

В.А. ФЕДОРОВ, Ю.И. ТЯЛИН, В.А. ТЯЛИНА

**ДИСЛОКАЦИОННЫЕ
МЕХАНИЗМЫ
РАЗРУШЕНИЯ
ДВОЙНИКУЮЩИХСЯ
МАТЕРИАЛОВ**

**МОСКВА
"ИЗДАТЕЛЬСТВО МАШИНОСТРОЕНИЕ-1"
2004**

В.А. ФЕДОРОВ, Ю.И. ТЯЛИН, В.А. ТЯЛИНА

**ДИСЛОКАЦИОННЫЕ
МЕХАНИЗМЫ
РАЗРУШЕНИЯ
ДВОЙНИКУЮЩИХСЯ
МАТЕРИАЛОВ**

МОСКВА
"ИЗДАТЕЛЬСТВО МАШИНОСТРОЕНИЕ-1"
2004

УДК 539.3
ББК В3
Ф33

Рецензенты:

Доктор физико-математических наук, профессор
А.А. Викарчук

Доктор физико-математических наук, профессор
А.М. Глезер

Доктор физико-математических наук, профессор
Ю.И. Головин

Федоров В.А., Тялин Ю.И., Тялина В.А.

Ф33 Дислокационные механизмы разрушения двойникующихся материалов. М.: "Издательство
Машиностроение-1", 2004. 336 с.

Посвящена исследованию формирования зародышевых трещин при механическом двойниковании материалов с различной кристаллической структурой. Изучены основные закономерности двойникования в широком интервале температур и скоростей нагружения, выявлены характерные варианты зарождения микротрещин на одиночных и взаимодействующих двойниках и двойниковых границах.

Издание рассчитано на научных работников, аспирантов и студентов, специализирующихся в области физики прочности и пластичности.

УДК 539.3
ББК В3

ISBN 5-94275-147-1

© Федоров В.А., Тялин Ю.И.,
Тялина В.А., 2004
© "Издательство Машиностроение-1",
2004

В.А. ФЕДОРОВ, Ю.И. ТЯЛИН, В.А. ТЯЛИНА

**ДИСЛОКАЦИОННЫЕ
МЕХАНИЗМЫ
РАЗРУШЕНИЯ
ДВОЙНИКУЮЩИХСЯ
МАТЕРИАЛОВ**

**МОСКВА
"ИЗДАТЕЛЬСТВО МАШИНОСТРОЕНИЕ-1"
2004**

Научное издание

ФЕДОРОВ Виктор Александрович,
ТЯЛИН Юрий Ильич,
ТЯЛИНА Валентина Анатольевна

ДИСЛОКАЦИОННЫЕ МЕХАНИЗМЫ
РАЗРУШЕНИЯ ДВОЙНИКУЮЩИХСЯ
МАТЕРИАЛОВ

Монография

Редактор З.Г. Чернова
Компьютерное макетирование М.А. Филатовой

Подписано к печати 10.09.2004
Формат 60 × 84/16. Гарнитура Times. Бумага офсетная. Печать офсетная
Объем: 19,53 усл. печ. л.; 20,0 уч.-изд. л.
Тираж 400 экз. С. 331^М

"Издательство Машиностроение-1",
107076, Москва, Стромьинский пер., 4

Подготовлено к печати и отпечатано в издательско-полиграфическом центре
Тамбовского государственного технического университета
392000, Тамбов, Советская, 106, к. 14

Проблема разрушения материалов, неоднократно рассмотренная для различных условий испытаний, представляет собой сложный комплекс научных и технических вопросов. Это обусловлено прежде всего тем, что разрушение – "процесс кинетический, статистический, многостадийный и многомасштабный" [1]. Одной из наиболее важных стадий в развитии разрушения является дислокационное формирование зародышевой микротрещины, способной в определенных условиях приводить к катастрофе.

