивидуальных дефектов, — точечных и дислокаций, — вблизи свободной поверхности, в основном, от собственных энергий их ядер и потенциальных барьеров для перемещений. К сожалению эти свойства, в настоящее время исследованы еще недостаточно. Наибольшее практическое значение сейчас имеет зависимость закона роста трещины от предварительно созданной дислокационной структуры.

На рис. 78 приведена схема роста дислокационной трещины благодаря сваливанию в нее одноименных дислокаций. Из этой схемы ясно, что для такого роста необходим крупномасштабный характер дислокационной структуры ( $l_{\text{суб}} > h_{\text{гр}}$ ). В противном случае в объеме с размерами  $\sim h_{\text{гр}}$  не хватит дислокаций одного знака для подпитки роста трещины. Наоборот, трещина встретит на своем пути дислокации противоположного знака, поглотит их, ее вершина затупится и трещина стабилизируется. Таким образом, открывается возможность управления прочностными свойствами (например, температурой вязко-хрупкого перехода путем предварительного создания дислокационных структур, стабилизирующих трещины).

Если условие  $l_{\text{суб}} > h_{\text{гр}}$  выполняется, то микротрещина может зародиться и дорасти до неустойчивого размера  $h > h_{\text{гр}}$  без затупления вершины, так как релаксации нет, но  $h_{\text{гр}} \approx h_{\text{ор}} \approx h_{\sigma}$ , трещина теряет механическую стабильность при  $h \approx h_{\text{гр}}$ . Как для зарождения, так и для роста микротрещины нужна пластическая деформация. Оценим ее.

Размер  $h_{\text{гр}} \approx 2\gamma E \cdot \sigma^{-2}$ ,  $\gamma \approx Gb/8$ . В трещину собираются дислокации из слоя толщиной  $\sim l$  (длины свободного пробега). Если трещина — дислокационная, то  $h_{\text{гр}} \approx \approx n^2 b/2$  и  $n^2 b/2 \approx \gamma E/2\sigma^2$ . Напомним, что гриффитсовский размер дислокационной трещины в 4 раза меньше. Тогда при  $G \approx E/2$   $n \approx \sqrt{\gamma E/\sigma^2 b} \approx G/2\sigma$ .

Плотность дислокаций одного знака в месте зарождения микротрещины велика:  $\rho \approx \Delta\rho$ . Поэтому  $\rho \approx n/h_{\text{гр}} l$ .

Следовательно, величина пластической деформации до разрушения будет порядка  $\epsilon_{\text{max}} \approx \rho b l = n b l / h_{\text{гр}} l \approx \approx G/2\sigma$  ( $\sigma^2 b/\gamma E$ )  $\approx 4\sigma/E$ . Коэффициент 4, разумеется, является превышением точности. Можно утверждать только, что  $\epsilon_{\text{max}} = \alpha(\sigma/E)$ , где  $\alpha = 1-10$  в зависимости от деталей дислокационной структуры. Для хрупких материалов обычно  $\sigma \approx 10^{-2} E$ , откуда  $\epsilon_{\text{max}} = 1-10\%$ .

На самом деле  $\epsilon_{\max}$  — локальная деформация. По смыслу ее введения это деформация в микрообъемах размерами  $\sim h_{\text{Гр}}$ . Средняя по всему телу деформация существенно меньше. Ее значение оценить нельзя, так как она сильно зависит от материала и условий деформации. В случае вязкого разрушения неоднородность обычно не велика, локальная деформация редко превышает величину средней в 2 или 3 раза. При такой степени неоднородности  $\epsilon_{\max} = 3-5\%$  для квазихрупкого случая. Это значение в действительности и является верхним пределом для квази-хрупких материалов. В качестве примера можно указать на щелочно-галлоидные кристаллы.

При степени неоднородности  $\sim 10$  максимальная общая деформация снижается до  $0,1-1\%$ , что типично для металлов типа чугуна. При больших неоднородностях ( $\geq 100$ ) суммарной деформацией можно пренебречь, так как она меньше  $\epsilon_{\text{т}} = 0,2\%$ , значения, принимаемого за начало пластической деформации.

Разрушение благодаря квази-хрупкому росту макротрещины из исходного дефекта является основным опасным фактором для большинства конструкционных материалов при низких температурах ( $T \lesssim 0,3T_{\text{пл}}$ ). Эти разрушения происходят при напряжениях, меньших предела текучести  $\sigma \lesssim (0,6-0,7)\sigma_{\text{т}}$ , поэтому средняя пластическая деформация пренебрежимо мала:  $\epsilon_{\max} \approx 0$ .

Очевидно, что для выполнения этих условий необходимо, чтобы размеры исходного дефекта были бы достаточно велики:  $h_{\text{Ор}} \geq L > h_{\text{Гр}}$ .

В этом случае условия страгивания макротрещины удобнее описывать термином коэффициента интенсивности напряжений:  $K_{\text{I}} > K_{\text{Ic}}$ . После страгивания трещина некоторое время растет со сравнительно небольшой скоростью:  $v_{\text{тр}} \ll v_{\text{зв}}$ . На стадии медленного роста происходит постепенная перестройка пластической зоны из объемной в плоскую, степень релаксации падает, напряжения возрастают, процесс разрушения в пластической зоне ускоряется. В результате скорость макротрещины возрастает. При некоторых значениях всех перечисленных выше параметров трещина теряет устойчивость и ее скорость резко возрастает до  $v_{\text{тр}} = (0,3-0,4)v_{\text{зв}}$ . При этом развитие трещины — хрупкое, т. е. энергоемкость разрушения резко падает до значений порядка энергии свободной поверхности.



Переходная стадия с  $v_{тр} \ll v_{зв}$  на металлах занимает обычно очень небольшой участок. Поэтому страгивание трещины с практической точки зрения обычно означает разрушение образца или детали. Это и оправдывает применение механических критериев типа  $K_{Ic}$  для определения условий устойчивости квази-хрупких тел, критериев, не учитывающих термоактивационную природу процессов.

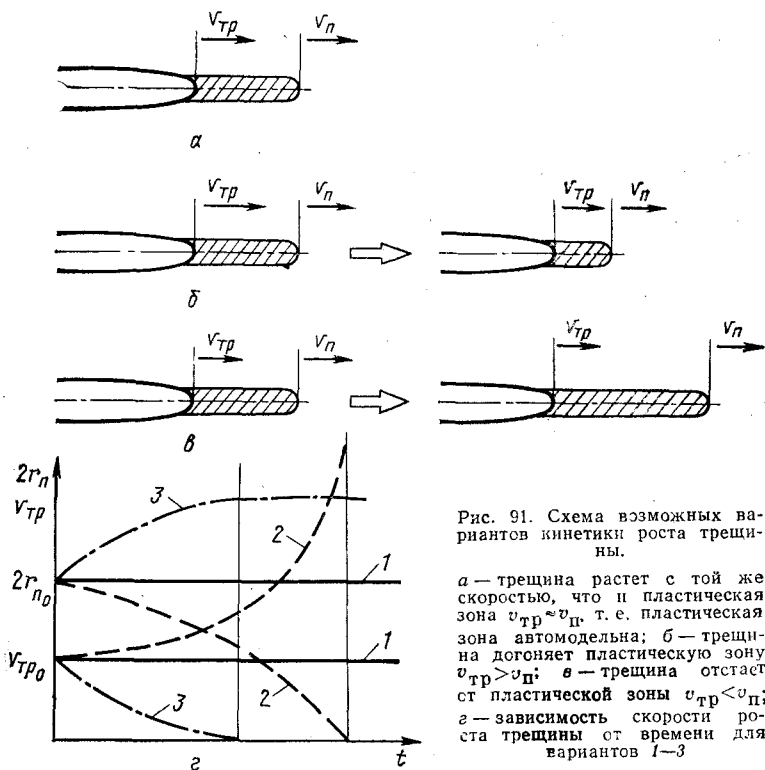


Рис. 91. Схема возможных вариантов кинетики роста трещины.

*a* — трещина растет с той же скоростью, что и пластическая зона  $v_{тр} \sim v_n$ , т. е. пластическая зона автомодельна; *б* — трещина догоняет пластическую зону  $v_{тр} > v_n$ ; *в* — трещина отстает от пластической зоны  $v_{тр} < v_n$ ; *г* — зависимость скорости роста трещины от времени для вариантов 1—3

Наиболее сложным является вопрос о моменте перехода трещины в неустойчивое состояние. На стадии медленного роста вершина трещины растет примерно с той же скоростью, что и граница пластической зоны (рис. 91, *a*). Это означает, что пластическая зона автомодельна и ее размер сохраняется. При этом скорость трещины примерно постоянная, небольшой рост  $v_{тр}$  может быть связан с увеличением длины трещины  $h$  и, следовательно, коэффициента интенсивности напряжений  $K_I$ .

На стадии ускоренного роста трещина «догоняет» свою пластическую зону (рис. 91, б), размер зерен плавно уменьшается, а скорость трещины увеличивается за счет роста напряжений в пластической зоне. При  $2r_n \rightarrow 0$  перераспределения напряжений уже не происходит, эффективная поверхность энергии уменьшается  $\gamma_{\text{эфф}} \rightarrow \gamma$ , и разрушение становится хрупким.

Схема, изображенная на рис. 91, является иллюстрацией к общей модели вязко-хрупкого перехода. В данном случае продвижение трещины — это процесс разрушения, а продвижение пластической зоны — релаксации.

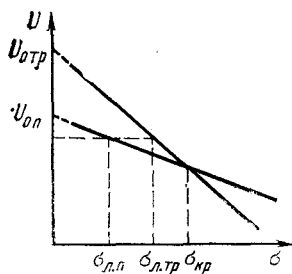


Рис. 92. Схема соотношений энергий активации при стационарном росте трещины (с автомодельной пластической зоной)

Очевидно, что оба процесса могут идти с малой скоростью ( $v_{\text{тр},\text{п}} \ll v_{\text{зв}}$ ) только в том случае, если они — термофлуктуационные. Соотношение между  $v_{\text{тр}}$  и  $v_{\text{л}}$  зависит от их энергий активации.

Деформация в пластической зоне разгружает материал непосредственно у вершины трещины, там где идет процесс разрушения, повышает напряжения у края пластической зоны. При развитой зоне локальные напряжения у вершины трещины  $\sigma_{\text{л.тр}} = \sigma_n$ . Равенство  $v_{\text{тр}} \approx v_{\text{п}}$  означает приблизительное равенство

энергий активации этих процессов.

Возможный вариант соотношения между энергиями активации приведен на рис. 92 в приближении линейных зависимостей  $U$  от  $\sigma$ . При  $\sigma < \sigma_{\text{кр}}$  возможны пары локальных напряжений  $\sigma_{\text{л.л}}$  и  $\sigma_{\text{л.тр}}$ , при которых  $U_{\text{тр}}(\sigma_{\text{л.тр}}) \cong U_{\text{п}}(\sigma_{\text{л.л}})$ . Если размер пластической зоны отвечает такому уровню релаксации, то устанавливается автомодельная зона согласно схеме рис. 91, а.

Очевидно, что  $\sigma_{\text{л.л}} < \sigma_{\text{л.тр}}$  (напряжения уменьшаются при удалении от вершины). Поэтому при  $\sigma > \sigma_{\text{тр}}$  невозможно установление одинаковых энергий активации, так как  $U_{\text{тр}}(\sigma_{\text{л.тр}})$  всегда меньше  $U_{\text{п}}(\sigma_{\text{л.л}})$ , даже при  $\sigma_{\text{л.тр}} = \sigma_{\text{л.л}}$ , что реализуется при  $2r_n \rightarrow 0$ ).

Поэтому напряжение  $\sigma_{\text{кр}}$  является критическим, выше которого динамически равновесные условия невозможны (рис. 91, б).

К сожалению, еще не представляется возможным на основе этой или подобной ей схем объяснить все детали

процесса. В частности, не ясны условия перехода к замедленному росту (рис. 91, в). Возможно, что существенную роль в переходе к хрупкому разрушению играет эффект задержки пластической деформации. Тем не менее, ясно, что основой для понимания закономерностей квази-хрупкого и хрупкого разрушения является представление о конкуренции двух термофлуктуационных процессов.

Известно, что есть два подхода к пластической деформации. При механическом подходе деформация считается откликом на напряжение:  $\epsilon_{\text{п}} = \epsilon_{\text{п}}(\sigma)$ . При кинетическом подходе (или при исследовании ползучести) откликом на напряжение считается уже скорость деформации  $\dot{\epsilon}_{\text{п}} = \dot{\epsilon}_{\text{п}}(\sigma)$ . На примере металлов с низкой исходной плотностью подвижных дислокаций (например, для о. ц. к. металлов при низких температурах) это неверно. Размножение подвижных дислокаций приводит для них к падению  $\sigma$  при  $\dot{\epsilon} = \text{const}$  (или увеличению  $\epsilon_{\text{п}}$  при  $\dot{\sigma} = \text{const}$ ), т. е.  $\epsilon_{\text{п}}$  зависит еще и от времени явно  $\epsilon_{\text{п}} = \epsilon_{\text{п}}(\sigma, t)$ . При очень быстрых нагружениях наблюдается задержка пластической деформации по отношению к напряжению на несколько микросекунд:  $\Delta t \sim (2 \div 4) 10^{-6}$  с. Возможно, что этот эффект играет большую роль в переходе к хрупкому разрушению. Пусть пластическая зона достаточно мала:  $2r_{\text{п}} \approx 10^{-6}$  м = 1 мкм. Если трещина внезапно ускорится до  $v_{\text{тр}} \approx 0,25 v_{\text{зв}}$ , то она пройдет это расстояние за  $t \approx 2r_{\text{п}}/v_{\text{тр}} \approx 8r_{\text{п}}/v_{\text{тр}}$ , что при  $v_{\text{тр}} = 3 \cdot 10$  м/с даст  $t \approx 4 \cdot 10^{-6} / 3 \cdot 10^3 = 10^{-9}$  с. Поскольку это время существенно меньше времени запаздывания пластичности  $\Delta t \sim 3 \cdot 10^{-6}$  с, то никакая добавочная релаксация пройти не успевает. В результате трещина переходит в хрупкую. Для возврата в квази-хрупкий режим необходима остановка трещины на каком-либо структурном препятствии, так как в однородном материале уже ускорившаяся трещина проходит возможную зону релаксации  $2r_{\text{п}}$  за время, меньшее времени задержки пластичности.

Перейдем к чисто хрупкому росту трещины. Чисто хрупкая трещина растет без существенных следов пластической релаксации со скоростью  $v_{\text{тр}} \gtrsim v_{\text{зв}}/4$ . Условия ее старта определяются сравнительно просто — по критерию Гриффитса или  $K_{\text{Ic}}$ . Поэтому в однородном материале задача о хрупком разрушении сводится к статистической задаче о нахождении наиболее опасного дефекта, из которого может развиваться трещина.

Для старта трещины даже в хрупком случае может потребоваться преодоление энергетического барьера. Он может быть связан с конечным радиусом вершины дефекта  $\xi > a$  или другим химическим составом. Поэтому старт трещины может быть термоактивируемым событием. При наличии большого числа близких по характеристикам дефектов трещина из-за чисто вероятностных причин может стартовать не из самого опасного с механической точки зрения дефекта, а из одного из близких ему по свойствам. Эффекты, связанные с этой возможностью, были рассмотрены В. А. Петровым. Здесь мы эту теорию излагать не будем, ограничимся концепцией «слабого звена».

Если растягивается цепь, то ее разрыв определяется прочностью наиболее слабого звена цепи, а средняя прочность звеньев (тем более, — максимальная) не играет никакой роли. Точно так же при хрупком разрушении тела играет роль только прочность самого опасного дефекта (или группы близких к нему), а свойства остального объема не важны.

Первую статистическую теорию хрупкого разрушения предложили А. П. Александров и С. Н. Журков. Изложим основные ее моменты. Пусть тело содержит ансамбль дефектов, причем разрушение наиболее слабого из них эквивалентно разрушению тела. Тогда функция распределения хрупких прочностей есть функция объема тела:  $W = W(\sigma, V)$ . Найдем ее, воспользовавшись законом умножения вероятностей. Вероятность того, что при напряжении  $\sigma$  тело еще не разрушится, есть  $W_1(\sigma, V) = 1 - W(\sigma, V)$ . Это есть вероятность того, что в теле нет ни одного дефекта с прочностью, меньшей  $\sigma$ . Разобьем тело мысленно на два объема  $V = V_1 + V_2$ . Тогда, вследствие статистической независимости  $W_1(V) = W_1(V_1 + V_2) = W_1(V_1) W_1(V_2)$  или

$$\frac{d}{dV_1} \ln W_1(V_1 + V_2) = \frac{d}{dV_1} \ln W_1(V_1) = -C(\sigma) < 0.$$

Интегрирование этого уравнения при начальном условии  $W_1(0) = 1$  дает:

$$W(\sigma, V) = 1 - \exp(-C(\sigma)V). \quad (173)$$

Я. И. Френкель предложил способ выразить  $C(\sigma)$  через функцию распределения микрообъемов (элементов тела или звеньев цепи) по прочностям  $\varphi(\sigma)$ . Вероятность  $dW(\sigma, N)$  того, что прочность тела лежит в интервале

$\sigma \div (\sigma + d\sigma)$  есть произведение вероятности найти в теле одно звено в этом интервале  $N\varphi(\sigma)d\sigma$  на вероятность того, что все остальные звенья имеют большую прочность:

$$dW(\sigma, N) = N\varphi(\sigma) \left( \int_{\sigma}^{\infty} \varphi(\sigma) d\sigma \right)^{N-1} d\sigma. \quad (174)$$

Отсюда

$$W(\sigma, V) = 1 - \left( \int_{\sigma}^{\infty} \varphi(\sigma) d\sigma \right)^N, \quad (175)$$

где  $N = V/V_0$ ;  $V_0$  — объем элемента.

Из сравнения (175) и (173) видим, что

$$\varphi(\sigma) = -(d/d\sigma) \exp(-V_0 C(\sigma)). \quad (176)$$

Гумбеллом было показано, что выбор  $\varphi(\sigma)$  не может быть произвольным (как это считалось ранее). Согласно его расчетам

$$W(\sigma, V) = 1 - \exp[-(\sigma/\tilde{\sigma})^\alpha (V/V_0)], \quad (177)$$

т. е. что  $C(\sigma) = (\sigma/\tilde{\sigma})^\alpha V_0^{-1}$ , где  $\alpha$  и  $\tilde{\sigma}$  — параметры. Такое распределение для хрупкой прочности было впервые получено Вейбуллом экспериментально, поэтому распределение вида  $W(x) = 1 - \exp(-\lambda x^\alpha)$  при  $\lambda > 0$  и  $\alpha > 0$  получило название распределения Вейбулла. Видно, что параметр  $\tilde{\sigma}$  имеет смысл наиболее вероятной прочности элемента (звена), а  $\alpha$  — показатель неоднородности. Конечной прочности звеньев  $\varphi(\sigma)_{\sigma \rightarrow 0} \rightarrow 0$  отвечает  $\alpha > 1$ . При  $\alpha \rightarrow \infty$   $W(\sigma)$  имеет вид ступеньки  $W(\sigma) = \theta(\sigma - \tilde{\sigma}) =$

$$= \begin{cases} 0 & \sigma > \tilde{\sigma} \\ 1 & \sigma < \tilde{\sigma} \end{cases}, \text{ т. е. описывает цепочку из одинаковых}$$

звеньев. Следовательно  $1 > \alpha > \infty$ , при этом меньшим  $\alpha$  отвечает больший разброс прочностей.

Таким образом, статистические закономерности хрупкого разрушения известны. Теория приводит к вероятности хрупкого разрушения, описываемой распределением Вейбулла (177). Этот вывод теории хорошо подтверждается экспериментально.

Распространение хрупких трещин в поликристаллах имеет свои особенности. Во-первых, релаксационная спо-

способность границ зерен и примыкающих к ним материала обычно ниже, чем в объеме зерен. Во-вторых, зерна являются добавочными барьерами на пути распространения хрупких трещин. Следовательно, влияние границ зерен неоднозначно, они могут способствовать развитию хрупкого разрушения и тормозить его.

Границы зерен имеют 4 основных особенности [162]:

1. Вдоль границ зерен возможно специфическое проскальзывание из-за движения зернограницных дислокаций. Но в области хрупкого разрушения им обычно можно пренебречь.

2. Граница притягивает к себе примеси. Если эти примеси эффективно тормозят движение дислокаций, создают, например, около дислокаций облака, то релаксационная способность приграничного слоя резко снижается.

3. Если концентрация примесей превышает критическое значение, то на границах выделяется другая фаза. Размеры, форма и свойства этой фазы оказывают определяющее влияние на хрупкую прочность. Наиболее опасна хрупкая фаза, занимающая в виде пленки всю границу (плёны). В этом случае хрупкая трещина беспрепятственно проходит по границе между зёрнами. Если фаза имеет низкую прочность (например, S, P и их соединения в сталях), то напряжения вблизи растущей трещины малы и не вызывают релаксации даже при пластичных зёрнах. Плоские границы способствуют росту хрупких трещин.

Выделения более прочных фаз в виде трехмерных частиц, напротив, могут тормозить развитие хрупких трещин. Создание благоприятной структуры зерен без вредных примесей и хрупких фаз на межзеренных границах есть в настоящее время один из основных способов борьбы с хрупкостью конструкционных металлов.

4. При разрушении по телу зерна или при подходе хрупкой межзеренной трещины к тройному стыку зерен происходит торможение трещины. Основная его причина — изменение наиболее выгодных направлений роста трещины и уменьшение напряжений в этих направлениях.