Современные представления об ответственности деформационных процессов за образование микротрещины в принципиальном отношении не претерпели изменений [2]. Теоретически разработанные и экспериментально наблюдаемые механизмы зарождения трещины [1, 3] в своей основе опираются на пластическое течение кристалла. Среди рассмотренных вариантов "пластического" формирования зародыша трещины заметную роль играют механизмы, обусловленные деформационным двойникованием.

Многочисленные исследования процесса механического двойникования и его связи с разрушением металлов и сплавов [4-7] приводят к выводу о двойственном характере влияния на последнее двойникования.

С одной стороны, деформационные двойники считаются основной причиной низкотемпературной хладноломкости ОЦК-металлов [4, 5]. Это характерное явление непосредственно связывается со сменой механизма пластической деформации при понижении температуры испытания: от скольжения к двойникованию.

С другой стороны, механическое двойникование, как и скольжение, предшествуя разрушению, может служить дополнительным резервом пластичности материалов [6, 7] и тормозом для распространения трещин [8].

Такая кажущаяся противоречивость в оценке роли двойникования при разрушении вытекает из особого, взрывообразного характера этого вида деформации, а также многоплановости его связи с разрушением. Поэтому актуальными являются исследования, направленные на выяснение и разделение причин, условий и факторов, делающих двойники либо опасными с точки зрения хрупкого разрушения, либо способствующими проявлению материалом пластичности.

К настоящему времени наиболее подробно изучено первое направление. Можно выделить ряд характеристик, которые обеспечивают двойникам роль инициаторов хрупкого разрушения:

- высокие скорости развития двойниковых прослоек и связанные с этим динамические эффекты;
- значительная концентрация напряжений на границах двойников и в вершинах;
- жесткость взаимодействия с дефектами кристаллической решетки (границы зерен, двойников, включения и т.д.), обусловленная неизбежной переориентацией решетки и высокой степенью локализации деформации собственно двойником;
- существование у многих материалов начальной обратимой "упругой" стадии эволюции механического двойника [9].

Зарождение микротрещин при механическом двойниковании зачастую обсуждается с сугубо феноменологических позиций, в связи с чем нуждается в более детальном анализе с привлечением теории дислокаций и кристаллографических методов исследования.

В первую очередь определенной модификации требуют дислокационные модели двойников и двойниковых границ. Используемая обычно для их описания модель плоского дислокационного скопления плохо применима при анализе зарождения микротрещин. Реальные двойникообразующие дислокации движутся в соседних плоскостях скопления, и это обстоятельство влияет на их взаимодействие при торможении растущих двойников, приводящем к образованию зародышевых микротрещин.

Кроме того, механическое двойникование некоторых материалов сопровождается образованием каналов Розе. Последние представляют собой протяженные полости определенной кристаллографической ориентации и могут выступать в роли зародышевых микротрещин.

И, наконец, многочисленные исследования показали, что в ряде ионных и полупроводниковых кристаллов дислокации являются заряженными [10, 11]. Причем, в полупроводниковых материалах типа A_2B_6 электрическим зарядом обладают как полные, так и частичные двойникоующие дислокации [12]. Абсолютные значения плотности дислокационных зарядов могут быть достаточно велики и достигать долей элементарного заряда на параметр решетки. Наличие столь значительных зарядов на дислокациях должны приводить к появлению дополнительного электростатического взаимодействия между ними, а также к заметной концентрации не только упругих, но электрических полей в зонах локальной деформации. Последние могут приводить к электрическому пробое, если напряженность поля скопления заряженных дислокаций превысит электрическую прочность кристалла.

В предлагаемой работе авторы сделали попытку развить и обобщить дислокационные представления при анализе разрушения двойникоующихся материалов. Приведен и проанализирован достаточно большой экспериментальный материал по зарождению микротрещин в кристаллах кальцита и металлов с кубической и гексагональной решетками, полученный, в основном, авторами. Некоторые результаты, в частности, обратимость каналов Розе в кальците [13], одним из авторов получены впервые.

Содержание книги не претендует на полное освещение всех аспектов взаимосвязи пластичности и разрушения, а акцентирует внимание на тех моментах и особенностях, которые характерны именно для двойникоования.

Написание книги было бы невозможным без многолетнего делового и дружеского сотрудничества с В.М. Финкелем, А.М. Савельевым, А.П. Королевым, В.П. Плотниковым и С.Н. Плужниковым. Большую помощь при подготовке рукописи оказал А.А. Бутягин. Всем им авторы искренне благодарны.

Глава 1

МЕХАНИЧЕСКОЕ ДВОЙНИКОВАНИЕ КРИСТАЛЛОВ

1.1. ЭЛЕМЕНТЫ ДВОЙНИКОВАНИЯ

Первые описания явления деформационного двойникоования появились более ста лет назад [14]. Наиболее ярко оно проявлялось на кристаллах кальцита (исландский шпат). При этом отмечалось, что сжатие кристаллов кальцита приводит к возникновению двойниковых прослоек. Однако подробное изучение процесса двойникоования, его механизма, морфологии, динамических характеристик было выполнено только в последние десятилетия, благодаря использованию электронно-микроскопических и рентгеноструктурных методов исследования. Данные по деформационному двойникоованию неоднократно

обобщались

[15 – 17], и к настоящему времени оно достаточно хорошо изучено.

Механическое двойникование – это деформация, в результате которой две части кристалла оказываются зеркально симметричными или повернутыми относительно оси второго порядка [18] (рис. 1.1).

Схематично двойникование можно представить в виде однородного сдвига одной части кристалла относительно другой. При этом сдвиг, как правило, происходит по рациональной кристаллографической плоскости. Если в кристалле до деформации выделить сферу, то при двойниковании она превращается в эллипсоид (рис. 1.2).

Процесс двойникования обычно описывают, задав кристаллографические индексы плоскости и направления двойникования. Кроме того, часто указывают и величину кристаллографического сдвига. Сдвиг при двойниковании зависит от соотношения осей эллипсоида. Из уравнения эллипса и условия пропорциональности перемещения расстоянию от плоскости двойникования следует

$$s = 2 / \tan 2\varphi = a - c.$$

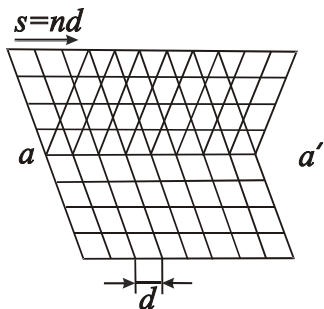
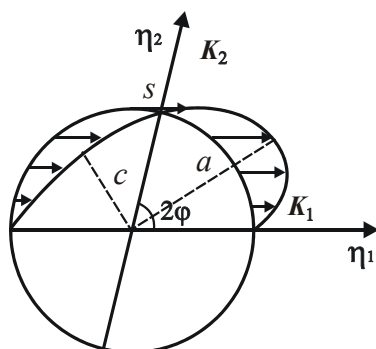


Рис. 1.1. Сдвиг кристаллической решетки, деформированной двойникованием:

$a-a'$ – плоскость двойникования;
 d – параметр решетки;
 s – макросдвиг при двойниковании;
 n – не целое число

Рис. 1.2. Сечение плоскостью сдвига сферы, превращающейся в эллипсоид деформации:

K_1 – след плоскости двойникования; η_1 – направление двойникования;
 K_2 – след второго кругового сечения, не изменяющегося при двойниковании; η_2 – ось основной зоны; s – кристаллографический сдвиг; φ – угол между осью a эллипсоида и плоскостью двойникования



Величину макросдвига при двойниковании можно определить, пользуясь схемой, приведенной на рис. 1.1.

Важным моментом в развитии теории двойникования было введение двойнивающей дислокации [19], приведенной на рис. 1.3. Проведя контур Бюргерса в кристалле, можно определить вектор Бюргерса такой дислокации: $b = sa$. Здесь a – межплоскостное расстояние. Двойнивающая дислокация является, таким образом, частичной.