Для чисто хрупких трещин  $\gamma_{эфф} \approx \gamma$  — удельной энергии для свободной поверхности. Но в кристалле эта энергия анизотропна. Наименьшей энергией обладают плоскости с наибольшими расстояниями между слоями атомов, в о. ц. к. металлах, например, плоскости (100). Трещина не всегда движется по этим плоскостям. Иног-

да условия релаксации напряжений приводят к выгоды движения по плоскостям с  $\gamma > \gamma_{\min}$ , но всегда число этих плоскостей не велико. Они носят название плоскостей скола.

Если, кроме того, тело подвергалось предварительной высокотемпературной пластической деформации, то около границ зерен создаются слои с повышенной плотностью дислокаций. Через такие сильно искаженные слои трещина тоже проходит с добавочным сопротивлением. Это характерно для металлов, прошедших стадию пластической обработки. В предельном случае трещина может вообще затормозиться на границе зерна, а вызванные ею перенапряжения релаксировать благодаря пластической деформации в соседнем зерне.

Разрушение, вызванное хрупкой трещиной, проходящей между зернами, так и называется межзеренная хрупкость. Релаксационные процессы для межзеренных трещин часто выключаются при более высоких температурах, чем для объемных трещин. Поэтому для многих металлов наблюдается сложная зависимость  $\psi$  от  $T$  (рис. 85, б): первое падение  $\psi$  при  $T = T_{\text{кр}2}$  связано с охрупчиванием границ зерен, а второе, происходящее при более низких  $T = T_{\text{кр}1}$ , охрупчиванием объема зерен.

При  $T_{\text{кр}1} < T < T_{\text{кр}2}$  межзеренные трещины могут тормозиться на тройных стыках вследствие объемной пластической релаксации. В результате в металле накапливаются трещины с размерами зерна  $l_{\text{стро}}: h \approx l_{\text{стро}}$ . По аналогичным причинам существует и интервал температур, в котором накапливаются внутризеренные трещины, заторможенные границами зерен. При  $T < T_{\text{кр}2}$  окончательному разрыву тела предшествует накопление некоторой (часто, довольно большой) концентрации трещин с  $h \approx l_{\text{стро}}$ . Как это накопление, так и разрывы перемычек между трещинами требуют пластической деформации. Поэтому пластичность для  $T > T_{\text{кр}1}$  — конечная и  $\psi \neq 0$ , хотя оно существенно уменьшается ( $\psi < 1$ ) из-за охрупчивания части объема [12].

Последний вопрос — механизм распространения хрупкой трещины через границу зерна. Многообразие частных случаев можно свести к трем основным схемам (рис. 93). Непосредственное прохождение трещины обычно наблюдается при наличии в соседнем зерне плоскости скола с ориентацией, близкой к ориентации трещины. Если в соседнем зерне имеются зародыши хрупких трещин, а основная трещина после прохождения границы

искривляется (что эквивалентно затуплению), то ее рост происходит путем зарождения и развития хрупких микротрещин. При этом может наблюдаться как их рост навстречу основной, так и в том же направлении.

Все эти детали роста видны на фрактографической картине скола по речьевому узору. Если температура не ниже переходной, то промежутки между отдельными хрупкими трещинами могут разрываться пластически. В этом случае  $\gamma_{эфф} > \gamma$  и  $\psi > 0$ .

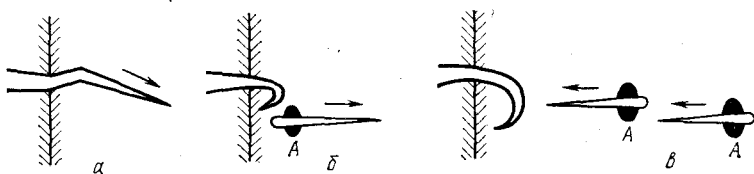


Рис. 93. Основные схемы прохождения хрупкой трещины через границу зерна: а — непосредственное преодоление границы трещиной с некоторым искривлением траектории; б — зарождение микротрещины, растущей в том же направлении; в — зарождение встречной микротрещины. А — зародыш микротрещины

Таким образом, создание мелкозернистой структуры с границами неправильной формы и мелкими объемными выделениями прочных и нехрупких фаз способствует подавлению хрупкого разрушения. Наоборот, крупнозернистая структура с блокирующими микропластичность примесями и плоскими выделениями хрупких фаз на плоских границах способствуют развитию хрупких трещин.

Из изложенного следует, что вид макроскопического разрушения зависит от свойств твердых тел и условий воздействия на них. Эти свойства и условия могут быть выражены в виде ряда параметров одинаковой размерности (например, длины), соотношения между которыми и определяет макроскопический характер разрушения.

Если число микротрещин мало, т. е. если в объеме тела мало барьеров, на которых может зародиться микротрещина, то тело обычно разрушается вследствие потери пластической устойчивости. В этом случае микротрещины могут только снижать коэффициент упрочнения, ускоряя момент начала неустойчивости.

При  $h_1 < l_{суб} < h_{Гр} \leq l_{стро} < h_{ор} < h_{\sigma}$  разрушение происходит благодаря накоплению микротрещин и ло-



кальной потере устойчивости, связанной с их объединениями. Теории такого разрушения исходят из концепций типа накоплений поврежденностей. В общем случае процесс накопления является термофлуктуационным и статистическим.

При  $h_1 < l_{\text{суб}}$ , но  $L > h_{\text{гр}}$  или  $h_{\text{ор}}$  ( $L$  — размер исходного дефекта или их скопления) возможно разрушение из-за медленного роста вязкой трещины. Этот процесс является кинетическим и заключается в совместном развитии пластической деформации и микроразрушения в пластической зоне. Удовлетворительная микроскопическая теория этого процесса в настоящее время отсутствует.

Переход от вязкого разрушения к хрупкому происходит при уменьшении релаксационной способности материалов. Температура вязко-хрупкого перехода определяется примерным равенством скоростей двух кинетических процессов: разрушения и релаксации благодаря микропластической деформации. Для описания закономерностей разрушения в области вязко-хрупкого перехода используют статистические теории, в основе которых лежит представление о преодолении энергетических барьеров с переменной во времени высотой.

Квази-хрупкое и хрупкое разрушение может происходить как путем зарождения и роста хрупких микротрещин, так и посредством роста макротрещин из исходных дефектов. В последнем случае условия потери стабильности телом характеризуются методами механики разрушения. Основные статистические закономерности хрупкого разрушения описываются теорией, использующей представление слабейшего звена цепи, т. е. о слабейшем элементе, разрушение которого приводит к разрыву тела.

Дислокационная структура, структура зерен и свойства межзеренных границ существенно влияют на условия роста хрупких трещин. Хрупкое разрушение обычно происходит при  $h_{\text{гр}} \gtrsim h_{\text{ор}} \approx h_{\sigma} < l_{\text{рел}}$ . Соотношения между  $h_1$ ,  $l_{\text{суб}}$ ,  $l_{\text{стро}}$  и  $h_{\text{гр}}$  могут быть различными, что и определяет пластичность, меняющуюся от  $\epsilon_{\text{max}} \rightarrow 0$  до  $\epsilon_{\text{max}} = 1 - 4\%$ .

## Глава VI

### ОСОБЕННОСТИ РАЗЛИЧНЫХ ВИДОВ РАЗРУШЕНИЯ МЕТАЛЛА

До сих пор мы рассматривали общие вопросы теории разрушения и связи процессов разрушения и пластической деформации. В гл. II отмечалось, что в зависимости от типа связей в металле и условий его испытания наблюдаются существенные различия как в строении отдельных дефектов (например, ядер дислокаций), так и всей дефектной структуры. А так как кинетика процесса разрушения определяется типом дефектной (в основном дислокационной) структуры и внутренними напряжениями в ней, то для каждого металла имеются свои особенности процесса разрушения, зависящие, кроме того, от условий испытания.

Напомним основные свойства дислокаций и их ансамблей, влияющих на кинетику процесса разрушения.

1. Строение ядра винтовой дислокации определяет вероятность двойных поперечных скольжений, степень локализации пластической деформации, предел текучести, скорость динамического возврата и т. д. Эти процессы существенно влияют как на уровень напряжений деформации, так и на величину и характер распределения внутренних напряжений.

2. Взаимодействие дислокаций с примесями и их способность формировать примесные атмосферы определяет сильную зависимость плотности подвижных дислокаций от времени, и, следовательно, способность металла к релаксации напряжений.

3. Способность к локализации деформации в виде полос скольжения, двойников, каналов и ротационных полос сброса влияет на вероятность формирования участков с большими внутренними напряжениями, размеры эффективной дислокационной субструктуры  $l_{\text{суб}}$ .

Кроме того, для процесса разрушения важна структура и свойства границ зерен, их форма, химический состав, наличие выделений других фаз, способность к проскальзыванию и миграции и т. д.

И, наконец, существенно наличие макродефектов — трещин и царапин, включений хрупких фаз, полостей и других концентраторов приложенных напряжений.

Из внешних условий важны: характер приложения нагрузки, температура, среда, вид напряженного состоя-

ния и т. д. Мы не в состоянии в рамках данной книги даже затронуть все возможные случаи разрушения для всех металлов. Это невозможно даже для отдельной монографии. Поэтому вне нашего поля зрения останутся такие важные вопросы как разрушение г. п. у. металлов, коррозионное разрушение, разрушение в условиях облучения и т. д. Тем не менее, примеры, изложенные ниже, представляются достаточно типичными.

## 1. Разрушение г. ц. к. металлов

Основной фактор, определяющий характер разрушения у г. ц. к. металлов — вероятность двойных поперечных скольжений. В металлах с высокой вероятностью двойных поперечных скольжений пластическая деформация быстро распространяется по всему объему, ее однородность довольно высока. При температурах  $\theta > 0,2$ — $0,3$  (в зависимости от чистоты) формируется блочная структура, границы блоков которой тем совершеннее, чем выше  $T$ . Релаксационная способность металлов очень высока. Все эти обстоятельства способствуют развитию вязкого разрушения.

При затрудненных двойных поперечных скольжениях деформация идет в узких полосах с высокой плотностью сдвига внутри полос, тем более высокой, чем ниже вероятность двойных поперечных скольжений, выше приложенные напряжения и плотность дислокаций внутри полос<sup>1</sup>. При высокой степени локализации деформации легко создаются области с большими  $\Delta\sigma$  и внутренними напряжениями, растет  $l_{\text{суб}}$ , падает релаксационная способность металла. Как следствие происходит переход к квази-хрупкому разрушению.

Наиболее распространенной является точка зрения, в соответствии с которой основное влияние на вероятность двойных поперечных скольжений оказывает величина расщепления винтовой дислокации  $d_{\text{д.у.}}$ .

В г. ц. к. металлах расщепление дислокаций — плоское; его величина тем больше, чем меньше энергия дефекта упаковки  $d_{\text{д.у.}} \approx bDb/\gamma_{\text{д.у.}}$ . Поэтому наибольшее влияние на уменьшение пластичности г. ц. к. металлов оказывают примеси, сильно изменяющие  $\gamma_{\text{д.у.}}$  (Al в Cu).

<sup>1</sup> Напомним, что плечо устойчивого диполя  $d \approx bD/\tau$  тем меньше, чем выше  $\tau$ . С понижением вероятности двойных поперечных скольжений затрудняется размножение,  $\tau$  увеличивается и, следовательно  $\rho \approx d^{-2}$  растет.

Этой точке зрения противоречат результаты Карнтхалера (Институт Физики при Венском университете). Он изучал кинетику развития дислокационных структур для ряда г. ц. к. металлов с изменением концентрации примесей в широком интервале. Наиболее важной частью экспериментов было непосредственное измерение ширины расщепления винтовых дислокаций. Было показано, что металлы с одинаковым расщеплением могут образовывать совершенно различные структуры и, наоборот, при расщеплениях, различающихся в 2—3 раза структуры могут быть совершенно одинаковыми.

Было показано, что есть по крайней мере еще один параметр, существенно влияющий на кинетику развития дислокационной структуры:  $\beta = (\tau - \tau_{\text{вн}}) / \tau$ , где  $\tau$  — приложенное касательное напряжение;  $\tau_{\text{вн}}$  — эффективное (среднее) напряжение сопротивления движению дислокаций. Чем меньше  $\beta$ , тем затрудненнее двойные поперечные скольжения, тем больше склонность металла к локализации деформации внутри узких и мощных полос, т. е. уменьшение  $\beta$  влияет на характер пластической деформации и разрушение так же, как и уменьшение  $\gamma_{\text{д.у.}}$

Этот результат может быть понят с точки зрения одного из коллективных дислокационных процессов — токовой неустойчивости. Параметр  $\beta$  характеризует относительное эффективное напряжение, долю приложенного напряжения, затрачиваемого на движение дислокации через термоактивационные барьеры. Чем меньше  $\beta$ , тем больше относительная роль сопротивления благодаря трению, создаваемому примесями. В гл. II отмечалось, что повышение сопротивления способствует токовой неустойчивости. Группа одноименных дислокаций движется в этих условиях гораздо легче, чем одиночная дислокация. При этом скорость такой группы велика и поперечное скольжение из нее затруднительно. Поэтому вся пластическая деформация идет посредством серий смещений групп дислокаций, как бы рывками. Распространение скольжения по всему объему затрудняется, легко создаются области с высоким  $\Delta\sigma$ .

Рассмотрим более подробно экспериментальные данные по разрушению Al — типичного г. ц. к. металла с высокой энергией дефекта упаковки при низких и средних температурах, полученные, в основном, В. И. Бетехтиным с сотрудниками [163—164].

1. Главной задачей являлось обнаружение микротрещин со средними размерами  $\bar{h}_1 \approx 2000 \text{ \AA}$  (200 нм), кон-

центрация которых росла с пластической деформацией.

2. При низких и средних температурах ( $\theta \lesssim 0,3-0,5$ ) наблюдалось большое изменение концентрации микротрещин по объему образца; в приповерхностных слоях толщиной 20—30 мкм концентрация очень высока, может достигать значений  $n_{\text{тр}} \gtrsim 10^{11} \text{ см}^{-3} = 10^{17} \text{ м}^{-3}$ , в объеме она может быть на 2—3 порядка ниже (рис. 94). Суммарный дефект плотности из-за микротрещин в приповерхностном слое может достигать значений  $\Delta_V \approx \approx n_{\text{трmax}} h_1^3 \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3} (2 \cdot 10^{-7})^3 \text{ м}^3 = 4 \cdot 10 = 0,4 \%$ .

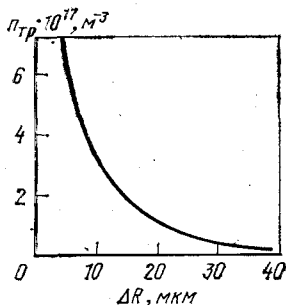


Рис. 94. Зависимость концентрации субмикротрещин размером  $h_1 \approx 200 \text{ нм}$  от расстояния исследуемого слоя до внешней поверхности (Al, испытания при комнатной температуре  $\varepsilon = \varepsilon_{\text{max}}$ )

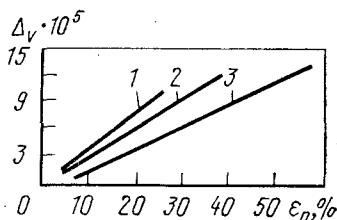


Рис. 95. Зависимость дефекта плотности, вызываемого субмикротрещинами, от величины пластической деформации:

1 — KCl (сжатие); 2 — Al (растяжение); 3 — Zn (растяжение)

3. Увеличение концентрации трещин с деформацией примерно линейное:  $n_{\text{тр}} = n_0(\varepsilon_p - \varepsilon_1)$ , где для Al  $\varepsilon_1 = (2-3) \%$  (рис. 95). (Вообще  $\varepsilon_1$  обычно составляет  $\sim 0,1 \varepsilon_{\text{max}}$ .) В предразрывном состоянии (т.е. в состоянии, непосредственно предшествующем потере макроскопической устойчивости) концентрация микротрещин достигает критической величины ( $n_{\text{тр}} = n_{\text{трmax}}$ ), такой, что  $\Delta_{V\text{max}} \approx 0,5 \%$ . Распределение трещин по длине образца также неоднородно, в различных сечениях  $n_{\text{трmax}}$  может различаться в 2—3 раза. Макроскопическая потеря устойчивости происходит всегда в сечении с наибольшей концентрацией микротрещин.

Тип макроскопической пластической неустойчивости зависит от формы образца. Для ленточных образцов в каком-либо месте сечения, чаще всего — около края, зарождается макротрещина, которая и разрывает образец.

При этом пластическая зона макротрещины утоняет разрывную фольгу до  $\psi \approx 0$  (реально остается поверхность разрыва с шириной  $\lesssim 1$  мкм). В образцах цилиндрического сечения образуется шейка, как и при макроскопической пластической неустойчивости, но перед ее образованием на боковых поверхностях наблюдаются макротрещины типа поперечных царапин (рис. 96).

Трещины на поверхности имеют ширину  $\lesssim 1$  мкм, глубину 1 мкм и длину в несколько десятков микрон. После

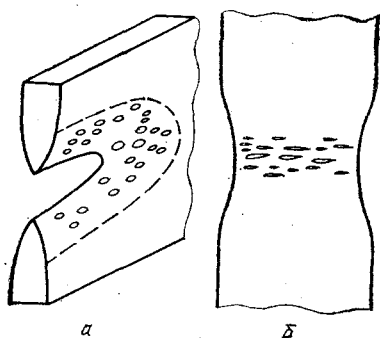


Рис. 96. Потеря макроскопической устойчивости пластичным металлом:

а — путем образования макротрещины на тонком плоском образце;  
б — путем образования шейки в месте наибольшей концентрации микротрещин

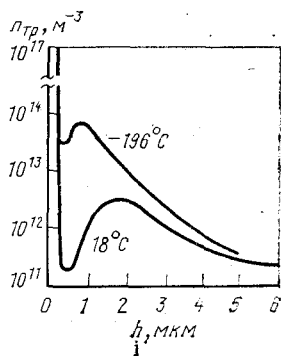


Рис. 97. Зависимость концентрации микротрещин в алюминии при разрыве от их размеров

образования шейки эти трещины быстро закругляются и теряются на фоне поверхностного деформационного рельефа. Таким образом, потеря макроскопической устойчивости может происходить по разному в зависимости от формы тела и от локального изменения напряжений в месте начала неустойчивости.

У тонкого (ленточного) образца увеличение локальных напряжений в месте наибольшей концентрации субмикротрещин и микротрещин приводит к зарождению макротрещины, проходящей через все сечение образца (рис. 96, а). Затем локальная неустойчивость распространяется вдоль образца. Для массивного (например, цилиндрического тела) зарождение микротрещин в приповерхностном слое неспособно существенно изменить напряженное состояние во всем сечении. Только объем, прилегаю-

щий к слою с повышенной концентрацией микротрещин, деформируется несколько более интенсивно, вследствие чего и образуется зародыш шейки. Если при этом ресурс макроскопической стабильности уже близок к истощению:  $\vartheta > \sigma$ , то зародыш может перерасти в макроскопическую нестабильность; образуется шейка (рис. 96, б).

Если коэффициент упрочнения еще велик:  $\vartheta \gg \sigma$ , то зародыш не развивается. В следующий момент образуется зародыш шейки в другом месте и т. д. Это явление носит название блуждающей шейки. Добавочное упрочнение благодаря ротационной неустойчивости в зародыше шейки может ему способствовать.

4. Линейная зависимость  $n_{тр}(\epsilon_{II})$  означает, что кинетика накопления микротрещин описывается теми же активационными параметрами, что и скорость установившейся ползучести  $\dot{\epsilon}_T$  (для средних температур и напряжений)

$$\dot{n}_{тр} = n_0 \dot{\epsilon}_{тр} = n_0 \dot{\epsilon}_0 \exp \left[ - (U_0 - \gamma_V \sigma) / kT \right]. \quad (178)$$

Начало макроскопической неустойчивости соответствует достижению концентраций субмикротрещин предельного значения  $n_{трmax}$ , которое отвечает максимальному локальному падению плотности ( $\Delta_V \approx 5 \cdot 10^{-3}$ ). Отсюда следует:

а) время до разрушения, примерно равное времени до потери макроскопической устойчивости

$$t_p = (n_{трmax} / \dot{n}_{тр}) = (n_{трmax} / n_0 \dot{\epsilon}_0) \exp \times \\ \times \left[ (U_0 - \gamma_V \sigma) / kT \right] = t_0 \exp \left[ (U_0 - \gamma_V \sigma) / kT \right], \quad (179)$$

т. е. формула для долговечности  $t_p$ , предложенная С. Н. Журковым, является следствием линейной связи  $n_{тр}$  и  $\epsilon_{II}$ :

б) деформация до разрушения на установившейся стадии ползучести примерно постоянна:  $\epsilon_{II} \approx \epsilon_{II} t_p = n_{трmax} / n_0 = t_0 \dot{\epsilon}_0$ .

Для обычных пластичных металлов типа Al или Cu в области средних температур и напряжений  $\epsilon_{II} = 0,1 - 0,2$  (10—20 %). Очевидно, что нарушение линейной связи между  $n_{тр}$  и  $\epsilon_{II}$  приведет как к различию термоактивационных параметров  $n_{тр}$  и  $\epsilon_{II}$ , так и к переменности деформации до разрушения  $\epsilon_{II}$ .

5. Кроме субмикротрещин с размерами  $\sim 200$  нм наблюдаются микротрещины с размерами в 5—10 раз

большими. Их средние размеры зависят от температуры и коррелируют со средним размером блока (субзерна) (рис. 97), а их концентрация зависит от деформации нелинейно:  $n_{тр} \sim \varepsilon_n^{\chi}$ ,  $\chi < 1$ . Электронномикроскопические исследования показали, что эти микротрещины с размерами  $n_m = 1-2$  мкм являются результатом слияния субмикротрещин с  $h = 200$  нм и торможения их роста границами субзерна. Макротрещины с  $h > 10$  мкм образуются в результате слияния этих микротрещин. Слияние цепочки микротрещин вблизи поверхности приводит к появлению макротрещины типа царапины с глубиной порядка  $h_m \approx 1$  мкм и длиной  $h_l = 10-20 \cdot h_m \approx 10-20$  мкм (рис. 96, б).

6. Микротрещины оказывают большое обратное влияние на скорость пластической деформации. При температурах  $T = 0,4-0,5 T_{пл}$  субмикротрещины с  $h \approx 200$  нм, можно отжечь без существенного изменения основных параметров дислокационной структуры — размера блоков и средней разориентации между ними. Отжиг микропор в точке А ( $T = 180^\circ\text{C}$ ,  $t = 0,5$  ч) после ползучести при  $18^\circ\text{C}$  приводит к уменьшению скорости стационарной ползучести  $\sim$  в 10 раз<sup>1</sup>. Значение температуры отжига ( $T = 180^\circ\text{C}$ ,  $\theta = 0,45$ ) свидетельствует о трубчатом механизме.

Увеличение долговечности  $t_p$ , связанное с отжигом микротрещин, складывается из нескольких эффектов. Во-первых, это уменьшение скорости накопления микротрещин  $n_{тр\max}/\varepsilon_{II}$ , где  $\varepsilon_{II}$  — уменьшенное значение скорости ползучести после отжига, во-вторых, увеличение общего ресурса пластичности  $\varepsilon_{\max}$ , вернее —  $\varepsilon_{II}$ . С физической точки зрения второй эффект очень важен. Он показывает, что субмикротрещины вносили существенный вклад в разупрочнение приповерхностного слоя. Их отжиг привел к увеличению коэффициента упрочнения  $\phi$ , и, следовательно, к росту деформации макроскопической неустойчивости.

В опытах на активное нагружение  $\sigma$  все время увеличивается из-за упрочнения, а коэффициент упрочнения  $\phi$  все время падает. Опыты на ползучесть приводятся для примерно постоянного уровня упрочнения ( $\varepsilon_{II} \approx$

<sup>1</sup> Напомним, что обычно при отжиге главную роль играют процессы возврата. Уменьшение внутренних напряжений вследствие возврата вызывает увеличение скорости деформации, а не уменьшение, как в данном случае.



$\approx \text{const}$ ). Однако устойчивость формы образца по отношению к флуктуациям макроскопической пластической деформации определяется так же, как и раньше условием  $\vartheta_{\text{эфф}} = \vartheta - r_d > \sigma$ . Поэтому при выполнении условия  $\vartheta_{\text{эфф}} \approx \text{const}$  в среднем по объему существенно даже незначительное уменьшение  $\vartheta_{\text{эфф}}$  в локальных объемах. К такому уменьшению  $\vartheta_{\text{эфф}}$  приводит появление критической концентрации субмикро- и микротрещин. Поэтому естественно, что отжиг субмикротрещин вызывает увеличение критической деформации  $\varepsilon_{\text{тр}}$ .

Различие концентрации микро- и субмикротрещины в приповерхностных слоях и объеме указывают на разную структуру дефектов в этих областях. Никаким другим способом нельзя объяснить повышение концентрации субмикротрещин в относительно толстом слое ( $\sim 20\text{--}30$  мкм) на несколько порядков. Такой слой действительно следует считать толстым, так как характерный размер блока в этих условиях  $l_{\text{суб}} \sim 2$  мкм.

Различия в распределении дислокаций действительно были обнаружены, они соответствуют более интенсивным ротационным процессам в приповерхностном слое. Отметим следующее:

1. Во всей области температур и напряжений, где выполняется формула Журкова для долговечности (179), наблюдается формирование блочной структуры с примерно постоянными средними разориентациями соседних блоков  $\varphi_1 \approx 1^\circ$  на участке установившейся ползучести. Наблюдается корреляция между  $\varphi_1$  и  $\gamma$  в (179):  $\varphi_1 \gamma \approx \text{const}$ .

2. Разориентация между соседними блоками не является хаотической. Блоки объединяются в группы размерами  $l_{\text{ф}} = (3 \div 10) l_{\text{суб}}$ , т. е. по  $20 \div 10^3$  блоков, которые были названы фрагментами. Все разориентации блоков внутри фрагмента — одного знака (т. е. все повороты совершаются в одну сторону). Граница между фрагментами обычно соответствует гораздо большему разориентации в обратную сторону  $\varphi_{\text{ф}} \approx \varphi_1 l_{\text{ф}} / l_{\text{суб}}$  (рис. 98). Теория образования такой структуры в настоящее время отсутствует, однако очевидно, что столь сложная система разориентаций может быть только результатом ротационных процессов.

3. Если межблочная разориентация примерно постоянна в течение всей установившейся стадии, то фрагментарная разориентация линейно растет с деформацией,

достигая при  $\varepsilon_n = \varepsilon_{\max}$  некоторых критических значений (рис. 99). Эффект увеличения  $\varphi_f$  при  $\varphi_1 = \text{const}$  можно объяснить только увеличением среднего числа блоков, входящих в фрагмент. Наиболее крупные и мощные фрагменты растут за счет хаотических блоков в объеме и поглощения более мелких фрагментов, т. е. ротационные процессы оказываются основными на стадии установившейся ползучести.

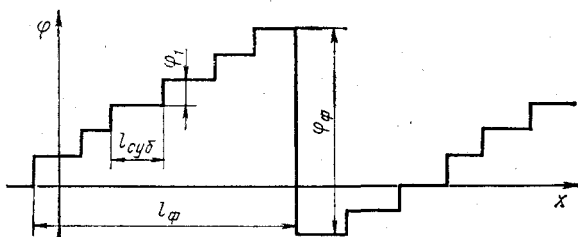


Рис. 98. Схема распределения разориентаций в фрагментах

4. В приповерхностных слоях разориентация блоков оказывается ниже, чем в объеме ( $\varphi_{\text{пов}} < \varphi_1$ ), а фрагментарная — выше:  $\varphi_{\text{фпов}} > \varphi_f$ . Это может означать только,

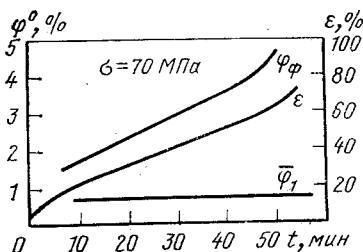


Рис. 99. Кинетика изменения разориентаций между соседними блоками  $\varphi_1$  и фрагментарной разориентации в алюминии со временем

что размеры фрагментов в приповерхностных слоях больше, чем в объеме. Другими словами, что ротационные процессы в приповерхностных слоях идут более интенсивно, чем в объеме. Объяснения этому факту сейчас нет. Напомним только, что энергия дефектов вблизи поверхности понижена благодаря силам изображения. Численные кинетические расчеты, проведенные нами,

показали, что в слое 20—30 мкм для Al наблюдается повышенная плотность  $\Delta\rho$ . Понижение энергии дислокации также существенно для расстояний от поверхности такого порядка.

Можно предположить, что в области средних температур и напряжений наиболее существенным оказывает-

ся более интенсивное протекание ротационных процессов в приповерхностном слое, приводящее к большим фрагментарным разориентациям и большим локальным напряжениям [165]. Хотя эта разница и не велика ( $\varphi_{\text{ф пов}}/\varphi_{\text{ф}} < 2$ ), но в выражении для вероятности зарождения микротрещины локальные напряжения стоят в экспоненте. Поэтому отношение вероятностей может достигать 2—3 порядков.

Для полного описания процесса разрушения даже какого-либо одного конкретного металла надо рассмотреть широкий круг вопросов, касающихся различных спосо-

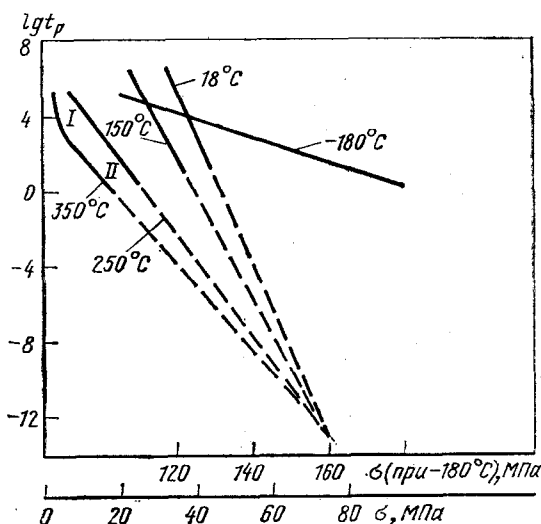


Рис. 100. Зависимость долговечности алюминия от напряжения для ряда температур. Участок I — высокотемпературная область при малых напряжениях, кривая II — зависимость  $\lg t_p - \sigma$  при низких температурах

бов и условий деформирования. Так, для Al следовало бы рассмотреть разрушение при ползучести в условиях низких и высоких температур, при активном растяжении и сжатии, при усталости и т. д.

Отклонения от зависимости (179) наблюдаются как в области высоких температур  $T \lesssim 0,5 T_{\text{пл}}$  при низких напряжениях, так и в области низких температур  $\theta < 0,2$  (рис. 100). При высоких температурах в области малых напряжений, наблюдается увеличение долговечности  $t_p$  по сравнению с величиной, получаемой из (179). При

низких температурах общий вид зависимости (179) сохраняется, но меняется наклон  $\ln t_p - \sigma$ , прямая выпадает из общего «веера». Это свидетельствует об изменении коэффициента  $\gamma_v$ , единственного структурно чувствительного коэффициента в зависимости (179).

Объединение этих отклонений различное. В области низких температур  $\theta < 0,2$  переполнение практически не идет. Поэтому блочная структура не успевает сформироваться. Разрушение происходит при ячеистой структуре со средними размерами ячеек  $\approx 1$  мкм (в 2 раза меньше, чем средний размер блока при  $\theta > 0,2$ ). Соответственно изменяется и средний размер микротрещин (рис. 97). Изменение характера дислокационной структуры неизбежно приводит и к изменению  $\gamma_v$ .

Напомним, что  $\gamma_v$  — это произведение активационного объема  $\Delta V \approx (4-6)a^3$  на коэффициенты локальных  $\gamma_1$  и дальнедействующих  $\gamma_2$  перенапряжений. Оба эти коэффициента  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  меняются с изменением характерных параметров дислокационной структуры. Хуже, что в области низких температур вообще отсутствует достоверный способ определения активационных параметров. Действительно, если  $\gamma$  не постоянна, то даже при постоянных  $t_0$  и  $U_0$  число параметров, которые надо определить из  $n$ -опытов равно  $n+2$  ( $t_0$ ,  $U_0$  и  $n$  различных  $\gamma$ ), что невозможно. Именно в этой области часто допускаются различные ошибки. Чаще всего они связаны с попытками определить  $t_0$ ,  $U_0$  и  $\gamma_v$  в предположении, что  $\gamma_v = \text{const}$ .

В области температур  $\theta > 0,45-0,5$  и низких напряжений причина отклонения от зависимости  $\ln t_p - \sigma$  (179) совсем другая. Выше оценивалась температура, при которой начинается растворение микропор вследствие трубочной диффузии. Было показано, что растворяться могут только поры в приповерхностном слое, где концентрация избыточных вакансий при высоких температурах и низких  $\epsilon_n$  не велика из-за их ухода на внешнюю поверхность. Но микротрещины сначала и зарождаются в этом слое. Поэтому первый эффект, которого следует ожидать — стабилизации системы микротрещин в приповерхностном слое.

Действительно, эксперименты показали, что концентрация субмикротрещин в приповерхностном слое сначала быстро растет (как и при более низких температурах), но затем скорость роста замедляется и концентрация субмикротрещин стабилизируется или даже

немного снижается (рис. 101). Приводятся кривые для Zn, который имеет гексагональную структуру, с целью продемонстрировать общность закономерностей для металлов разных структур при повышенных температурах. Аналогичные зависимости наблюдаются и для г. ц. к. металлов. Одновременно появляются микротрещины в объеме материала. Их концентрация может достигать значений, больших критических значений для приповерхностного слоя. Подробнее мы это рассмотрим в разделе о высокотемпературном разрушении.

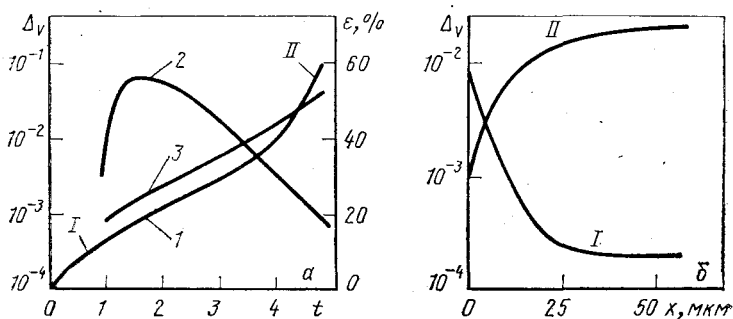


Рис. 101. Кривые ползучести и дефекта плотности:

$\alpha$  — в приповерхностных слоях (2) и в объеме (3) для Zn при 280 °C ( $\theta = 0,8$ ),  $\sigma = 5$  МПа,  $\epsilon$  — (I);  $\delta$  — дефект плотности на различных расстояниях от поверхности после конца первой стадии (I) и после разрыва (II)

## 2. Разрушение о. ц. к. металлов

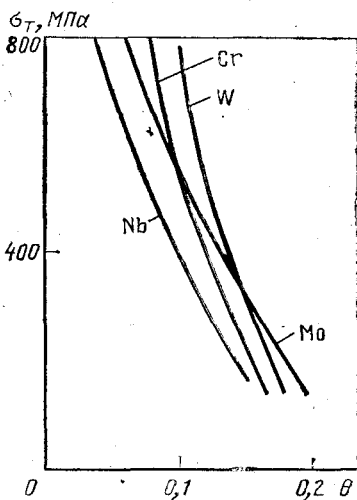
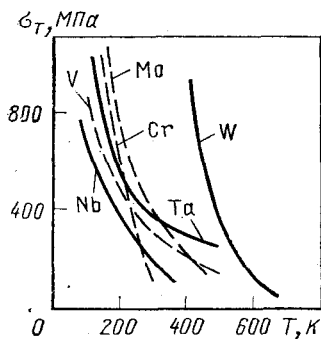
На процесс разрушения в о. ц. к. металлах влияют особенности характера пластической деформации. Напомним основные из них [12]: 1) объемное расщепление винтовой дислокации и высокий барьер Пайерлса уменьшают подвижность винтовых дислокаций при низких температурах, затрудняют размножение дислокаций и увеличивают предел текучести. На рис. 102 приведен пример изменения  $\sigma_T$  для ряда тугоплавких о. ц. к. металлов. Из рисунка видно, что существенное повышение  $\sigma_T$  начинается при  $\theta \approx 0,15—0,20$ . При этих же температурах основным элементом дислокационной структуры становятся прямолинейные, винтовые дислокации; 2) в условиях затрудненной деформации развиваются двойники и полосы скольжения, создающие большие дальнoдействующие напряжения (они проявляются, как правило, в примесных кристаллах); 3) кроме влияния на ха-

рактер скольжения (образование полос) примеси легко сегрегируются на границах зерен или вблизи них, образуя включения хрупких фаз или фаз с низким  $\sigma_T$ .

Эти особенности пластической деформации приводят к сильной температурной зависимости пластических и прочностных свойств от температуры, содержания примесей и предварительной пластической деформации. При низкой температуре быстро падает релаксационная способность металла, уже при маленьких деформациях появляются большие внутренние напряжения. Наконец,

Рис. 102. Температурная зависимость предела текучести для тугоплавких о. ц. к. металлов

$\theta$  — гомологическая температура



наблюдается сильная зависимость прочностных свойств от исходных дефектов. Рассмотрим эти свойства более подробно.

На рис. 103 приведены изменения механических свойств ферритной стали в области вязко-хрупкого перехода. Приведенные зависимости типичны для о. ц. к. металлов. По данным рисунка можно сделать ряд заключений.

1. Вязко-хрупкий переход действительно является областью, характеризуемой двумя температурами  $T_{кр1}$  и  $T_{кр2}$ . При  $T > T_{кр2}$  разрушение полностью вязкое. На фрактографиях отсутствуют даже микроскопические участки хрупкого излома. При  $T < T_{кр2}$  охрупчиваются границы зерен. Фрактография излома показывает, что появляются отдельные хрупкие поверхности скола, который происходит по границам зерен. Размеры зон хрупкого

отрыва примерно равны площади боковой поверхности зерен.

2. Понижение температуры при  $T < T_{кр2}$  вызывает постепенное охрупчивание зерен. Поэтому увеличивается доля хрупкого излома, сокращаются участки пластического разрушения между ними, уменьшается  $\psi$ . Металл становится более чувствительным к микротрещинам и макротрещинам (т. е. трещина меньшего размера может стать неустойчивой). Поэтому для полного разрушения необходимо накопление меньшего числа микротрещин с  $l = l_{стр}$  (размера зерен). При  $T > T_{кр2}$  в области вязкого излома такие трещины вообще не возникают. Поэтому в области  $T \sim T_{кр2}$  наблюдается максимум конструкции трещины с  $h \approx l_{стр}$  (кривая С).

В области вязкого излома, как и для г. ц. к. металлов, зарождаются субмикротрещины с  $h \approx h_1 \approx \approx 0,1$  мкм в теле зерен, которые сразу превращаются в поры. Разрушение в этих условиях совершенно аналогично разрушению г. ц. к. металлов.

3. Микропластическая деформация всегда начинается при напряжениях, меньших разрушающих (кривые 2 и 5). В области  $T > T_{кр2}$  наблюдается два четко различных предела текучести  $\sigma_T^B$  и  $\sigma_T^H$  (кривые 3 и 4). Но микропластическая деформация начинается раньше не только  $\sigma_T^B$ , но и  $\sigma_T^H$ , причем разница возрастает с повышением температуры.

4. При низких температурах  $T < T_{кр2}$  выше, микропластические деформации имеют характер ротационных полос, в данном случае — двойников. Уменьшение пластичности в этой области показывает, что ротационная (дисклинационная) пластичность не способна приводить

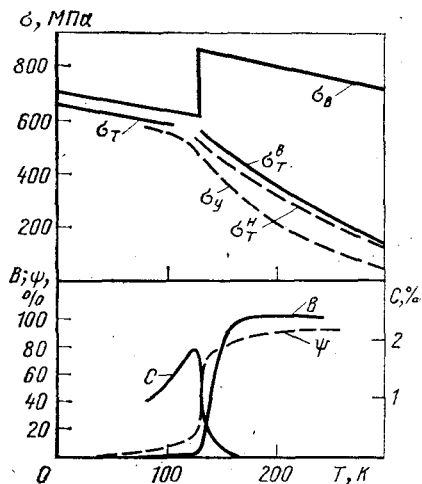


Рис. 103. Изменение механических характеристик крупнозернистого феррита в области вязко-хрупкого перехода. С — относительная концентрация трещин с  $h \approx l_{стр}$ ; В — доля вязкого излома

к тем же высоким степеням релаксации, что и дислокационная микропластичность. По-видимому, дело в том, что ротационная пластичность всегда связана с большими объемами и сдвигами, чем дислокационная ( $V > 1 \text{ мкм}^3 = 10^{10} b^3$ ,  $B \approx 10^2 b$ ). В областях больших напряжений, и, главное, больших их градиентов, которые существуют у надразов или трещин, деформация с большими характерными  $V$  и  $B$  не может уменьшить  $\sigma_{\perp}$  во всей области.

5. Вся схема в целом напоминает схему Иоффе хрупкого разрушения. Действительно,  $\sigma_{\perp}$  изменяется сравнительно слабее по сравнению с  $\sigma_{\parallel}$ ; в области  $T > T_{\text{кр}2}$  различие между  $\sigma_{\perp}$  и  $\sigma_{\parallel}$  тем меньше, чем ниже температура. Но детали изменения напряжений гораздо ближе к схеме релаксации локальных напряжений. Разрушающее напряжение не постоянно, оно растет с уменьшением  $T$  во всей области температур кроме малой окрестности  $T_{\text{кр}2}$ , где наблюдается резкое падение. Микропластичность (хотя и ротационная) наблюдается до самых низких температур. Все это подтверждает сделанный выше вывод, что хрупкое разрушение — это эффект локализации процессов разрушения и микропластичности на самых ранних стадиях.

6. Даже при высоких температурах относительное сужение редко достигает 1. В приведенном примере  $\psi_{T > T_{\text{кр}2}} \rightarrow 0,8$ . Этим о. ц. к. металлы отличаются от г. ц. к.: в чистых г. ц. к. металлах сужение  $\psi \rightarrow 1$  встречается гораздо чаще. Это явление было исследовано В. И. Трефиловым с сотрудниками и В. В. Рыбиным. Показано, что о. ц. к. металлы, особенно тугоплавкие, обладают способностью к образованию «критических дислокационных структур». Структур, в которых локальной запасенной энергии достаточно для разрушения. После деформации в шейке, соответствующей образованию критических структур, начинается массовое зарождение субмикротрещин и хрупкое распространение микротрещин вдоль направлений с максимальной запасенной энергией. Процесс заканчивается разрывом тела при конечном сечении  $0 < \psi < 1$ .

Остановимся более подробно на схемах разрушения, предложенных В. И. Трефиловым, Ю. В. Мильманом и В. В. Рыбиным. В. В. Рыбиным было обнаружено, что при  $\epsilon_{\text{ц}} \sim 0,5$  основная доля пластической деформации связана с ротационными модами<sup>1</sup>. Известно, что ротационные моды осуществляются в результате движения ча-



стичных дисклинаций, при этом в материале образуются плоские границы разориентаций. Сначала они имеют вид дислокационных (блочных) границ, затем — границ зерен с большой плотностью решеточных дислокаций на них. Объемы между границами постепенно очищаются от дислокаций.