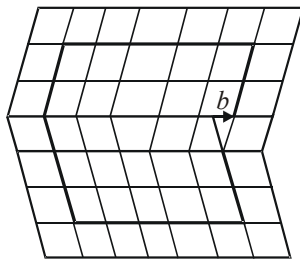


Рис. 1.3. Схематическое изображение двойнивающей дислокации

Существование двойнивающих дислокаций подтверждено многочисленными исследованиями строения границ двойников [20 – 23].

1.2. КИНЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВОЙНИКОВАНИЯ

Кинетика и динамика зарождения и роста отдельных двойниковых прослоек, а также деформация скольжением, обусловленная двойникованием, оказывают решающее влияние практически на все факторы, делающие двойники опасными с точки зрения прочности материала. Действительно, высокие критические напряжения зарождения двойников [6, 15] способствуют большой скорости их распространения. Увеличение скорости роста ведет к изменению напряженного состояния в вершине дефекта [24], вызывает поверхностные [25] и динамические [26] эффекты, усиливает "жесткость" взаимодействия с различного рода препятствиями [27, 28]. Повышение скорости расширения двойниковых ламелей приводит к затрудненности релаксационных процессов на границах и к быстрому их упрочнению [29].

Несмотря на многочисленные исследования, кинетические и динамические характеристики двойникования разноречивы для различных металлов и сплавов. Подробнее изучена скорость расширения двойниковых ламелей [30 – 33]. Исследование же закономерностей удлинения двойников сопряжено с большими экспериментальными трудностями. В ряде опытов удалось определить лишь ориентировочные величины скорости роста двойников [32, 33]. Так, для сплава Fe + 4,5 % Si значения скорости достигали 500...700 м/с [34]. На монокристаллах железа при температурах 77...400 К зафиксировали скорости около 2500 м/с [31]. Аналогичные результаты получены и в Fe – Si сплаве [30].

На кинетические характеристики деформационного двойникования должна оказывать влияние температура испытания. Однако в цинке, висмуте, железе [35, 36, 31] скорость роста двойников практически остается постоянной в интервале 77...320 К, тогда как в кальците [37] скорость роста упругих двойников действительно заметно возрастает с повышением температуры.

Вместе с тем, повышение температуры испытания в ОЦК-материалах способствует развитию предшествующей и сопутствующей процессу двойникования деформации скольжением. Из сопоставления результатов различных исследований предполагалось [30], что скольжение не влияет на скорость развития динамических двойников. Однако это противоречило многочисленным фактам о конкурирующем взаимодействии обоих видов деформации [6, 38 – 40]. Более того, с повышением температуры скольжение может полностью блокировать двойникование [15].

1.2.1. Кинетические и динамические закономерности зарождения и роста двойников в интервале температур 77...523 К

Методика сверхскоростной фоторегистрации процесса дает наиболее полную информацию о кинетических и количественных характеристиках двойникования и позволяет выделить отдельные стадии формирования двойников.

Систематические исследования закономерностей роста двойниковых прослоек в Fe + 3,25 % Si сплаве были проведены в [41] для интервала температур 77...523 К. При динамическом растяжении образцов электрогидравлическим способом [42] вдоль направления [001] скорость деформирования составляла $\dot{\epsilon} = 0,5 \cdot 10^2 \text{ с}^{-1}$. В этих условиях реализация процесса механического двойникования происходит при сильной предшествующей и сопутствующей пластической деформации скольжением, характер и степень развития которой зависят от температуры.

Отмечается, что при всех температурах T двойники стартовали примерно с одинаковой скоростью $V_{\text{дв}}$, равной 1600...1900 м/с (рис. 1.4, интервал 0...4 мкс). На последующих этапах в зависимости от

температуры темп их развития менялся. При 77 К следовало ускорение до 2100...2600 м/с (рис. 1.4, кривые 1 – 3, 4...12 мкс), начиная же с 223 К и выше – постепенное замедление и торможение (кривые 4 – 10). В районе 293 К наблюдались длительные остановки (кривые 6 – 8). При $T > 423$ К двойники прорастали, как правило, на небольшую длину.