Такая структура была названа В. В. Рыбиным фрагментарной<sup>2</sup>.

Границы фрагментов и есть области с максимальной латентной энергией. Субмикротрещины зарождаются на границах фрагментов, микротрещины распространяются вдоль них. После больших пластических деформаций (например, после прокатки до  $\epsilon_n \geq 1$ ) концентрация энергии в границах может достигнуть столь больших величин, что наступит расслоение металла поперек направления прокатки.

При прокатке границы фрагментов оказываются плоскими, вытянутыми вдоль направления прокатки, и параллельными поверхности полосы. Прочность образцов, вырезанных перпендикулярно направлению прокатки, оказывается в 30—100 раз более низкой, чем вырезанных вдоль направления прокатки. Такие же процессы образования фрагментов и разрушения вдоль них наблюдались В. В. Рыбиным в шейке.

С. А. Фирстовым было показано, что высокая концентрация решеточных дислокаций и прямолинейность границ существенны для хрупкого разрушения. Промежуточный отжиг, уменьшающий  $\rho$  в границах и нарушающий их прямолинейность, снижает склонность к зарождению и росту трещин в границах. Здесь играет роль как уменьшение запасов латентной энергии на границах с уменьшением  $\rho$ , так и необходимость увеличения движущей силы роста трещины при искривлении ее траектории.

Аналогичные процессы происходят и в пластической зоне перед вершиной трещины (рис. 104). На начальной

---

<sup>1</sup> Значение  $\epsilon_n \sim 0,5$  условно. Для монокристаллов и однородной деформации оно больше, для поликристаллов и неоднородной деформации (прокатки, деформации в шейке и т. д.) — меньше.

<sup>2</sup> В предыдущем параграфе рассматривалась блочная структура, формирующаяся при деформации г. п. к. металлов. При малых деформациях в результате ротационной неустойчивости блоки объединялись в группы по  $10^2$ — $10^3$  блоков. Такая структура, связанная с ротационной деформацией и большими разориентациями, была тоже названа нами фрагментарной. Устоявшаяся терминология в настоящее время отсутствует.

стадии основную роль в формировании локальных напряжений в плоской пластической зоне играет система дислокационных зарядов  $\Delta\rho_{zx}$  (рис. 60). Она создает мощные локальные растягивающие напряжения  $\sigma_{л.тр} = \sigma_{xx}$ , приводящие к разрушению границ фрагментов, перпендикулярных трещине (рис. 104, а). Дальнейшее развитие процесса зависит от пластических свойств металла, от его способности к релаксации напряжений. В случае хрупкого разрушения происходит расслоение по границам фрагментов в плоскости трещины (рис. 104,

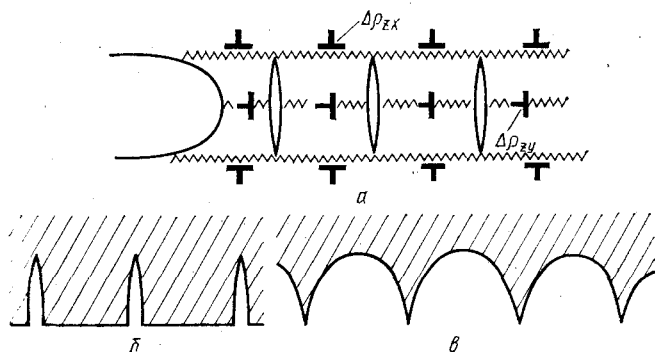


Рис. 104. Схема развития процесса разрушения в пластической зоне: а — зарождение микротрещин в результате раскола стенок фрагментов напряжениями  $\sigma_{xx}$  от системы дислокационных зарядов  $\Delta\rho_{zx}$ ; б — вид сбоку на поверхность разрушения при хрупком расколе перемычек между микротрещинами; в — вид сбоку на поверхность разрушения при вязком разрыве перемычек (чашечный излом)

б). Расслоение не сопровождается никакой видимой добавочной деформацией, поэтому его можно рассматривать, как совершенно хрупкое.

В вязком случае разрушение происходит вследствие утонения перемычек между исходными трещинами. Такой механизм разрушения был назван механизмом «внутренних шеек». Пластическое утонение может происходить практически до нуля. В этом случае фрактографическая картина разрушения представляет собой хаотически распределенные углубления — полусферы с ножевидными выступами между ними. Размеры углублений порядка характерных размеров фрагментарной структуры, т. е. 0,3—1 мкм. Такая поверхность часто называется поверхностью чашечного излома.

В заключение остановимся на влиянии размера зерна после предварительной пластической деформации и примесей на вязкохрупкий переход. Очевидно, что при увеличении размеров зерна повышается и концентрация напряжений на их границе а следовательно увеличивается  $T_{кр}$  при прочих равных условиях. Это явление было открыто Н. Н. Давиденковым и затем подтверждено многочисленными экспериментами. Для его описания используются несколько формул вида:  $T_{кр} = A - B l_{стр}^{-1/2}$   $1/T_{кр} = A_1 - B_1 \ln l_{стр}$  и др. На рис. 105 приведен пример обработки по второй формуле.

Аналогично объясняется эффект зависимости  $T_{кр}$  от скорости деформации  $\dot{\epsilon}$ : чем выше  $\dot{\epsilon}$ , тем менее эффективными являются процессы возврата при прочих равных условиях и, следовательно, тем выше внутренние

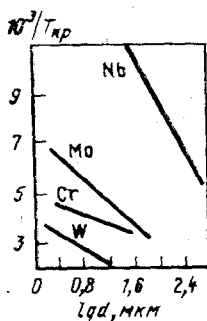


Рис. 105. Зависимость обратной температуры хладноломкости от размера зерна для нескольких типичных о. ц. к. металлов

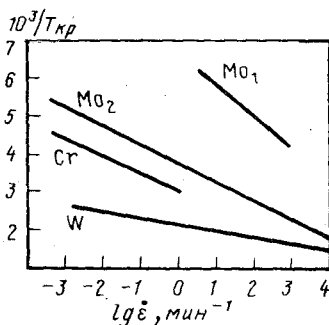


Рис. 106. Зависимость обратной температуры хладноломкости от  $\lg \dot{\epsilon}$  для некоторых типичных о. ц. к. металлов

напряжения (рис. 106). Повышение сопротивления трения для движения дислокаций  $\sigma_{вн}$  также уменьшает скорость релаксации локальных напряжений и увеличивает  $T_{кр}$ . Большое трение может быть создано как добавление примесей, распределенных внутри зерен в виде твердого раствора<sup>1</sup>, так и увеличением хаотически

<sup>1</sup> Напомним, что примеси, образующие хрупкие или, наоборот, очень пластичные фазы вдоль границ зерен еще сильнее влияют на хрупкое разрушение, повышая  $T_{кр2}$ . В этом случае понижение  $T_{кр2}$  может быть достигнуто добавлением примесей, которые вытесняют вредные примеси из границ, но сами не образуют там хрупких фаз. В качестве примера можно привести Re в Mo или Cr.

распределенных дислокаций леса, т. е. небольшими предварительными пластическими деформациями. Дальнейшее увеличение предварительной пластической деформации, приводящее к образованию блочной структуры и уменьшению плотности дислокаций леса снова уменьшает  $T_{кр}$ . В результате появляется интервал пластических деформаций, опасных с точки зрения высокотемпературной хрупкости.

Вопрос о влиянии плотности подвижных дислокаций на склонность к хрупкому разрушению еще не исследован в достаточной степени. Мы уже отмечали, что большие концентрации и подвижности примесей внедрения в о. ц. к. металлах способствуют созданию около дислокаций примесных атмосфер и сильным колебаниям плотности подвижных дислокаций. Из общих соображений ясно, что при внезапном нагружении какого-либо микрообъема плотность подвижных дислокаций в нем играет решающую роль для релаксации напряжений. В о. ц. к. металлах низкая концентрация подвижных дислокаций в исходном состоянии требует некоторого дополнительного времени на их отрыв от примесных атмосфер и размножение (аналогичному, например, времени задержки пластической деформации на зубе текучести). Оценки, приведенные выше, свидетельствуют о том, что задержка пластической деформации даже на  $10^{-5}$ — $10^{-6}$  с в пластической зоне должна существенно влиять на склонность к хрупкому разрушению. Поэтому мы полагаем что зависимость  $\rho_{подв}$  от концентрации примесей, времени и напряжения существенный фактор, способствующий охрупчиванию о. ц. к. металлов.

### 3. Высокотемпературное разрушение

Изменение характера пластической деформации — степени и места локализации, относительной роли релаксационных процессов и т. д. приводит к изменению вида дислокационной структуры, а вместе с ней, к изменению величины и распределения внутренних напряжений. Поэтому процесс разрушения изменяется, оставаясь кинетическим, статистическим и многостадийным. Меняются места зарождения и вид микротрещин, механизмы их роста и объединения, макроскопический характер разрушения. Обычно говорят об изменении «механизма разрушения».

Для большинства конструкционных металлов построены так называемые «карты разрушения» — схемы, на которых все поле изменения параметров эксперимента или эксплуатации разбито на области с различными механизмами разрушения [166, 167]. На рис. 107 приведены две карты разрушения для сплава нимоник 80 А. На карте рис. 107, б верхняя часть (вязкое разрушение) и левая средняя часть (внутризеренное разрушение при ползучести) относятся к сравнительно низким температурам и большим скоростям суммарной деформации. Динамическое разрушение осуществляется при  $\theta < 0,5 \times (T < 0,5 T_{пл})$  и при активном нагружении (ползучесть

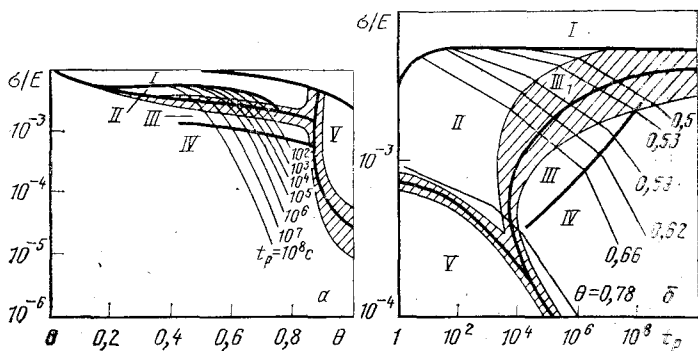


Рис. 107. Карты разрушения для сплава нимоник 80 А в координатах  $\sigma/E-\theta$  (а) и  $\sigma/E-t_p$  (б)

Поля: I — вязкое разрушение; II — внутризеренное разрушение при ползучести; III, — клиновидные трещины; III — клиновидные трещины и поры; IV — поры; V — разрыв в условиях динамической рекристаллизации. Заштрихованы поля со смешанным характером разрушения. На рис. 107, а приведены кривые  $t_p = \text{const}$ , а на рис. 107, б  $\theta = \text{const}$

при таких больших нагрузках еще невозможна). Основная причина разрыва — потеря макроскопической стабильности ( $\sigma > \theta$  для растяжения). Все эти случаи разрушения были рассмотрены.

Разрыв (*rupture*) занимает на диаграмме рис. 107, б левую нижнюю часть. Это высокотемпературное разрушение  $\theta > 0,8$ , при котором эффекты возврата играют определяющую роль. Для данного металла — нимоника основным механизмом возврата является динамическая рекристаллизация. Она начинается при деформациях, превышающих некоторую критическую. При этом в каком-либо сечении резко падают внутренние напряжения  $\sigma_{вн}$ , растет  $t_{эфф}$  и вся деформация локализуется вблизи

этого сечения, так что разрыв наступает вследствие потери макроскопической устойчивости из-за динамического возврата. Но этот тип разрушения в реальных условиях встречается крайне редко, так как при  $\theta \geq 0,8$  эксплуатация конструкционных материалов обычно невозможна.

Рассмотрим межзеренное разрушение при повышенных температурах  $\theta = 0,45-0,75$  и долговечностях  $t_p = 10^4-10^9$  с, типичных для эксплуатационных условий. Главное основание для выделения высокотемпературного разрушения в специальный класс — экспериментальное обнаружение локализации процесса разрушения в границах зерен. В настоящее время имеется общее согласие по поводу физической причины этой локализации: появление межзеренного проскальзывания. Считается, что оно ответственно за зарождение трещин в границах. Обсуждаются три механизма роста этих трещин: хрупкое разрушение границ, пластический рост пор в границах, вакансионное подрастание пор [168—172].

Остановимся на них подробнее.

*Межзеренное проскальзывание* [162]. Границы зерен — выделенные плоскости внутри поликристаллов. Границы с произвольным углом разориентации  $\varphi > 10^\circ$  имеют аморфную структуру, границы со специальными углами  $\varphi_i$  и близкие к ним ( $\varphi = \varphi_i \pm 5^\circ$ ) — упорядоченную структуру, нечто вроде двухмерного кристалла. Такие границы называются специальными. Границы с  $\varphi \leq 8^\circ$  состоят из дислокационных сеток и называются малоугловыми. Границы с  $(\varphi - \varphi_i) < 5^\circ$  являются наложением специальных и малоугловых границ. Толщина и аморфных и специальных границ невелика:  $d = (3-4)b$ .

Проскальзывание вдоль границ осуществляется так называемыми межзеренными дислокациями, плоскость скольжения которых совпадает с плоскостью границы. В специальных границах вектор Бюргерса дискретен, для полных дислокаций он больше, чем у решеточных дислокаций. Для дислокаций в аморфных границах можно говорить только о некотором среднем векторе Бюргерса (как и для аморфных тел и полимеров). По-видимому небольшие проскальзывания вдоль границ происходят уже при довольно низких температурах, но макроскопический вклад в пластическую деформацию благодаря межзеренному проскальзыванию  $\varepsilon_{з.г}$  возможен только при повышенных температурах  $\theta \lesssim 0,45-0,5$ .

На рис. 108 приведены результаты Дж. Чадека и В. Скленички по измерению относительного вклада в общую деформацию межзеренного проскальзывания  $\varepsilon_{з.г}/\varepsilon_n$  и внутризеренной деформации  $\varepsilon_{вз}/\varepsilon_n$ . Видно, что при низких  $\dot{\varepsilon}_{min}$  вклад межзеренного проскальзывания в суммарную деформацию является определяющим, достигая 70—80 %. Этот результат можно объяснить следующим образом. Межзеренное проскальзывание — пластическая деформация по не гладким плоскостям, содержащим изломы и ступеньки. Каждый дефект границы вызывает неоднородность пластической деформации  $\nabla \times \varepsilon$  и накопление дислокационных зарядов  $\Delta\rho$ .

Напряжения от них направлены навстречу приложенным, что эквивалентно большому упрочнению, тем больше, чем меньше расстояния между дефектами границ. Для снятия  $\sigma_{вн}$  необходимо время (например, возврат может осуществляться путем испускания решеточных дислокаций). Поэтому при малых общих скоростях пластической деформации, когда большая часть  $\sigma_{вн}$  в границах успевает сниматься, вклад  $\varepsilon_{з.г}$  в общую деформацию может быть весьма велик.

**Зарождение микротрещин.** Даже при высоких температурах и низких скоростях деформации не удается получить полной релаксации напряжений в границах. Для границ, на которых наблюдается проскальзывание, растет со временем, достигая сравнительно быстро ~100 %. Но средняя скорость сдвига в них уменьшается со временем (рис. 109). Следовательно, в некоторых местах границ продолжают накапливаться локальные напряжения  $\sigma_{л}$ , которые и приводят к зарождению субмикротрещин по одной из дислокационных схем.

**Рост клиновидных трещин.** Клиновидными называются трещины, зарождающиеся на тройных стыках зерен и развивающиеся вдоль одной из границ (аналогично рис. 110). Они зарождаются преимущественно на

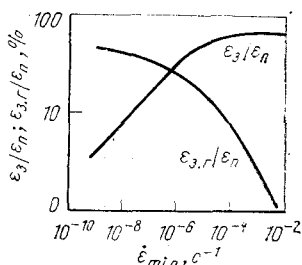


Рис. 108. Зависимость отношений  $\varepsilon_{з.г}/\varepsilon_n$  и  $\varepsilon_{вз}/\varepsilon_n$  от минимальной скорости ползучести  $\dot{\varepsilon}_{min}$  для меди и сплава Cu+20 % Zn при  $\sigma=10\text{--}100$  МПа и  $T=673\text{--}973$  К ( $\theta=0,5\text{--}0,72$ )

границах с максимальными растягивающими напряжениями. Во-первых, в этом случае касательные напряжения на прилегающих границах максимальны (рис. 110, а). Во-вторых, схема зарождения микротрещины по расположению дислокационных зарядов  $\Delta\sigma$  эквивалентна схеме Коттрелла. Известно, что при этом зарождается дислокационная трещина, росту которой способствуют нормальные напряжения.

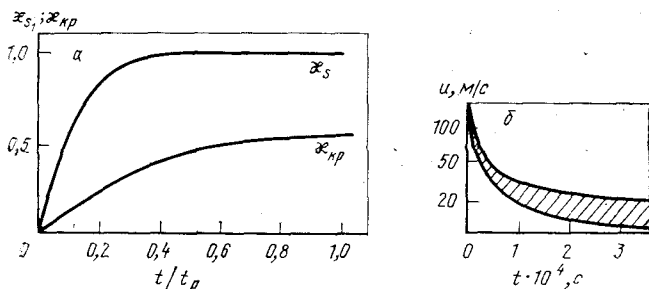


Рис. 109. Зависимость доли границ, на которых наблюдается сдвиг  $x_s$ : а — доли границ, на которых наблюдаются микротрещины  $x_s$ ; б — скорости межзеренного проскальзывания  $u(t)$  от времени: а — Cu+10 % Zn; 843 К; 20 МПа; б — медь 773 К, 20 МПа

Тройной стык зерен является линейным дефектом структуры межзеренных границ, блокирующий проскальзывание по границам зерен так же, как сама граница зерна блокирует линии скольжения в зерне. В границе зерна при ее пересечении линией скольжения может зарождаться трещина, но при высокой пластичности зерен локальные напряжения  $\sigma_d$  успевают релаксировать раньше благодаря микропластическим сдвигам. Аналогичная ситуация возможна и у тройного стыка. В этом случае полная релаксация  $\sigma_d$  посредством межзеренных сдвигов невозможна из-за ограниченного числа плоскостей скольжения — границ зерен. Поэтому основным фактором, определяющим условия развития клиновидных межзеренных трещин, является релаксационная микропластичность в объеме зерен около тройных стыков (рис. 110, в). При дальнейшем повышении температуры или уменьшении  $\epsilon_p$  релаксация успевает пройти и клиновидные трещины не зарождаются.

Таким образом, зарождение клиновидных трещин происходит в том случае, если температура начала межзеренного проскальзывания  $T_{з-гр}$  ниже температуры



микропластической релаксации  $T_{\text{рел}} : T_{\text{дв}} < T_{\text{рел}}$ . В металлах, где  $T_{\text{з-гр}} \gtrsim T_{\text{рел}}$  клиновидные трещины не возникают вообще.

*Рост микропор.* Из карт разрушения (рис. 107) видно, что поры на границах зарождаются при более высоких температурах или меньших скоростях деформации, чем клиновидные трещины. Под порами понимают обычно эллипсообразные пустоты, видимые на шлифах разрезов образцов или деталей после высокотемпературной ползучести. Видимое отношение размеров поры вдоль границы  $h_{\parallel}$  и поперек границы  $h_{\perp}$  обычно не велико ( $h_{\parallel}/h_{\perp} \approx 2$ ). Про третий размер поры чаще всего ничего не известно. Обычно предполагается, что он того же порядка.

Наиболее вероятны два механизма зарождения пор: разрыв ступеньки на границе скоплениями межзеренных дислокаций (см. рис. 42, *а—в*) и раскол хрупких включений. В первом из этих случаев поры окажутся вытянутыми вдоль ступенек, т. е. примерно перпендикулярно сдвигу; во втором — вдоль сдвига (аналогично схеме рис. 42, *ж*). По данным [172] все три размера пор восстанавливались послойной полировкой. Результаты свидетельствуют в пользу механизма раскола включений.

В литературе часто обсуждается механизм зарождения пор благодаря конденсации деформационных избыточных вакансий. Проведенные нами оценки показывают, что при малых скоростях ползучести ( $\dot{\epsilon}_n \approx 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ ) концентрация этих вакансий недостаточна для начальных стадий зарождения, т. е. для числа вакансий в поре  $\gtrsim 10$ . Поэтому мы отдаем предпочтение дислокационным механизмам зарождения пор.

В отличие от пор, зарождающихся в объеме зерен, поры на границах непрерывно и плавно растут с момента своего зарождения в течение всего времени ползучести. На рис. 110 приведены данные о росте среднего размера пор в процессе ползучести сплава  $\text{Cu} + 20\% \text{ Zn}$  (773 К; 20 МПа).

В литературе обсуждается два основных механизма роста пор: диффузионный и пластический. При диффузионном механизме поры растут за счет притока деформационных вакансий из объема зерна сначала посредством трубчатой, а затем путем зернограницной диффузии. Оценки показывают, что этот механизм может быть эффективен до размеров пор  $h = 2\text{—}4 \text{ мкм}$ .

Пластический рост пор происходит за счет увеличения сдвига зерен вдоль границы (рис. 111). Зарождение пор на ступеньках происходит по механизму встречных скоплений (см. рис. 42). В этих условиях продолжение сдвига по границе зерна увеличивает размер поры  $h_{\parallel}$ .