Распространение двойниковых ламелей в разных образцах при $T = \text{const}$ характеризуется некоторым постоянством в расположении участков торможения. С повышением температуры зоны торможения смещаются к началу процесса.

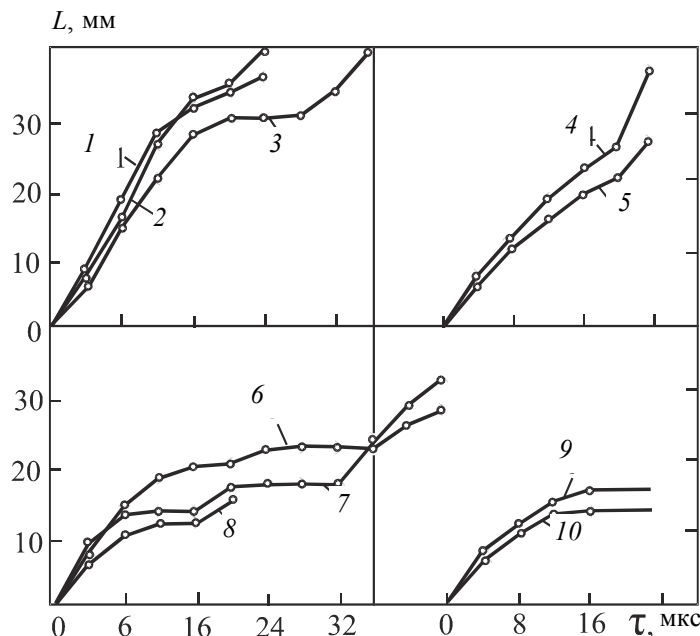


Рис. 1.4. Зависимость длины двойников от времени при:

1, 2, 3 – 77 К; 4 – 228 К; 5 – 248 К; 6, 7, 8 – 293 К; 9 – 393 К; 10 – 523 К

Температурные зависимости средней скорости роста двойниковых прослоек $V_{\text{дв}}$ на этапе относительно равномерного движения (до первого заметного притормаживания) и критических напряжений зарождения двойников $\tau_{\text{дв}}$ представлены на рис. 1.5 (кривые 1, 2). Наблюдаются области сильной (77...223 К) и слабой (выше 273 К) зависимости $V_{\text{дв}}(T)$. Переходная область (223...273 К) соответствует быстрому снижению $\tau_{\text{дв}}$.

При 77 К двойники распространяются практически без сопутствующей деформации скольжением (рис. 1.6, а). Лишь в отдельных местах наблюдаются "островки" скольжения около вершин и границ прослоек. С повышением температуры степень предшествующего и сопутствующего двойникованию скольжения увеличивается.

На трассе распространения двойниковых ламелей развивается сложная дислокационная структура (рис. 1.6, б). Зоны аккомодации вдоль границ двойников возрастают с 0,5...1,0 мкм при 223 К до 10...20 мкм при 423 К.

Заслуживают внимания два установленных факта: неравномерный характер развития двойников и зависимость их средней скорости роста от температуры. Наблюдаемая неравномерность роста двойников связывалась обычно с действием параллельно развивающегося разрушения [3]. Вместе с тем скачкообразность сохраняется при всех температурах и без трещин, являясь характерной чертой самого процесса роста двойника.