Сравнение с экспериментом показывает, что в интервале не очень больших долговечностей ( $t_p \lesssim 10^6 - 10^7$  с) зависимость  $h_{\parallel} \approx i$  действительно наблюдается. Это означает, что в этих условиях пластический механизм роста пор играет основную роль. Менее понятен обнаруженный экспериментально факт, когда форма пор при этом сохраняется:  $h_{\parallel}/h_{\perp} \approx \text{const}$  (рис. 110). Поперечный размер поры  $h_{\perp}$  не может расти путем межзеренного проскальзывания. Для увеличения  $h_{\perp}$  должна была бы расти высота ступеньки благодаря деформации по телу зерна. Но корреляции между  $\varepsilon_{з.г}$  и  $\varepsilon_{в.з}$  не обнаружено.

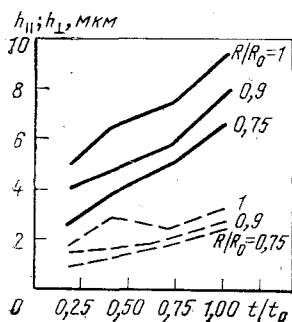


Рис. 110. Изменение средних размеров пор  $h_{\parallel}$  (сплошные линии) и  $h_{\perp}$  (штриховые) сплава  $\text{Si}+20\% \text{Zn}$  со временем для слоев, находящихся на различных расстояниях от внешней поверхности цилиндрического образца

Возможно, что за сохранение формы пор ответственно испускание решеточных дислокаций порой.

**Разрушение.** Из изложенного очевидно, что при высокотемпературной ползучести реализуется случай «накопления поврежденности». Проще всего описать процесс разрушения в каком-либо чистом виде. Например, для разрушения порами. Окончательному разрушению предшествуют стадии зарождения пор в границах зерен, их роста путем вакансионного или пластического механизма, объединение пор и разрушение межзеренных границ, рост межзеренных трещин (рис. 112).

Разрушение произойдет в тот момент, когда суммарная площадь границ, занятая порами и трещинами, достигнет критической величины. Эксперимент показывает, что критической является суммарная пористость границ  $\sim 10\%$ . Доля границ, содержащих поры может достигать  $\sim 0,5$  (см. рис. 109), критическая пористость на этих границах уже  $\lesssim 20\%$ . Из рис. 110 видно, что размеры пор различны в разных слоях, т. е. распределение

пор негомогенно. В наиболее опасных местах, где и зарождается макротрещина, пористость поврежденных границ может достигать 50—60 % и более.

Если известен закон увеличения числа и размеров пор, то может быть вычислено и среднее время до разрушения:

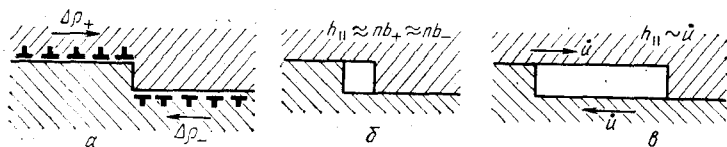


Рис. 111. Схема дислокационного зарождения (а, б) и пластического роста (в) поры на ступеньке границы зерна

$$\int_0^{\bar{t}_p} dt \dot{\Sigma}(t, \sigma, T) = \Sigma_{кр}, \quad (180)$$

где  $\Sigma_{кр}$  — критическая пористость;  $\dot{\Sigma}$  — скорость ее роста. Очевидно, что  $\bar{t}_p = \bar{t}_p(\sigma, T)$ , например

$$\bar{t}_p = t_0 \exp [(U_0 - \gamma_V \sigma)/kT], \quad (181)$$

но с  $U_0$  и  $\gamma_V$  отличными от определяемых в интервале средних температур. На основании формул (180) и (181) можно вычислить время до разрушения в сложном режиме, когда температура и напряжение изменяются во времени:  $\sigma = \sigma(t)$  и  $T = T(t)$ . Тогда  $\bar{t}_p = \bar{t}_p(t)$ . Но так как для перехода в заключительную стадию (т. е. к макротрещине) важна только суммарная пористость  $\Sigma_{кр}$ , то можно записать условие разрушения в виде

$$\int_0^{\bar{t}_p} dt / \bar{t}_p(t) = 1. \quad (182)$$

Это выражение называется правилом суммирования повреждений Бейли.

На рис. 113 показано изменение деформаций  $\epsilon_{в.з.}$  и  $\epsilon_{з.г.}$  до разрушения. Видно, что в области, где за разрушение ответственная межзеренная пористость,  $\epsilon_{з.г.} \approx \approx \text{const}$ . Но это утверждение справедливо только для достаточно больших скоростей ползучести  $\epsilon_{\min} \gtrsim 10^{-8} \text{ с}^{-1}$ , для которых основной вклад в скорость роста пор вносит межзеренное проскальзывание. Из этого рисунка следу-

ет, что  $\Sigma \sim \varepsilon_{з.г.}$ , а внутризеренная деформация вклада в рост пор практически не вносит.

Из этих результатов можно сделать несколько выводов. Основной из них — зависимость деформации до разрушения от  $\varepsilon_{min}$  в области перехода к межзеренному разрушению. Известно, что в условиях средних температур и напряжений, при которых  $\varepsilon_{min} \lesssim 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ , энергия разрушения связана с деформацией в объеме зерен. Это

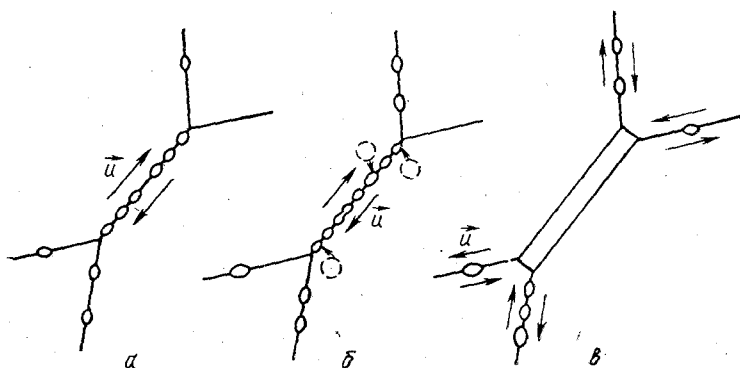


Рис. 112. Схема последовательных стадий процесса разрушения при высокотемпературной ползучести:

*a* — зарождение пор на межзеренной границе; *б* — их пластический или вакансионный рост; *в* — разрушение межзеренной границы, образование микротрещины с  $h = l_{Стро}$  и ее рост за счет межзеренного проскальзывания

означает, что независимо от того, какой из процессов является ведущим (разрушение или деформация или их вообще нельзя разделить на независимые процессы), энергия активации  $\varepsilon_{min}$  и  $n_{тр}$  одинаковы, а деформация до разрушения постоянна.

Ситуация меняется при переходе к межзеренному разрушению. При  $\varepsilon_{min} \lesssim 10^{-5} \text{ с}^{-1}$  разрушение определяется критической пористостью на границах зерен, но основная деформация все еще связана с объемом зерен  $\varepsilon_{в.з.} \gg \varepsilon_{з.г.}$

Напомним, что это возможно из-за резкой локализации межзеренной деформации в слоях  $\Delta = (2-5) a$  у границ зерен. Относительная деформация этих слоев очень большая  $\varepsilon_{п.л} \gtrsim 1$ , но  $\varepsilon_{з.г.} \ll 1$ , так как относительный их объем мал.

Энергия активации межзеренной деформации, естественно, отличается от объемной. Поэтому

$$\left. \begin{aligned} \dot{\Sigma} \sim \dot{\epsilon}_{з.г} &\sim \exp(-U_{з.г}(\sigma)/kT), \\ t_p = \Sigma_{кр}/\dot{\Sigma} &\sim \exp(-U_{з.г}(\sigma)/kT) \end{aligned} \right\} \quad (183)$$

и  $\epsilon_{кр\max} \approx \epsilon_{\min} t_p \sim \exp\{-[U(\sigma) - U_{з.г}(\sigma)]/kT\}$ .

Эксперимент показывает (см. рис. 113), что в области  $\epsilon_{\min} \geq 10^{-7} \text{ с}^{-1}$   $U_{з.г}(\sigma) < U(\sigma)$  и критическая деформация до разрушения быстро уменьшается с уменьшением  $\epsilon_{\min}$ . Если в области  $\epsilon_{\max} = 0,1 - 0,4$ , то в области межзеренного разрушения  $\epsilon_{\max}$  может уменьшаться до  $10^{-2} - 10^{-3}$ .

При  $\epsilon_{\min} < 10^{-8} \text{ с}^{-1}$   $\dot{\epsilon}_{з.г} > \dot{\epsilon}_{в.з}$  — основная деформация идет по границам зерен. Поэтому  $\epsilon_{р\max} = \epsilon_{з.г} t_p \approx \text{const}$  — деформация до разрушения может быть примерно постоянной. Но в этой же области начинается интенсивный рост пор благодаря притоку вакансий,  $\dot{\Sigma}$  — увеличивается по сравнению с (183) и  $\epsilon_{\max}$  снова падает.

Таким образом, процессы, ответственные за разрушение ( $\dot{\Sigma} \sim \dot{\epsilon}_{з.г}$ ) и макроскопическую деформацию ( $\dot{\epsilon}_{в.з}$ ) могут иметь различные энергии активации, что определяет резкое уменьшение пластичности  $\epsilon_{\max}$  с уменьшением  $\epsilon_{\min}$ .

Сложной задачей является расчет времени до разрушения в случае одновременной работы нескольких механизмов, например при внутризеренном разрушении и образования клиновидных трещин, или в области пор и клиновидных трещин (рис. 107). Ясно, что поскольку кинетика накопления дефектов разных типов различна, а зарождение макротрещины не может быть результатом простого суммирования дефектов разных типов, то применение правила Бейли в этом случае невозможно. Особенно сложным является вопрос о развитии процесса разрушения вблизи концентраторов. Клиновидные трещины развиваются преимущественно в областях с максимальными нор-

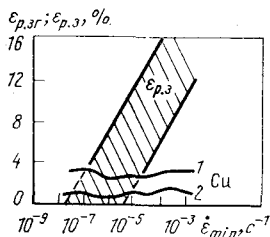


Рис. 113. Зависимость критических деформаций до разрушения  $\epsilon_{з.г}$  и  $\epsilon_{д}$  от минимальной скорости ползучести  $\epsilon_{\min}$ :  
1 — Cu + 20 % Zn; 2 — Cu + 10 % Zn; 3 — Cu

мальными напряжениями, а поры — максимальными касательными напряжениями. В зависимости от формы надреза области с  $\sigma_{\text{дл}}^{\text{н}}$  и  $\tau_{\text{дл}}^{\text{н}}$  могут или совпадать, или не совпадать. Следовательно, правило суммирования повреждений в этом случае зависит от формы надреза.

*Разрушение в объеме зерен.* Обычно считается, что в условиях высоких температур разрушение идет только в границах зерен. В достаточно чистых модельных материалах при высоких температурах в объеме зерен дислокационная структура вообще не образуется. Только иногда в слоях, примыкающих к границам, формируется блочная структура. Отсутствие существенных барьеров и однородность пластической деформации делают невозможным создание больших локальных напряжений, достаточных для зарождения микротрещин.

Положение существенно меняется для реальных материалов, содержащих обычно частицы других фаз и имеющих в объеме зерен развитую дислокационную структуру (созданную при изготовлении деталей). В таких материалах субмикротрещины с  $\bar{h} \approx 0,1$  мкм могут зарождаться в высокотемпературных условиях. Так, в паропроводах из жаростойких сталей были обнаружены субмикротрещины с  $h = 0,4\text{—}1,5$  мкм как около карбидных частиц ( $\sim 80\%$ ), так и на различных стыках дислокаций, например на тройных стыках блоков ( $\sim 20\%$ ). Субмикротрещины имели форму микропор и появлялись в процессе ползучести во время эксплуатации.

Время разрушения таких деталей велико — 20—30 лет ( $\sim 10^9$  с), суммарные скорости ползучести очень малы ( $10^{-10}\text{—}10^{-11}$  с $^{-1}$  и меньше). Рост пор по границам зерен происходит благодаря притоку вакансий из объема зерен. Запас вакансий в микропорах объема существенно ускоряет процесс разрушения. Если производить отжиг микропор аналогично порам в приповерхностных слоях, то дислокационная структура существенно стабилизируется, скорость ползучести замедляется, уменьшается скорость роста пор в границах зерен, увеличивается долговечность. Таким образом, в технических материалах параллельно с разрушением границ зерен наблюдается зарождение микропор в объеме зерен, которые существенно влияют на весь процесс разрушения.

*Рекристаллизация.* Все конкретные результаты, приведенные выше на ряде рисунков, относились к меди и сплавам меди с цинком, причем медь была подвергнута

предварительному отжигу, стабилизирующему границы. В результате в процессе ползучести границы не смешались и все зародившиеся в них микропоры или клиновидные трещины оставались в одной плоскости. Для разрушения этот случай является наихудшим: все зарождающиеся и растущие микротрещины вносят свой вклад в поврежденность,  $\Sigma$  растет быстро, долговечность мала.

В металлах типа Al при температурах  $\theta > 0,5-0,6$  уже идет интенсивная рекристаллизация. Граница зерен, перемещаясь по кристаллу, отходят от зародившихся в них пор. В объеме зерен новые поры или не зарождаются (нет больших  $\sigma_d$ ), или зарождаются медленно, как и при средних температурах. Поэтому поры, оказавшись внутри зерен, стабилизируются. Деформация в таких материалах не падает столь резко при переходе к повышенным температурам, или даже увеличивается. Накопление пор в объеме зерен продолжается до создания критической их концентрации, отвечающей дилатации ( $\Delta \geq 0,5-1\%$ ). Таким образом, рекристаллизация существенно увеличивает критические деформации при высоких температурах.

Напомним, что при повышенных температурах система пор в приповерхностном слое начинает отжигаться, стабилизируется и не вызывает уже перехода к неустойчивому локальному процессу.

#### 4. Усталостное разрушение

В большинстве машин и механизмов детали подвергаются воздействию переменных во времени напряжений. Это могут быть колебания напряжения около среднего значения, периодические разгрузки и нагружения и, наконец, циклы типа растяжение — сжатие.

Максимальное значение разрушающего напряжения  $\sigma_{\max}$  во многих случаях, особенно при большом числе циклов нагружения  $N$  меньше предела текучести  $\sigma_T$  и зависит только от числа циклов. Поэтому данные об усталостной прочности приводят в виде кривой  $\sigma_{\max}-N$ , называемой кривой усталости.

Усталостное разрушение не единый процесс. В зависимости от приложенных напряжений, их характера и числа циклов изменяются и условия разрушения. На рис. 114 приведена схема усталостной кривой [13]. Точке A соответствует временное сопротивление, при котором разрушение происходит за первый цикл. На участке

$ABC$  излом носит квазистатический характер. Несмотря на переменный характер напряжений остаточные удлинения накапливаются, в конце развивается шейка и характер излома не отличается принципиально от статического.

Участок  $CD$  соответствует началу усталостного разрушения. Появляется усталостная трещина, продвигающаяся вперед при каждом новом цикле нагружения. Пластическая деформация в интенсивной зоне перед вершиной трещины носит периодический характер. По-

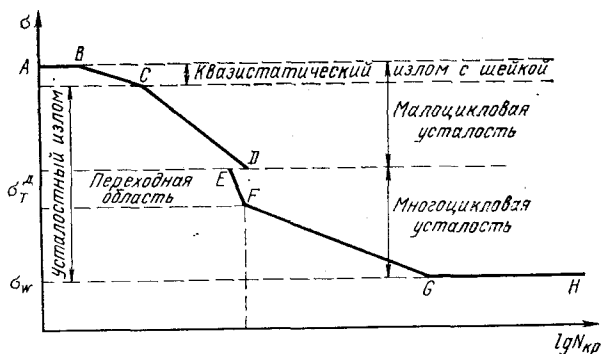


Рис. 114. Схема полной кривой усталости;  $\sigma_D$  — динамический предел текучести,  $N_{кр}$  — критическое число циклов перехода к многоцикловой усталости,  $\sigma_w$  — предел усталости.

этому периодический характер носит и поверхность разрушения: на обеих сторонах трещины появляются периодические бороздки, соответствующие продвижению трещины за каждый цикл.

Критическое число циклов, соответствующее переходу к многоцикловой усталости  $N_{кр}$  сравнительно мало:  $N_{кр} = 10^3 - 10^4$ . Для реальных машин требуется, чтобы их детали выдерживали существенно большее число циклов. Поэтому в конструкциях, подверженных переменным нагрузкам, используются меньшие напряжения, для которых  $N \gg N_{кр}$ . Критическому числу  $N_{кр}$  примерно соответствует напряжение динамического предела текучести, т. е.  $\sigma_T$  при скорости нагружения, равной скорости нагружения при усталостном режиме. В области перехода часто наблюдаются разрывы ( $ED$  на рис. 114) [13].

В области малоцикловой усталости число циклов до разрушения зависит от формы и длительности цикла, от



промежутков между циклами. В. А. Степанов объяснил эти эффекты с точки зрения конкуренции процессов разрушения и возврата. Его объяснение аналогично приведенному выше для области вязко-хрупкого перехода [37].

На рис. 115 приведен пример простейшего эффекта — уменьшения времени жизни при периодическом нагружении с промежуточной разгрузкой. При статическом нагружении в вязкой области локальные напряжения спадают во времени из-за релаксации (кривая 1), и разрушение происходит при низком уровне  $\sigma_{л}$ , равном  $\sigma_{рел}$ .

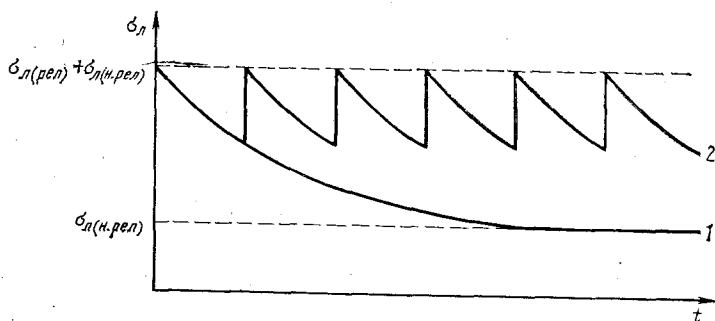


Рис. 115. Изменение локальных напряжений во времени для статических (1) и циклических (2) нагрузок

Если время цикла меньше времени релаксации, то за время действия нагрузки напряжения  $\sigma_{л}$  не успевают уменьшиться существенно. Если, кроме того, между отдельными циклами растяжения имеется время отдыха, достаточное для обратной релаксации напряжений, а цикла сжатия нет совсем, то при новом приложении растяжение  $\sigma_{л}$  восстанавливается до своего максимального значения (кривая 2). В результате средние локальные напряжения при периодическом нагружении больше, чем при статическом.

Важно, что активационные параметры процессов разрушения и релаксации, определяемые из усталостных испытаний, совпадают с определенными из вязко-хрупкого перехода. Поэтому по испытаниям на малоцикловую усталость можно рассчитывать параметры вязко-хрупкого перехода и наоборот.

Наибольший интерес представляет многоцикловая усталость, при которой процессы пластической деформации и разрушения имеют специфические черты, не встре-

чающиеся у описанных выше случаев статического разрушения.

Прежде, чем переходить к детальному описанию процесса сделаем несколько предварительных замечаний.

1. Усталостные испытания проводятся обычно по двум основным схемам. Нагружение с циклами с постоянной амплитудой нагружения  $\sigma_{\max} = \text{const}$ , и с постоянной амплитудой деформации  $\epsilon_{\max} = \text{const}$ . Из-за процессов упрочнения и возврата в первом случае изменяется пластическая деформация, во втором — напряжения. Первый случай называется мягким нагружением, второй — жестким.

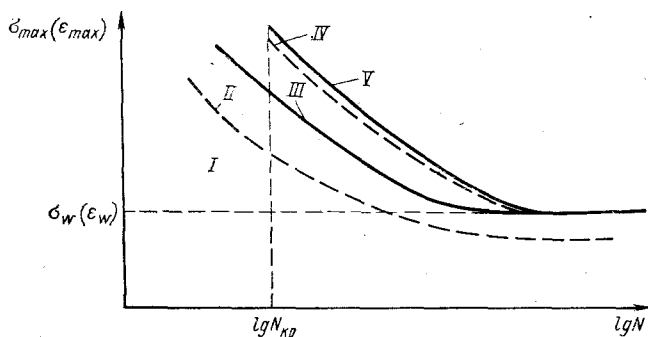


Рис. 116. Схема стадий процесса многоциклового усталости:

*I* — область циклического упрочнения или возврата; *II* — область зарождения усталостных трещин; *III* — область стационарного роста усталостных трещин; *IV* — область неустойчивого роста усталостной трещины; *V* — кривая усталости

2. В каждом цикле дислокации совершают возвратно поступательные движения. Поэтому повышается вероятность аннигиляции дислокаций, роль возврата. Из общих соображений можно ожидать усиления неоднородности пластической деформации, повышения роли коллективных дислокационных эффектов. Поэтому дислокационные структуры при усталости качественно отличаются от структур при статических испытаниях.

3. Усталостное разрушение даже в большей степени чем статическое является четко выраженным многостадийным процессом с определенными границами между стадиями. На рис. 116 приведена схема стадий разрушения при многоциклового усталости.

Рассмотрим отдельные стадии многоциклового усталости более подробно.

**Стадия I упрочнения и/или возврата.** Изучение логичнее проводить в жестком режиме ( $\epsilon_{\max} = \text{const}$ ), тогда изменение напряжения непосредственно указывает на процессы, происходящие в образце. Несколько отличаются изменения  $\sigma$  в модельных материалах, хорошо отожженных перед испытанием, и конструкционных металлов, предельно упрочненных до начала работы или испытания. В первом случае сначала наблюдается упрочнение. Напряжение увеличивается до некоторого предела, затем начинает плавно уменьшаться (рис. 117). Это

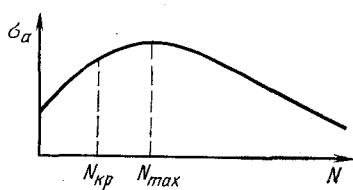


Рис. 117. Зависимость максимальных напряжений цикла от числа циклов  $N$

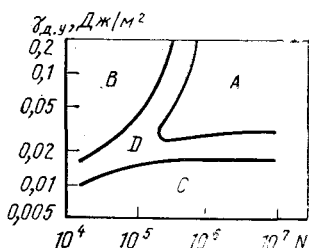


Рис. 118. Схема дислокационных структур при усталостных испытаниях в зависимости от  $\gamma_{д.у}$  и  $N$ .  $\gamma_{д.у}$  — А — жгуты прямолинейных дислокаций, «структура вен», в приповерхностном слое — устойчивые полосы скольжения; В — ячеистая структура; С — плоские группы (скопления) дислокаций; D — смешанная структура

означает, что при циклическом нагружении одновременно идут процессы упрочнения и возврата, причем возврат несколько запаздывает относительно упрочнения. В металлах, упрочненных до начала циклической деформации, стадия упрочнения может отсутствовать.

Дислокационная структура при циклических воздействиях отличается от наблюдаемой при статических испытаниях. Прежде всего отметим, что различие между объемной частью образца и приповерхностным слоем усиливается. На рис. 118 приведены схемы зависимости типов дислокационных структур от амплитуды цикла, выраженной в числах циклов до разрушения  $N_r$  и энергии дефекта упаковки  $\gamma_{д.у}$ . В приповерхностных слоях при  $N \lesssim 10^5$  наблюдаются устойчивые полосы скольжения, отсутствующие при статических испытаниях. В поликристаллах устойчивые полосы скольжения проникают

на глубину одного или нескольких зерен, в монокристаллах глубина их проникновения значительно больше, она может быть сравнима с толщиной образца [20]:

Полосы скольжения при циклических испытаниях — совершенно новый элемент дефектной структуры. Внутри полос наблюдается интенсивное разупрочнение, которое необратимо. Поэтому раз возникнув, полоса с увеличением числа циклов только расширяется и развивается, что и является причиной для их названия. По мере увеличения плотности полос и усиления возврата в них вся пластическая деформация локализуется в полосах. Участок с  $\epsilon_{\text{дин}} > \theta$  на кривой рис. 117 при  $N > N_{\text{мах}}$  связан с локализацией деформации в устойчивых полосах скольжения.

Другая особенность усталостных дислокационных структур: большая роль ротационной пластичности. Во всех типах структур возникают разориентированные слои. К сожалению, роль этих эффектов еще очень мало исследована.

Отметим еще необратимость движения дислокаций при смене знака напряжения. Ротационная пластичность, о которой сообщалось выше, есть одно из ее проявлений. Считается, что причиной необратимости движения дислокаций являются поля внутренних напряжений с масштабом в несколько микрон. Но детальных моделей этого эффекта пока нет.

Для многоциклового усталости наибольший интерес представляет область А на рис. 118 больших  $N$  и  $\dot{\epsilon}_{\text{д.у.}}$ . Перейдем к рассмотрению ее кинетики. В течение начального периода ( $N \lesssim 10^3 - 10^4$ ) развитие дислокационной структуры напоминает случай статического нагружения (только  $\tau < \tau_{\text{г}}$  и в статическом случае при таких маленьких напряжениях структура не развивается совсем). Сначала появляются отдельные дислокации, диполи и мультиполи из них, затем образуются небольшие, хаотически распределенные клубки. Но уже на следующем этапе циклический характер внешнего напряжения и возвратно-поступательное движение дислокаций приводит к качественным изменениям дислокационной структуры (рис. 119). Образуются длинные жгуты из краевых дислокаций, которые пересекают весь объем. Строго говоря, дислокации в жгутах не чисто краевые, они искривляются внутри жгутов. Сами жгуты тоже искривляются на расстояниях, существенно больших их диаметра, переплетаются, сливаются и ветвятся. В литературе

такие переплетения жгутов иногда называют «структурой вен».

Считается, что внутри жгутов пластическая деформация не идет. Вся деформация связана с движением винтовых отрезков между жгутами. В течение длительного времени плотность этих отрезков сохраняется примерно постоянной. Аннигиляция винтовых отрезков в каналах компенсируется выходом дислокационных петель из жгутов в каналы (А на рис. 119).

Этот эффект является типичным коллективным дислокационным эффектом. Сейчас его можно объяснить следующим образом. Потоки винтовых дислокаций в каналах создают смещения и напряжения, действующие на жгуты как внешнее давление, уплотняя и спрессовывая их. Каждое необратимое возвратно-поступательное движение винтового отрезка добавляет, кроме того, по два крайних отрезка в каждый из жгу-

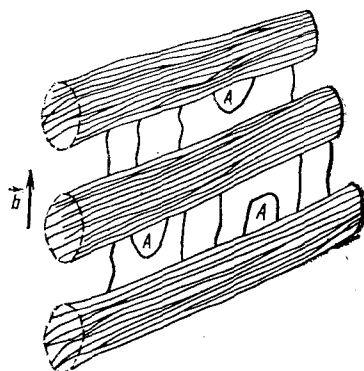


Рис. 119. Жгуты краевых дислокаций с прямолинейными отрезками винтовых дислокаций и петлями (А), выходящими из жгутов

тов. Таким образом, исходная клубковая структура оказывается неустойчивой по отношению к возвратно-поступательным токам винтовых дислокаций, которые расчищают себе каналы, вытесняя из них краевые дислокации.

Для поликристаллов структура жгутов сохраняется в основном объеме металла до самого момента разрушения. Но в приповерхностном слое начинается новый тип неустойчивости, приводящий к образованию устойчивых полос скольжения<sup>1</sup>. Точный механизм этой неустойчивости не вполне ясен, но на основании имеющихся сейчас

<sup>1</sup> Часто используется метод изгибного нагружения, когда напряжения в приповерхностном слое выше, чем в объеме. При этом устойчивые полосы скольжения образуются только в приповерхностном слое даже в монокристалле. В поликристалле развитие дислокационной структуры в объеме может остановиться на клубковой или даже мультиполной стадии. В монокристалле при однородных  $\sigma$  устойчивые полосы скольжения, зародившиеся вблизи точки  $N=N_{кр}$  (рис. 117) могут прорасти через весь кристалл и привести к существенному разупрочнению.

данных можно предположить, что в его основе лежит аннигиляция краевых дислокаций, стимулируемая коллективным движением отрезков винтовых дислокаций.

Микроскопический механизм этой неустойчивости можно представить себе следующим образом. Движение винтовых дислокаций в каком-либо месте канала становится коррелированным. По-видимому, группа одноименных дислокаций начинает двигаться синхронно на небольшом участке канала. В этом месте локальное дав-

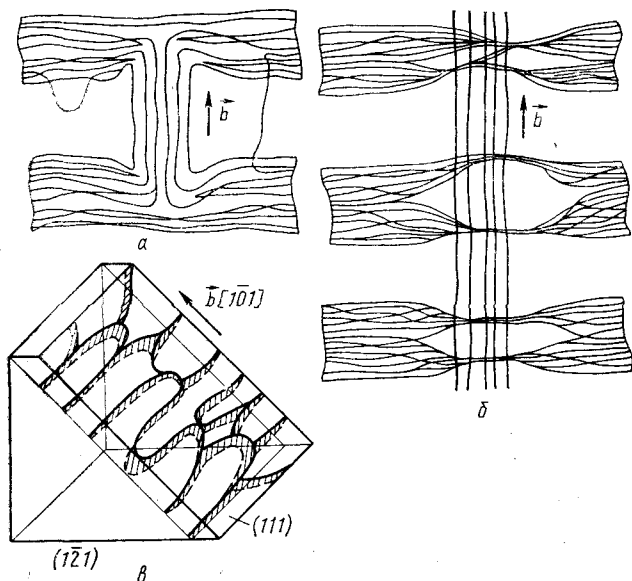


Рис. 120. Образование устойчивой полосы скольжения:

*a* — образование устойчивой группы одноименных винтовых дислокаций и начало образования канала вдоль вектора Бюргерса; *б* — устойчивая полоса скольжения и «лестница» из остатков жгутов вдоль нее. Вид сбоку; *в* — вид в плане на устойчивую полосу скольжения («лестничная» структура)

ление на стенки жгутов возрастает, и внутри жгутов начинается стимулированная аннигиляция краевых дислокаций (рис. 120, *a*). В результате из жгутов «выедается» канал, параллельный  $\vec{b}$ . Винтовые дислокации из соседнего канала исходной структуры присоединяются к движению первоначальной группы винтовых дислокаций. В результате канал развивается вдоль  $\vec{b}$  через другие жгуты (рис. 120, *б*). Но краевые дислокации в

жгутах аннигилируют не полностью. От них остаются плотные перемычки (рис. 120, б и в), образующие в плане структуру, называемую часто «лестничной».

Каналы параллельны  $\vec{b}$  с лестничной дислокационной структурой и образуют устойчивые полосы скольжения. Уменьшение плотности дислокаций в них необратимо, поэтому разупрочнение устойчиво. Образование таких каналов и приводит к низкой прочности ( $\sigma_{\max} < \sigma_T$ ) при многоцикловых нагрузках.

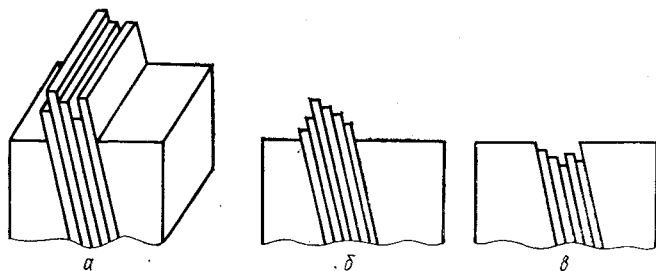


Рис. 121. Схема экструзий и интрузий на пересечении устойчивой полосы скольжения с поверхностью кристалла:

а — общий вид; б — чистая экструзия; в — чистая интрузия

**Образование экструзий и интрузий.** Детали пластической деформации в устойчивых полосах скольжения не ясны. Эта ситуация очень странна, так как уже известна и дислокационная структура полос, и основной макроскопический результат, к которому приводит движение дислокаций в полосах: на внешней поверхности образца в месте выхода полосы образуются экструзии и интрузии (рис. 121, а). Их происхождение и является одной из основных проблем усталостного разрушения.

Поверхностный рельеф бывает самым разнообразным. Это могут быть или чистые экструзии (рис. 121, б), или, реже, чистые интрузии (рис. 121, в), но чаще всего, смешанный рельеф с преобладанием экструзий.

Существует много моделей, объясняющих их происхождение. Наиболее старая<sup>1</sup> — возвратно-поступательное движение винтовой дислокации по эллиптической траектории. Эта модель хорошо объясняет перемещение

<sup>1</sup> Мы не отмечаем модель движения групп краевых дислокаций, параллельных поверхности, не отвечающую реальной дислокационной структуре полосы.

материала слоями, согласуется с уменьшением высоты рельефа при уменьшении  $\gamma_{д.у}$  (т. е. при увеличении расщепления дислокаций и уменьшения вероятности двойных поперечных скольжений, что приводит к затрудненности движения по эллипсу). Но недаром во всех статьях и обзорах схемы перемещения слоев обрываются на небольшом расстоянии от поверхности. Так же сделали и мы на рис. 121. При конечной глубине проникновения канала каждая экструзия должна была бы приводить к трещине на конце полосы, а этого не наблюдается.

Другая модель [173] связывает экструзии с зарождением высокой концентрации вакансий в устойчивых полосах скольжения, до  $c_v \approx 10^{-4}$ . Авторы полагают, что высокие  $c_v$  вызывают экструзии, а интрузии могут возникать только как детали рельефа экструзий. Модель объясняет преобладание экструзий над интрузиями, но не может объяснить чистых интрузий, которые редко ( $\sim 5\%$  случаев), но все же встречаются.

В. С. Иванова и В. Ф. Терентьев обращают внимание на разупрочнение устойчивых полос скольжения. В модельных опытах, когда циклическому нагружению подвергался слоистый образец из материалов с разной пластичностью, мягкие слои образовывали экструзии из-за неоднородной поперечной деформации.

По нашему мнению, экструзии и интрузии — результат комплекса процессов. Поперечная деформация устойчивых полос скольжения позволяет компенсировать продольное перемещение слоев, сохраняя сплошность материала после эллиптических движений групп винтовых дислокаций.

Остаются неясными вопросы о причинах и параметрах эллиптических возвратно-поступательных движений дислокаций, о разориентациях в полосе и прослойках (а они неизбежны при необратимых движениях) и, самое главное, о причинах объединения винтовых дислокаций в устойчивые группы.

*Зарождение микротрещин.* Все исследователи в настоящее время согласны со следующими основными положениями:

а) при любой дислокационной структуре появлению микротрещин предшествует локальное разупрочнение, локализация пластической деформации и появление вблизи поверхности, в местах пересечения ее с областями повышенной деформации локальных источников внутренних напряжений;



б) трещина зарождается вдоль плоскости с максимальными касательными напряжениями. В случае многоциклового усталости — вдоль устойчивых полос скольжения, т. е. под углом  $\sim 45^\circ$  к максимальному растягивающему напряжению.

Однако детали механизма зарождения сейчас не ясны. Не ясно даже, существует ли какой-либо основной механизм зарождения усталостной трещины, или имеется несколько конкурирующих возможностей. По-видимому, имеющиеся сейчас модели можно разбить на три основных группы (рис. 122).

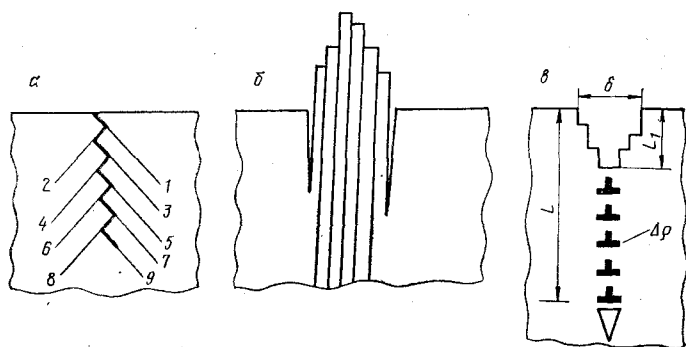


Рис. 122. Основные группы моделей зарождения усталостной трещины:

а — модель Ноймана пластического зарождения — в результате последовательной работы линий скольжения 1, 2, 3, ...,  $i$ ; б — модель Шмидта утонения экструзий; в — модель Лукаша — зарождения на максимальной интрузии

К первой группе можно отнести пластические модели, в которых микротрещина возникает благодаря последовательному сваливанию в зародыш дислокаций разных типов. Считается, что в этом случае не требуется локального концентратора напряжений, так как дислокации в разупрочненной области могут двигаться при  $\tau < \tau_t^*$ . В качестве примера можно привести модель Ноймана последовательной работы линий скольжения, включающихся по мере подхода к ним вершины трещины [174]. Сейчас не ясно, возможна ли работа систем скольжения, наклонных к устойчивой полосе скольжения.

\* Это может быть и не совсем верно. Как только около зародыша сформируется минимальная пластическая зона, появляется  $\Delta p$  и локальные напряжения. Они создают потенциальный барьер, для преодоления которого нужны перенапряжения.

Вторая группа моделей связывает зарождение усталостной трещины с максимальными экструзиями. В качестве примера на рис. 122, б приводится модель Шмидта (Дрезден). Согласно ей экструзия получается не только благодаря продольному движению слоев материала, но и путем утонения устойчивой полосы скольжения. Утонение вызывает появление между ней и матрицей растягивающих локальных напряжений и, как следствие, отслоение устойчивой полосы скольжения от матрицы.

Напомним, что модель трансляционного перемещения слоев встречается с трудностями при полосах конечной длины: не ясно как обеспечить неразрывность материала на конце полосы. Данная модель эту трудность снимает. Утонение полосы может быть следствием ее разупрочнения, т. е. быть чисто макроскопическим эффектом.

Исследование срезов, перпендикулярных поверхности, проведенное докт. Лукашем, привело его к выводу о зарождении усталостных трещин на максимальных интрузиях с острой вершиной. В слое под интрузией возникают растягивающие напряжения. Если предположить, что образование поверхностного рельефа связано с изменением толщины полосы, то интрузия создает структуру  $\Delta r$ , изображенную на рис. 122, в. Наиболее энергетически выгодное расположение этих дислокаций — стенка. Если интрузия — острая, то можно ожидать небольших длин  $L$  изменения толщины слоя под интрузией. Весь материал интрузии переходит в полуплоскости краевых дислокаций, со средней длиной  $0,5L$ . Тогда число дислокаций  $n \approx 2\Delta S/Lb$ , где  $\Delta S$  — площадь интрузии, а угол разориентации от стенки  $\varphi \approx 2\Delta S/L^2$ . Условие зарождения трещины под стенкой дислокаций конечной длины рассматривалось в гл. III. В простейшем случае оно имеет вид  $\varphi > \varphi_c \approx 0,1$ . Для интрузии оно выполняется при  $\Delta S \lesssim 0,1L^2$ , например при  $\Delta S = 0,1 \text{ мкм}^2$ ,  $L \approx 1 \text{ мкм}$ , что действительно соответствует максимальным интрузиям. Зародившаяся трещина, как и при образовании трещины на границах зерен, может развиваться вдоль стенки, достигая размера  $h \sim L \sim 1 \text{ мкм}$  [175].

Особый интерес представляет зарождение усталостных трещин в деталях с упрочненным поверхностным слоем. Для борьбы с усталостью в настоящее время используются различные методы упрочнения поверхности: легирование, нанесение покрытий, создание слоя с

внутренними сжимающими напряжениями. Последнее достигается обычно локальными деформациями, вызывающими удлинение поверхностного слоя. Используется обкатка роликом, дробеструйная обработка, облучение обычным или лазерным светом методом сканирования и т. д. Экспериментально установлено, что создание сжимающих напряжений в приповерхностном слое существенно (в 1,5—3 раза) повышает  $\sigma_w$  и другие усталостные характеристики.

Обнаружено, что в таких материалах усталостная трещина часто зарождается в объеме, около пересечения устойчивых линий скольжения со сжатым слоем. Но сейчас еще не ясно, происходит ли при этом качественное изменение механизма зарождения.

*Устойчивый рост усталостных трещин.* Основное отличие разрушения в усталостном случае по сравнению со статическим — появление длительного участка медленного, т. е. устойчивого, роста макротрещины. Реальные детали всегда подвергаются из-за случайных причин перегрузкам выше предела усталости  $\sigma_w$ . Поэтому, даже если они были рассчитаны на  $\sigma < \sigma_w$ , усталостные трещины в них зарождаются. В некоторых материалах  $\sigma_w$  вообще отсутствует:  $\sigma_w \rightarrow 0$ . Поэтому основной вопрос усталостного разрушения — расчет скорости роста усталостной трещины. Требуется выбирать эту скорость из требования, чтобы трещина не успела вырасти до неустойчивого размера за время службы детали.

Задача об устойчивом росте усталостной трещины распадается на три: пластическая зона около усталостной трещины, механические критерии ее роста и микроскопические механизмы распространения усталостной трещины.

Заметим прежде всего, что начало стадии устойчивого роста связано с поворотом трещины в плоскость, перпендикулярную главным нормальным напряжениям.

Пластическая зона около усталостной трещины, так же, как и около статической, распадается на две: диффузную и зону предразрушения (рис. 70). Только это разделение более четкое.

В интенсивной зоне усталостной трещины пластические деформации переменны по знаку (рис. 123), причем этот переменный характер сохраняется даже при напряжениях одного знака (например, при периодических приложениях растягивающих напряжений с интервалами разгрузки между ними).

Размер зоны предразрушения мал:  $r_{\text{п}}^{\text{цикл}} \ll r_{\text{п}}^{\text{стат}}$ . Но он часто бывает велик по сравнению с продвижением трещины за один цикл:  $l_1 \ll r_{\text{п}}^{\text{цикл}}$ . В результате трещина продвигается на расстояние  $2r_{\text{п}}$  за большое число циклов нагрузки  $N_p = 2r_{\text{п,тр}}/l_1 \gg 1$ . Например, может быть  $N_p = \sim 10^2$ . Это означает, что в пластической зоне предразрушения знак деформации может измениться сто и более раз, прежде, чем она разрушится. Переменные деформа-

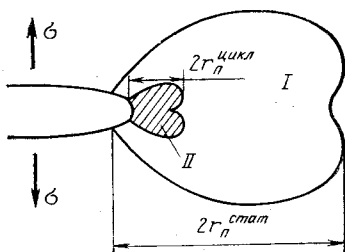
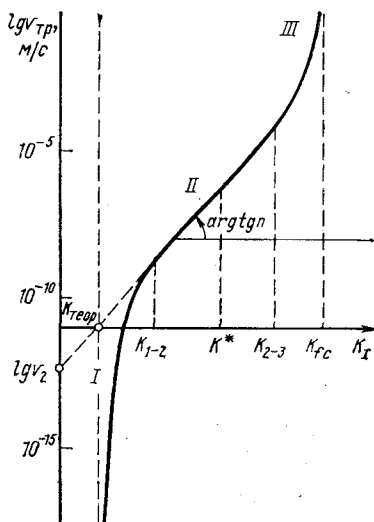


Рис. 123. Пластическая зона усталостной трещины:

*I* — рассеянная зона монотонных деформаций; *II* — интенсивная зона переменных деформаций (зона предразрушения)

Рис. 124. Зависимость скорости стационарного роста усталостной трещины от коэффициента интенсивности напряжений  $K_I$



ции на микроскопическом уровне способствуют образованию микротрещины. Поэтому усталостная трещина способна продвигаться при напряжениях значительно меньших, чем статическая.

В статическом случае механические критерии (например  $K_{Ic}$ ) используются для нахождения условий перехода трещины в неустойчивое состояние. Для циклического нагружения оказалось возможным связать скорость стационарного роста трещины с аналогичными величинами, например с  $K_I^*$ . Типичный график зависимости  $v_{\text{тр}}$  от  $\Delta K_I$  приведен на рис. 124. Вся кривая разбивается на три участка [176]:

\* Поскольку  $\sigma = \sigma(t)$ , то и  $K_I = K_I(t)$ . Поэтому используются, например, критерий  $K_a = K_I(\sigma_{\text{max}})$  или  $\Delta K = K_I(\sigma_{\text{max}}) - K_I(\sigma_{\text{min}})$ .

а) участок I медленного роста. Скорость трещины может быть очень мала. Минимальные измеренные сейчас скорости доходят до  $v_{тр} = 10^{-14}$  м/цикл. Малость этой величины видна из следующей оценки. В машинах обычно  $\dot{N} \sim 10^2$  с<sup>-1</sup>. Критические размеры усталостной трещины могут быть достаточно велики  $h_{кр} > 10^{-2}$  м. Тогда  $t_p = h_{кр}/v_{тр} \dot{N} = 10^{-2}/10^{-14} \cdot 10^2$  с =  $10^{10}$  с  $\approx 300$  лет (непрерывной работы!). Этой скорости соответствует напряжение  $\sigma \lesssim 3\%$   $\sigma_T$ . Очевидно, что реальные детали машин нельзя рассчитывать на такие маленькие нагрузки, так как это приведет к гигантским перерасходам металла и утяжелению конструкции. Следовательно, при любых реальных нагрузках усталостные трещины будут распространяться.

Второе соображение, по которому скорость  $10^{-14}$ — $10^{-10}$  м/цикл следует считать малой. Величина одного скачка составляет  $10^{-6}$ — $10^{-7}$  м (как уже сообщалось), каждый скачок оставляет бороздку на поверхности разрушения). Следовательно, при скорости, например  $10^{-14}$  м/цикл, трещина совершает один скачок за  $\sim 10^7$  циклов ( $10^{-7}/10^{-14} = 10^7$  м), а остальные ( $10^7 - 1$ ) циклов уходит на подготовку скачка.

На стадии I дислокационная, фазовая и другие структуры являются определяющими. Их изменение может менять  $v_{кр}$  на несколько порядков;

б) участок II стационарного роста определяется в основном механическими критериями. Скорость роста трещины выражается через  $\Delta K$  выражением:

$$dl/dN = C(\Delta K)^n, \quad (184)$$

где  $C$  и  $n$  — постоянные металлы (мы использовали для длины трещины букву  $l$ , чтобы формула имела обычный вид). Это выражение известно, как закон Переса. Один скачок на участке II равен примерно размеру субзерна. Участок II содержит некоторое характеристическое  $\Delta K^*$ , выше которого трещина совершает один скачок за цикл, а ниже — требуется несколько циклов для одного скачка. Эта стадия занимает  $10^4$ — $10^6$  циклов. Важная особенность участка II — сильная зависимость скорости роста трещины от среды. В агрессивных средах  $dl/dN$  может возрастать на порядок и более;

в) участок III соответствует большим скоростям. За один скачок трещина может проходить расстояние, большее  $l_{суб}$  даже порядка размера зерна. Поэтому общее число циклов, которое тратится на эту

стадию, составляет малую долю от общей долговечности.

При достижении  $K_I = K_{tc}$  трещина теряет устойчивость и происходит «долом», обычно — по плоскости с максимальными касательными напряжениями или близкой к ней (рис. 125).

Микроскопические механизмы роста усталостных трещин исследованы еще недостаточно полно. По-видимому, даже в сходных условиях  $K_I$  и  $l$  эти механизмы могут сильно зависеть от свойств материала, в основном, — от закономерностей развития субмикроразрушений в интенсивной пластической зоне.

Согласно В. С. Ивановой в области малых  $K_I$  эффективен механизм встречных трещин, уже рассмотренный ранее (см. рис. 69). По-видимому, этот механизм реализуется на участке I и начале участка II, когда основное время (число циклов) уходит на подготовку разрушения.

А. Я. Красовским предложен следующий механизм для участка II (рис. 126) [177]. Во время полуцикла сжатия образуется две интенсивные полосы скольжения с системами микротрещин в каждой из них. На полуцикле растяжения происходит объединение микротрещин в одной из зон — верхней или нижней — и срез перемычки. Модель объясняет роль переменных напряжений, порядок величины одного скачка и образование одной усталостной бороздки за цикл.

В общем случае может оказаться эффективным любой из механизмов, рассмотренных ранее. Все зависит от кинетики развития интенсивной пластической зоны. В модели Красовского основные деформации идут по полосам, составляющим угол  $\sim 45^\circ$  с плоскостью трещины. Поэтому путь трещины оказывается извилистым, «рыскающим», с масштабом отклонений от прямолинейности порядка ширины бороздки.

Если разрушение в таких плоскостях недостаточно

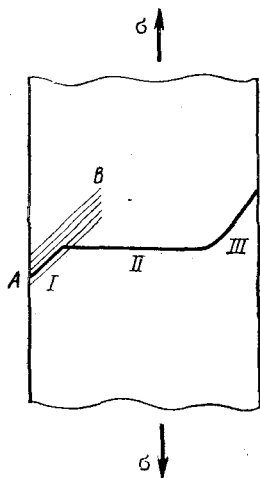


Рис. 125. Траектория роста усталостной трещины:

I — участок зарождения, АВ — устойчивая полоса скольжения; II — участок устойчивого роста; III — долом

для слияний микротрещин, то пластическая деформация может перекинуться в плоскость трещины. Формируется плоская пластическая зона (рис. 72) и разрушение будет развиваться, например по модели встречных трещин. Уже сообщалось, что число микротрещин и законы их роста определяют стабильность плоской интенсивной зоны. В циклическом случае эти законы, разумеется, меня-

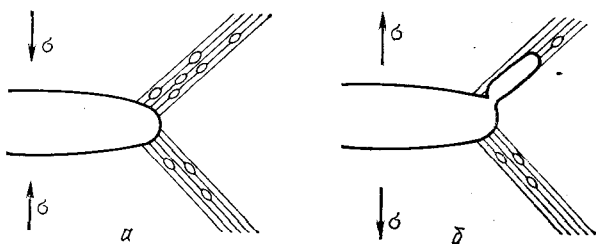


Рис. 126. Механизм роста усталостной трещины Красовского на участке II:

*a* — зарождение полос скольжения в интенсивной зоне и трещин в них на полцикле сжатия; *б* — объединение микротрещин вдоль одной из полос (верхней или нижней) и продвижение трещин благодаря срезу перемычки между макротрещиной и системой микротрещины во время полцикла растяжения

ются. Заряды  $\Delta\sigma$  соответствуют только накапливающейся части деформации, поэтому при тех же  $\Delta\sigma$  полные деформации увеличиваются. Трещина может расти при меньших нагрузках.

В целом можно сказать, что процессы циклической пластической деформации в интенсивной зоне и зарождения и роста в ней микротрещин взаимосвязаны и определяют микромеханизм роста усталостной трещины на стационарной стадии.

\* \*

Из изложенного видно, что в реальных металлах реализуются все рассмотренные в основной части книги микроскопические модели и осуществляются макроскопические схемы разрушения. Так разрушение в результате потери макроскопической устойчивости наблюдается в чистых г. ц. к. металлах, о. ц. к. металлах при повышенных температурах и т. д.

Схема накопления рассеянных повреждений типична для высокотемпературной ползучести. Разрушение от

вязкой трещины типично для о.ц.к. металлов при повышенных температурах и для листовых образцов г.ц.к. металлов, разрушение благодаря развитию хрупкой трещины реализуется в о.ц.к. металлах при низких температурах. .

Дефектная структура для всех случаев и на всех этапах является определяющим разрушение фактором. Наиболее важны дислокационная и дисклинационная структуры, свойства границ зерен, частицы других фаз и т. д. Именно дефектная структура определяет появление локальных напряжений и возможность их частичной релаксации, потоки дефектов осуществляют перенос по телу латентной энергии, скопления дефектов тормозят трещины и т. д.

Кончим мы теми же утверждениями, с которых начали книгу. Разрушение является процессом, причем процессом кинетическим, статистическим, многостадийным и многомасштабным. Кинетическими (термофлуктуационными) являются все стадии во всех случаях. Только при неустойчивом росте хрупкой трещины или дорыве образца при усталости термоактивационный характер процессов не столь важен. Статистический характер наиболее полно проявляется в случаях накопления рассеянной поврежденности: вязком разрушении г.ц.к. и о.ц.к. металлов, высокотемпературном разрушении. О многостадийности мы тоже упоминали неоднократно. Наиболее рельефно многостадийность проявляется при усталостном и высокотемпературном разрушении.

Пожалуй только многомасштабность не получила должного освещения. Ее примеры видны во взаимодействии рассеянной и диффузной пластических зон, влиянии микротрещин на развитие интенсивной зоны и т. д. Таким образом, рассмотренные нами частные случаи продемонстрировали правильность основных физических моделей разрушения.

В конце шестидесятых годов начался новый этап развития физических представлений о механизмах пластической деформации и разрушения. Он характеризуется комплексностью и многоплановостью подхода к проблемам. Основные черты этого этапа, по нашему мнению, следующие:

- а) понимание многостадийности процессов;
- б) учет многомасштабности пластической деформации, разрушения и взаимосвязи процессов на разных масштабных уровнях;



в) развитие представлений и моделей коллективных дислокационных эффектов;

г) рассмотрение возможности ротационных мод деформации, как самостоятельных мод деформации. Появление дисклинационных моделей ротационной деформации и разрушения. Изучение взаимосвязи трансляционной и ротационной мод на разных уровнях;

д) новый подход к микротрещинам, как к обычным элементам дефектной структуры; разработка термоактивных моделей зарождения микротрещин; исследование взаимосвязи процессов разрушения и деформации на микроуровне; появление идеи о коллективных эффектах в системах микротрещин и точечных дефектов;

е) понимание особой роли поверхности твердых тел и приповерхностных слоев как в процессе разрушения, так и в кинетике развития пластической деформации.

Таким образом, новый этап привел к пониманию того, что элементарные акты пластической деформации и разрушения могут быть связаны с гораздо большими масштабами, чем атомный или дислокационный, и что полную картину процессов можно получить только на основе комплекса взаимосвязанных и сменяющих одна другую моделей на разных масштабных уровнях. В общем случае эти модели должны быть кинетическими и статистическими.

*Многостадийность.* Процессы пластической деформации и разрушения проходят в своем развитии несколько последовательных стадий. Классификация этих стадий для разрушения была дана уже в начале семидесятых годов. Согласно ей весь процесс разрушения в общем случае можно разбить на стадии: а) подготовительную; б) зародышевых трещин; в) микротрещин; г) макротрещин; д) роста магистральной трещины.

На подготовительной стадии вследствие неоднородности пластической деформации в теле создаются области перенапряжений и высоких концентраций дефектов. На второй стадии в этих областях возможно зарождение субмикротрещин (зародышевых) размерами  $\sim 0,1-0,2$  мкм. При накоплении в каком-либо локальном объеме или во всем теле достаточно высоких концентраций зародышевых микротрещин процесс разрушения переходит в третью стадию, на которой субмикротрещины подрастают, объединяются и формируют микротрещины размерами  $1-10$  мкм.

В результате повторения этого процесса на более вы-

соком масштабном уровне возникают макротрещины размером 100—1000 мкм, которые являются достаточно мощными концентраторами напряжений и генерируют около своих концов самостоятельные пластические зоны. Процессы в этих зонах повторяют в какой-то мере начальные стадии процесса разрушения «а» — «в». Там зарождаются субмикро- и микротрещины, что обеспечивает медленный рост макротрещины. Наконец, все эти процессы теряют устойчивость, скорость трещины возрастает и она переходит в магистральную, быстро разрушающую тело.

Появление области с повышенной концентрацией субмикро- или микротрещин приводит к перераспределению напряжений как внутри области, так и около нее. Это вызывает повышенную скорость зарождения новых микротрещин в областях перегрузки и заканчивается зарождением макротрещины. Поскольку эффект зависит как от размеров и формы очага разрушения, так и от концентрации в нем микротрещин, то он является типичным коллективным эффектом.

Многостадийность процесса пластической деформации известна давно. 1-, 2- и 3-я стадии деформации монокристаллов, стадии мгновенной, переходной и установившейся ползучести и т. д. Прецезионные исследования дислокационной структуры с использованием большой статистики в опытах *in situ* в высоковольтных электронных микроскопах показали, что при переходе от одной стадии к другой происходит качественное изменение дислокационной структуры, сопровождаемое изменением коэффициентов упрочнения и возврата. Оказались несостоятельными попытки, проводимые в 50-60-х годах, описать кривые деформации и ползучести путем изменения отношений между коэффициентами упрочнения и возврата с деформацией (точнее их можно рассматривать только как математический прием описания, не отражающий физику процессов).

В большинстве случаев перестройка дислокационной структуры происходит не стохастически. В старой структуре появляются очаги — зародыши новой структуры, которые затем расширяются и прорастают через кристалл по механизму, сходному с полосой Людерса — Чернова. Более того, полосы Людерса сейчас следует рассматривать как частный пример перестройки дислокационной структуры, проходящей в данном случае наиболее интенсивно. Значительная часть таких перестро-

ек приходит к ротационным структурам и имеет дисклинационную природу.

Таким образом, как и в случае разрушения, кривые пластической деформации нельзя описать в рамках какой-либо одной модели. Переход от одной стадии к другой происходит обычно достаточно резко. При пластической деформации часто наблюдается распространение областей новых структур по механизму типа полосы Людерса (фазового перехода).

В последние годы были поняты три обстоятельства, носящие фундаментальный характер:

1) элементарный акт может происходить на самых различных масштабных уровнях;

2) события, развивающиеся на разных масштабных уровнях, обычно взаимосвязаны;

3) для описания событий на разных масштабных уровнях необходимо использовать физические модели, различающиеся не только по своей природе, но и использующие различный математический язык. В общем случае для описания процессом пластичности и разрушения требуется с увеличением деформации и размеров трещин не только учитывать смену моделей, но и одновременно использовать несколько взаимосвязанных моделей на разных уровнях.

В физике разрушения масштабные уровни тесно связаны с размерами трещин. Зарождение субмикротрещин происходит в объеме порядка  $10^{-3} - 10^{-2}$  мкм<sup>3</sup> и связано с неоднородностью пластической деформации в объеме 1 мкм<sup>3</sup>. Но на этот процесс могут оказать влияние и более крупные по масштабу неоднородности деформации. Зарождение микротрещин охватывает объем  $\geq 1 - 10^3$  мкм<sup>3</sup> и происходит при неоднородностях  $\epsilon_n$  в объемах, на один — три порядка больших и т. д.

В физике пластической деформации сейчас можно выделить четыре основных масштабных уровня:

1. Микроскопический (атомный) с характерными размерами  $l_m = 1 \div 30$  а и объемами  $\Delta V_m$  от  $V_a$  до  $100 \div 1000 V_a$ .

2. Мезоскопический или уровень дислокационных субструктур с размерами  $l_{суб} = 0,1 \div 3$  мкм и объемами от  $10^{-2}$  до  $10$  мкм<sup>3</sup>.

3. Структурный уровень, совпадающий в поликристаллах с уровнем зерна  $l_{стр} = 20 \div 200$  мкм. Для монокристаллов это может быть уровень, связанный с группами дислокационных субструктур, например блоков.

4. Макроскопический уровень с характерным размером  $l_m \geq 10l_{стр}$ , на котором структурные неоднородности пластической деформации уже несущественны.

В соответствии с характерными особенностями пластической деформации на каждом структурном уровне требуется использование специфических физических моделей и математического языка.

Ротационные эффекты чаще всего происходят на структурном и мезоскопическом уровнях. Поэтому их дисклинационное описание есть пример математического аппарата для этих уровней.

Ротационные процессы обычно идут дискретными шагами. По-видимому, это утверждение справедливо и для других субструктурных и структурных эффектов: они проходят в результате зарождения и распространения дискретных сдвигов или поворотов. Границам незавершенных сдвигов следует сопоставить супердислокации — линейные дефекты 2-, 3-го и т.д. порядков. Аналогично границы незавершенных поворотов являются дисклинациями. Введение элементарных дефектов на разных масштабных уровнях — одно из главных достижений современной теории пластичности.

Дефекты второго и более высоких порядков отличаются по своим свойствам от дефектов первого порядка — обычных дислокаций. Вообще структура и свойства дефекта определяются свойствами среды более низкого порядка. Так, свойства обычной решеточной дислокации характеризуются структурой кристаллической решетки и характером сил межатомных связей. Свойства дефектов второго порядка (дисклинаций и супердислокаций на мезоуровне) определяются типами дислокационных структур и видом напряженного состояния и т.д.

В реальных материалах и при не очень малых деформациях условия структурной однородности и стабильности потоков дефектов обычно не выполняются. При этом появляется не только взаимосвязь деформаций в соседних объемах, но и на разных структурных уровнях. Так, неоднородность деформации на мезоуровне может инициировать ротации на структурном уровне, и наоборот.

Таким образом, изучение закономерностей деформации на промежуточных уровнях и их взаимосвязи позволит, как мы полагаем, получить законы макроскопической пластичности из «первых принципов».

Подводя итог, можно сказать следующее: а) неодно-

родности деформации существуют на всех уровнях; б) появляются элементарные для данного уровня дефекты — дислокации, дисклинации и трещины. Для решетки это обычные дислокации — дефекты первого порядка, для мезоуровня — второго порядка, для субструктурного уровня — третьего порядка и т. д.; в) при критической концентрации дефектов на любом уровне сильное взаимодействие между ними приводит к началу коллективных эффектов на этом уровне, включению следующего уровня и появлению дефектов следующего порядка. По-видимому, укрупнение масштаба корреляции и увеличение порядка дефектов и лежит в основе деградации материала при пластической деформации.

*Ротационная деформация.* Ротации для кристаллической решетки столь же типичны, как и турбулентное течение для жидкости. В гидродинамике турбулентное течение начинается при критических значениях скорости потока и ее градиента. Характерный размер вихря однозначно определяется размерами системы (например, диаметром трубы). В кристалле ротационное движение определяется большим числом причин. Соответственно как характерные размеры вращающихся объемов, так и параметры поворотов значительно более разнообразны. При этом в общем случае могут наблюдаться как повороты материала, так и повороты ориентаций (атомных плоскостей, углы которых в принципе независимы).

Приведем примерную классификацию ротационных деформаций в твердых телах по основным параметрам.

1. По масштабу можно выделить: микроротации с  $L \approx a$ ; мезоскопические с  $L = 0,1 \div 2$  мкм; субструктурные и структурные ротации с  $L$ , равным примерно размеру зерна или группы субзерен; макроротации с  $L$ , равным размеру группы зерен или размеру тела. Микроротации для кристаллов не типичны. По-видимому, они встречаются только при сложных элементарных ячейках. Но в полимерных и аморфных материалах это один из наиболее распространенных элементарных актов пластической деформации.

2. По величине угла:  $\Omega < 1^\circ$  — малые;  $1^\circ < \Omega < 10^\circ$  — средние и  $\Omega > 10^\circ$  — большие ротации. Области с малыми разориентировками разделяются обычно объемными дислокационными структурами с избытком дислокаций одного знака и высокой плотностью сидячих дислокаций (листы, стенки ячеек, сплетения и т. д.). Границами областей со средними разориентациями яв-

ляются чаще всего дислокационные стенки, а с большими — границы зерен.

3. По причинам возникновения следует различать: ротации вследствие релаксации внутренних моментов сил; вследствие работы моментов приложенных напряжений; ротации, вызываемые дислокационными неустойчивостями, и пассивные ротации, являющиеся следствием анизотропии пластических свойств материала и неоднородности пластической деформации.

Таким образом, набор причин, которые могут приводить к ротациям в твердых телах, весьма широк. Отметим, что любые производные от тезора напряжений  $\nabla\sigma$  означают появление крутящих моментов, которые совершают работу на пластических поворотах. Эта добавочная работа компенсирует энергию плоских границ раздела между разориентированными объемами.

Таким образом, представление о пластических ротациях является одним из главных элементов современных представлений о пластической деформации и разрушении. Поэтому дисклинации, являющиеся элементарными носителями поворотов, привлекают к себе сейчас пристальное внимание исследователей. Аналогия с вниманием, которое привлекали к себе дислокации в 40-50-х годах, очевидна.

Появление этой новой системы представлений о пластической деформации и является, по нашему мнению, основой развития физической теории разрушения в ближайшие годы.

## Библиографический список

1. Материалы VI Всесоюзного съезда по теоретической и прикладной механике. Киев: Наукова думка, 1976. 286 с.
2. Материалы VII Всесоюзного съезда по теоретической и прикладной механике. Алма-Ата: Алма-Атинский университет, 1981. 355 с.
3. Материалы IV Всесоюзной конференции по физике разрушения. Киев: ИПМ, 1980. 435 с.
4. Материалы VIII Всесоюзной конференции по усталости металлов. М.: ИМет, 1982. 398 с.
5. Advances in Research on the Strength and Fracture of Materials, 4-th Int. Conf. on Fracture. Univ. Waterloo, Ontario, Pergamon press, 1978. 4096 p.
6. Proc. 5-th Int. Conf. Fracture. 29 March — 3 April, Cannes, 1981, 3082 p.
7. Referate VI Symposium Verformung und Bruch von Metallen. Magdeburg: Techn. Universitet, 1982. 272 p.
8. Макклиток Ф., Аргон А. Деформация и разрушение материалов. М.: Мир, 1970. 443 с.
9. Копецкий Ч. В. Структура и свойства тугоплавких металлов. М.: Металлургия, 1974. 205 с.
10. Махутов Н. А. Сопротивление элементов конструкций хрупкому разрушению. М.: Машиностроение, 1973. 201 с.
11. Черепанов Г. П. Механика хрупкого разрушения. М.: Наука, 1974. 640 с.
12. Трефилов В. И., Мильман Ю. В., Фирсов С. А. Физические основы прочности нетугоплавких металлов. Киев: Наукова Думка, 1975. 315 с.
13. Иванова В. С., Терентьев В. Ф. Природа усталости металлов. М.: Металлургия, 1975. 455 с.
14. Старцев В. И., Ильчев В. Я., Пустовалов В. В. Пластичность и прочность металлов и сплавов при низких температурах. М.: Металлургия, 1975. 328 с.
15. Красовский А. Я. Физические основы прочности. Киев: Наукова думка, 1977. 139 с.
16. Панасюк В. В., Андрейкив А. Е., Ковчик С. Е. Методы оценки трещиностойкости конструкционных материалов. Киев: Наукова думка, 1977. 247 с.
17. Якобори Т. Научные основы прочности и разрушения материалов. Киев: Наукова думка, 1978. 354 с.
18. Иванова В. С. Разрушение металлов. М.: Металлургия, 1979. 167 с.
19. Красовский А. Я. Хрупкость металлов при низких температурах. Киев: Наукова думка, 1980. 337 с.
20. Mikro Klesnil, Peter Lukas. Fatigue of Metallic Materials. Prague: Academia, 1980. p. 240.
21. Janne Carlsson. Brottmechnik. Stockholm: Ingenjörsförlaget, 1980, p. 282.
22. Штрель М. А. Прочность сплавов. Ч. 1. М.: Металлургия, 1982. 278 с.
23. Разрушение. Т. I—VII: Пер. с англ./Под ред. Либовица Г. М.: Мир, 1973—1976.
24. Dislocations in Solids. V.1—6/ed. F. R. N. Nabarro. Amsterdam: North-Holland Publ., 1978, 1983. 200 p.

25. Проблемы прочности и пластичности твердых тел. Л.: Наука, 1979. 269 с.
26. Усталость и вязкость разрушения металлов. М.: Наука, 1974. 263 с.
27. Физика прочности композиционных материалов. Л.: ЛИЯФ, 1978. Т. I. 218 с.; 1979. Т. II. 263 с.
28. Прочность материалов и элементов конструкций в экстремальных условиях/Под ред. Писаренко Г. С. Киев: Наукова думка, 1980. Т. I. 535 с. Т. II. 671 с.
29. Иоффе А. Ф. Физика кристаллов. М.—Л.: ГИЗ, 1929. 192 с.  
Иоффе А. Ф., Курпичева М. А., Левитская М. А. Журнал Русского физико-химического общества, 1924, т. 56, № 5—6, с. 489—504.  
*Joffe A. F. — Z. Phys., 1924, Bd 22, S. 285—304.*
- Иоффе А. Ф. — В кн.: О причинах низкой величины механической прочности. Т. II. Л.: Наука, 1974. с. 296—302.
30. Александров А. П., Журков С. Н. Явление хрупкого разрыва. М.—Л.: Техиздат, 1933. 51 с.  
Давиденков Н. Н. Динамическая прочность и хрупкость металлов: Избр. труды. Киев: Наукова думка, 1981. 704 с.
31. Степанов А. В. — Изв. АН СССР. сер. физическая, 1937, № 6, с. 797—813. Степанов А. В. Основы практической прочности кристаллов. М.: Наука, 1974. 341 с.
32. Одинг И. А., Иванова В. С. — ДАН СССР, 1955, т. 103, № 1, с. 77—80.
33. Zhurkov S. N. — Int. J. Fracture Mech, 1965, v. 1, p. 311—326. Int. J. Fracture, 1975, v. 11, № 5. Zhurkov Anniversary Issue.
34. Регель В. Р., Слуцкер А. И., Томашевский Э. Е. — УФН, 1972, т. 106, с. 193—238.
35. Регель В. Р., Слуцкер А. И., Томашевский Э. Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: Наука, 1974. 560 с.
36. Степанов В. А. — В кн.: Проблемы прочности и пластичности твердых тел. Л.: Наука, 1965, с. 52—61.
37. Stepanov V. A., Shpeizman V. V. — Mat. Sc. and Eng., 1981, v. 49, p. 195—228.
38. Панасюк В. В. Предельное равновесие хрупких тел с трещинами. Киев: Наукова думка, 1969. 246 с.
39. Владимиров В. И. Физическая теория пластичности и прочности. Л.: ЛПИ, 1975, ч. II. 152 с.
40. Новожиллов В. В. — ПММ, 1969, т. 33, № 2, с. 212—222.
41. Новожиллов В. В. — ПММ, 1969, т. 33, № 5, с. 797—812.
42. Владимиров В. И., Ханнанов Ш. Х. — ФММ, 1970, т. 30, с. 490—510.
43. Владимиров В. И. — ФТТ, 1972, № 5, с. 205—206.
44. Vladimirov V. I. — Int. J. Fracture, 1975, v. 11, № 5, p. 869—880.
45. Владимиров В. И. — В кн.: Физика хрупкого разрушения. Киев: Институт металлофизики, 1977, т. 2, с. 29—38.
46. Владимиров В. И. — Физ. ХОМ, 1974, № 2, с. 23—25.
47. Фридель Ш. Дислокации: Пер. с англ. М.: 1967. 644 с.
48. Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1972. 600 с.
49. Владимиров В. И. Физическая теория пластичности и прочности. Л.: ЛПИ, 1975, ч. I. 118 с.
50. Полухин П. И., Горелик С. С., Воронцов В. К. Физические основы пластической деформации. М.: Металлургия, 1982. 584 с.



51. Косевич А. М. Дислокации в теории упругости. Киев: Наукова думка, 1978. 220 с.
52. Косевич А. М. Физическая механика реальных кристаллов. Киев: Наукова думка, 1981. 328 с.
53. Шаскольская М. П. Кристаллография. М.: Высшая школа, 1976. 390 с.
54. Cotteril R. M. I. — Phys. Lett., 1977, v. 60 A, p. 61—64.
55. Esmann U., Mughrabi H. — Phil. Mag., 1979, v. 40A, p. 731—740.
56. Владимиров В. И., Кусов А. А. — ФТТ, 1981, т. 23, № 4, с. 1211—1214.
57. Владимиров В. И., Ханнанов Ш. Х. — Проблемы прочности, 1973, № 5, с. 62—66.
58. Vladimirov V. I. — In: Ref. IV Symp. Verformung und Bruch., Magdeburg: Techn. Univer., 1976, S. 14—16.
59. Vladimirov V. I., Zhukovskii I. M. — Phys. Stat. Sol., 1973, v. 18, p. 271—276.
60. Владимиров В. И., Жуковский И. М. — В кн.: Физико-химические аспекты прочности жаростойких материалов. М.: Наука, 1969, с. 15—18.
61. Gleiter G. — Phil. Mag., 1969, v. 20, p. 821—827.
62. Владимиров В. И., Монин В. И. — ФММ, 1977, т. 43, № 6, с. 1127—1132.
63. Приемский М. Д., Романов А. Е. — В кн.: Дисклинации. Экспериментальное исследование и теоретическое описание. Л.: ЛИЯФ, 1982, с. 130—145.
64. Панин В. Е., Гриняев Ю. В., Елсукова Т. Ф. и др. — Изв. вузов. Физика, 1982, № 6, с. 5—27.
65. Luft A., Richter I. et al. — In: IV Int. Symp. Reinstoffe in Wissenschaft und Technik, Dresden: ZFW, 1975, S. 13—16.
66. Владимиров В. И., Кусов А. А. — В кн.: Жаропрочность металлических материалов. М.: Наука, 1976, с. 20—23.
67. Владимиров В. И., Кусов А. А. — ФММ, 1977, т. 43, № 6, с. 1127—1132.
68. Luft A. — In: Wissenschaftliche Berichte ZFW, Dresden: ZFW, 1979, № 1—, S. 159—176.
69. Pegel B. — In: Wissenschaftliche Berichte ZFW, Dresden: ZFW, 1979, № 19, S. 27—32.
70. Mecking H., Katduck P., Gottstein G. — In: Proc. Int. Conf. Textures of Materials, Aachen: 1978, p. 377—386.
71. Рыбин В. В., Вергазов А. Н., Лихачев В. А. — ФММ, 1974, т. 37, № 3, с. 620—624.
72. Лоцко Д. В., Мильман Ю. В., Трефилов В. И. — ФММ, 1976, т. 41, с. 644—650.
73. Копецкий Ч. В., Кулеско Г. И., Насиканова Н. Н. — Физ. ХОМ, 1971, № 1, с. 73—78.
74. Иванова В. С., Орлов Л. Г., Терентьев В. Ф. — ФММ, 1972, т. 34, с. 456—562.
75. Копецкий Ч. В., Мышляев М. М., Новохатская Н. И. и др. — ФММ, 1975, т. 39, с. 165—170.
76. Колбасников Н. Г. — Труды/ЛПИ. Л.: ЛПИ, 1977, № 359, с. 41—52.
77. Вергазов А. Н., Лихачев В. А., Рыбин В. В. и др. — ФММ, 1977, т. 43, с. 70—75.
78. Вергазов А. Н., Рыбин В. В. — ФММ, 1978, т. 46, с. 371—376.
79. Владимиров В. И., Романов А. Е. — В кн.: Дислокация, экспе-

- риментальное исследование и теоретическое описание. Л.: ЛИЯФ, 1982, с. 3—58.
80. Владимиров В. И., Романов А. Е. — ФТТ, 1978, т. 20, с. 3114—3116.
  81. Vladimirov V. I., Romanov A. E., — In: Ref. V Symp. Verformung und Bruch, Magdeburg: Techn. Univ., 1979, B. 1, S. 63—66.
  82. Владимиров В. И., Романов А. Е. — МКМ, 1981, № 2, с. 337—340.
  83. Pertsev N. A., Romanov A. E., Vladimirov V. I. — J. Mater. Soc., 1981, v. 16, p. 2084—2090.
  84. Vladimirov V. I., Pegel B. — Phys. Stat. Si., 1973, № 8, p. K—105—108.
  85. Владимиров В. И., Кусов А. А. — ФММ, 1975, т. 39, № 6, с. 1150—1155.
  86. Владимиров В. И., Орлов А. Н., Ханнанов Ш. Х. — ФТТ, 1969, т. 11, № 1, с. 66—74.
  87. Владимиров В. И., Ханнанов Ш. Х. — ФММ, 1968, т. 26, № 3, с. 408—414.
  88. Владимиров В. И., Ханнанов Ш. Х. — Металлофизика, 1968, № 24, с. 5—46.
  89. Smith E. — Acta Met., 1968, v. 16, p. 313—319.
  90. Владимиров В. И., Орлов А. Н. — ФТТ, 1969, т. 11, № 2, с. 370—378.
  91. Vladimirov V. I., Orlov A. N. — In: Proc. II Int. Conf. Fracture, 1969, Brighton: Chapman and Hall, p. 895—896.
  92. Владимиров В. И. — ФТТ, 1973, т. 14, с. 2274—2281; 1970, т. 12, с. 1593—1596.
  93. Инденбом В. Л., Блехерман М. Х. — ФТТ, 1974, т. 16, № 9, с. 2678—2683.
  94. Владимиров В. И., Ханнанов Ш. Х. — ФТТ, 1969, т. 11, № 6, с. 1667—1677.
  95. Smith E. — Scripta Met., 1969, v. 3, p. 415—419.
  96. Wielke B., Stangler F. — Phil. Mag., 1970, v. 22, № 175, p. 155—160.
  97. Владимиров В. И., Ханнанов Ш. Х. — ФТТ, 1970, т. 12, № 3, с. 856—859.
  98. Алтынбаев Р. Г., Ханнанов Ш. Х. — ФТТ, 1972, т. 14, № 9, с. 2807—1808.
  99. Алтынбаев Р. Г., Ханнанов Ш. Х. — ФИИ, 1973, т. 35, № 3, с. 647—649.
  100. Ханнанов Ш. Х. — ФММ, 1974, т. 37, № 4, с. 885—888.
  101. Ханнанов Ш. Х. — ФММ, 1978, т. 46, № 1, с. 30—34.
  102. Vladimirov V. I. — Int. J. Fracture, 1975, v. 11, p. 359—361.
  103. Владимиров В. И., Ханнанов Ш. Х. — ФММ, 1971, т. 31, № 4, с. 838—842.
  104. Смирнов Б. И., Снежкова Т. М. — ФТТ, 1977, т. 19, № 7, с. 1021—2024.
  105. Гликман Е. Т., Лихачев В. А., Рыбин В. В. и др. — ФММ, 1977, т. 46, № 3, с. 603—608.
  106. Владимиров В. И. — В кн.: Циклическая вязкость разрушения металлов и сплавов. М.: Наука, 1981, с. 39—44.
  107. Chang R. — Int. J. Fracture Mech., 1970, v. 6, p. 111—116.
  108. Ландау Л. Д., Лифшиц И. М. Теория упругости. М.: Наука, 1965. 203 с.
  109. Владимиров В. И., Приемский Д. Н. — ЖТФ, 1982, № 9, с. 1721—1724.

110. Smith E. — Proc. Roy Soc., 1968, v. A305, Ap. 387—391.
111. Любов Б. Я., Соловьев В. А. — ФТТ, 1966, т. 8, с. 1683—1687.
112. Бетехтин В. И., Владимиров В. И., Петров А. И. и др. — Металлофизика, 1975, № 61, с. 59—63.
113. Betehtin V. I., Kadomsev A. G., Petrov A. I., Vladimirov V. I. — Phys. Sta. Sol., 1976, v. 34, p. 73—78.
114. Бетехтин В. И., Владимиров В. И., Кадомцев А. Г. и др. — Дисклинация. Экспериментальное исследование и теоретическое описание. Л.: ЛИЯФ, 1982, с. 70—83.
115. Владимиров В. И., Ханнанов Ш. Х. — ФТТ, 1969, т. 27, № 6, с. 969—975.
116. Vitek V. — J. Mech. Phys. Soc., 1976, v. 24, № 5, p. 263—275.
117. Ханнанов Ш. Х., Емалетдинов А. К. — ФММ, 1977, № 3, с. 460—467.
118. Yokobori T., Yokobori A. T., Kamei A. — Int. J. Fracture, 1975, v. 11, № 5, p. 781—788.
119. Jagannadham K., Marcinkowski M. J. — Phys. Stat. Sol. (a), 1977, v. 42, № 2, p. 439—447.
120. Ханнанов Ш. Х. — Проблемы прочности, 1980, № 1, с. 86—90.
121. Владимиров В. И., Ханнанов Ш. Х. — ФММ, 1970, т. 30, № 6, с. 1270—1278.
122. Полуэктов Ю. И., Рыбин В. В. — ФММ, 1972, т. 34, № 6, с. 1150—1169.
123. Владимиров В. И., Приемский Д. Н. Трещина взрыва: первичные моды распространения. Л.: ЛИЯФ, 1982, 24 с.
124. Владимиров В. И., Приемский Д. Н. — ФТТ, 1982, № 9, с. 2150—2153.
125. Владимиров В. И., Карпинский Д. Н., Орлов А. Н. — В кн.: Проблемы физики твердого тела и материаловедения. М.: Наука, 1976, с. 70—72.
126. Bassani J. L., McClintock F. A. — Int. J. Solids and Structures, 1981, v. 17, № 5, p. 479—492.
127. Weertman J. — Phil. Mag., 1981, v. 43, № 5, p. 1103—1123.
128. Mc. Clintock F. A. — J. Appl. Mech., 1968, v. 35, № 2, p. 363—371.
129. Weertman J. — Trans. Quart., 1969, v. 62, p. 502—514.
130. Rice J. R., Tracey P. M. — J. Mech. Phys. Sol., 1969, v. 17, № 3, p. 201—217.
131. Владимиров В. И., Орлов А. Н. — ФММ, 1972, т. 34, № 2.
132. Ханнанов Ш. Х. — Проблемы прочности, 1982, № 4, с. 13—18.
133. Tvergaard V. — Int. J. Solids Structure, 1982, v. 18, № 8.
134. Vladimirov V. I., Smirnov V. S. — In: Proc. 111 Int. Conf. Fracture, München, 1973, v. 1, p. 234—239.
135. Владимиров В. И., Орлов А. Н. — В кн.: Усталость и вязкость разрушения металлов. М.: Наука, 1974, с. 141—147.
136. МакКлинток Ф. А. — В кн.: Физика прочности и пластичности. М.: Мир, 1972, с. 269—285.
137. Владимиров В. И., Карпинский Д. Н., Орлов А. Н. — Механизация полимеров, 1974, № 6, с. 963—970.
138. Регель В. Р., Лексовский А. М., Сакиев С. Н. — ФММ, 1975, т. 40, № 4, с. 812—816.
139. Владимиров В. И., Карпинский Д. Н., Орлов А. Н. — ФММ, 1976, т. 41, № 1, с. 19—29.
140. Pimelfi R. J., Nix W. D. — Int. J. Fracture, 1977, v. 13, № 3.
141. Appel F., Messerschmidt A., Kuna M. — Phys. Stat. Sol. (a), 1979, v. 55, № 2, p. 529—536.
142. Knott J. F. — Metal Sc., 1980, № 8—9, p. 327—336.

143. Сегал В. М. — ЖПМТФ, 1981, № 1 с. 164—169.
144. Николис Г., Пригожин И. Самоорганизация в неравновесных системах: Пер. с англ. М.: Мир, 1979. 285 с.
145. Карпинский Д. Н., Владимиров В. И., Орлов А. Н. — ФТТ, 1978, т. 20, № 10, с. 2979—2985.
146. Рыбин В. В., Жуковский И. М. — ФТТ, 1978, т. 20, № 6.
147. Lin I. F., Hirth J. F., Hart E. W. — Acta Met., 1981, v. 29.
148. Pegel B. — Wiss. Ber. ZFW, 1979, № 18, S. 59—84.
149. Mecking H., Grinberg A. — In: Proc. Int. Conf. Strength of Matter., Aachen: 1979, v. 2, p. 289—294.
150. Владимиров В. И., Романов А. Е. — ФТТ, 1980, т. 32, № 5.
151. Качанов Л. М. — Изв. АН СССР. Механика твердого тела, 1972, № 2, с. 54—60.
152. Dyson B. F., McLean D. — Metal Sc. J., 1972, v. 6, № 11.
153. Petrov V. A., Vladimirov V. I., Orlov A. N. — Phys. Stat. Sol., 1970, v. 42, p. 197—206, 1971 (b), p. 293—303.
154. Petrov V. A. — Phys. Stat. Sol. (b), 1972, v. 54, p. 369—376.
155. Петров В. А. — ФТТ, 1976, т. 18, № 5, с. 1290—1298.
156. Lange F. — Phil. Mag., 1970, v. 22, p. 983—898.
157. Evans A. — Phil. Mag., 1972, v. 26, p. 1327—1334.
158. Владимиров В. И., Карпинский Д. Н., Орлов А. Н. — ФММ, т. 39, с. 952—959. Владимиров В. И., Карпинский Д. Н. — ФММ, 1975, т. 40, № 4, с. 704—713.
159. Frenkel J. — Z. f. Phys., 1926, Bd 37, № 7—8, S. 572—609. Френкель Я. И., Конторова Т. А. — ЖЭТФ, 1938, т. 8, № 1.
160. Алешин В. И., Кузинский Е. В. — ФТТ, 1975, т. 17, № 3.
161. Владимиров В. И., Горабей Н. Н., Бетехтин В. И. — Проблемы прочности, 1979, № 9, с. 3—9.
162. Орлов А. Н., Перевезенцев В. Н., Рыбин В. В. Границы зерен в металлах. М.: Металлургия, 1980. 154 с.
163. Бетехтин В. И., Владимиров В. И., Кадомцев А. Г. и др. — Проблемы прочности, 1979, т. 1, № 7, с. 38—45, ч. II, № 8.
164. Владимиров В. И., Садовников Б. В., Смирнов В. С. — Физ. ХОМ, 1972, № 1, с. 76—82.
165. Верзавов А. Н., Лухачев В. А., Рыбин В. В. — ФММ, 1976, т. 42, с. 146—153.
166. Ashby M. F., Grandi C., Teplin D. M. P. — Acta Met., 1979, v. 27, p. 699—729.
167. Grandy C., Ashby M. F. — Acta Met., 1979, v. 27, p. 1565.
168. Langdon T. G. — Phil. Mag., 1970, v. 22, № 179, p. 945—951.
169. Sterens R. N. — Phil. Mag., 1971, v. 23, № 182, p. 265—273.
170. Evans H. E. — Phil. Mag., 1971, v. 23, № 185, p. 1101—1112.
171. Burton B., Heald P. T. — Phil. Mag., 1975, v. 32, № 5, p. 1079.
172. Sklenicka V., Saxl I., Cadek J. Mezikrystalovy lom pri vysokoteplotnem creepu kovu a slitin. Praha: Academia, 1977. 107 s.
173. Mughrabi H., Wang R. — In: Proc. Int. Symp. Defects, Tuczno (Poland), 1980, p. 128—130.
174. Neuman P., Vehoff H., Fuhlrott — In: Proc. IV Int. conf. on Fracture, Waterloo, 1977, p. 587—589.
175. Владимиров В. И., Лукаш П. — Проблемы прочности, 1982, № 1, с. 73—74.
176. Ярема С. Я. Методические указания. «Расчеты и испытания на прочность в машиностроении». Львов: Институт проблем мех., 1979. 59 с.
177. Красовский А. Я. — Проблемы прочности, 1980, № 10, с. 65—72.