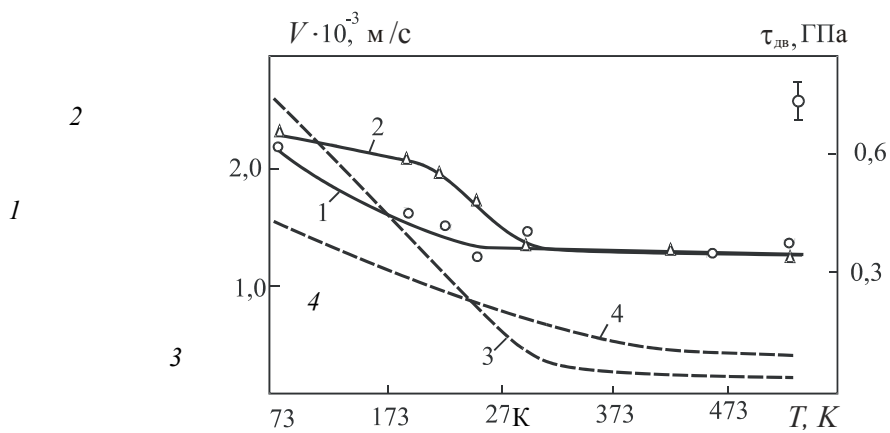


Рис. 1.5. Температурная зависимость средней скорости роста (1) и напряжений образования (2) двойников; 3, 4 – теоретическая оценка скорости роста двойников (4 – для напряжений $\tau_{дв} = \text{const} = 0,5$ ГПа)

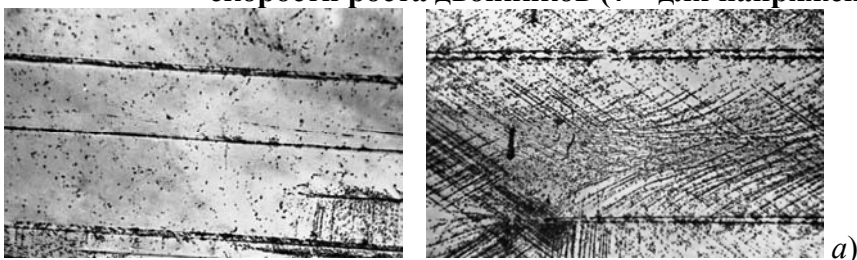


Рис. 1.6. Дислокационная структура в зоне развивающихся двойников: а – при 77 К; б – при 293 К. ─┐ 45 мкм

Такое движение двойников можно было бы объяснить их взаимодействием с дефектами кристаллической структуры (субграницы, крупные включения и др.), а также с упругими волнами и флуктуациями упругих напряжений в образце. Однако хаотичность распределения дефектов по образцу не должна приводить к наблюдаемым закономерностям движения двойников в разных образцах при $T = \text{const}$. Следовательно, влияние дефектов не является определяющим. Воздействие на растущий двойник испускаемых им самим упругих волн [43] также можно отнести к числу второстепенных факторов. Численные оценки показывают, что практически во всем рассмотренном интервале температур наложение отраженных от краев образцов волн на развивающуюся прослойку должно проявляться гораздо позже в сравнении со временем появления первых замедлений и ускорений. Удовлетворительное совпадение имеет место лишь при 77 К, но малая амплитуда упругого импульса [43] не дает оснований для объяснения наблюдаемых эффектов торможения только этим.

Основным фактором, вызывающим неравномерный характер роста двойниковой ламели, является неоднородность распределения упругих напряжений в местах зарождения и роста прослоек [41]. Известно [6, 15], что образование двойника связано со значительной концентрацией напряжений, величина которых уменьшается с расстоянием r как $1/\sqrt{r}$. Следовательно, по мере удаления динамической прослойки от места старта, эффективные напряжения, действующие на двойникующие дислокации, будут снижаться, а скорость двойника при этом падать. Для последующего ускорения необходимо дополнительное накопление энергии.

Неодинаковые скорости и характер развития двойниковых прослоек при разных температурах обусловлены изменением температурно-зависимых параметров, влияющих на их рост: напряжений двойникования $\tau_{дв}$, степени релаксации упругой энергии предшествующим и сопутствующим скольжением, частоты взаимодействий двойникующих и скользящих дислокаций.

Анализируя характер изменения $\tau_{дв}$ и $V_{дв}$ от температуры, можно выделить следующую взаимосвязь между этими характеристиками.

В интервале 77...223 К изменение $V_{дв}$ от $\tau_{дв}$ хорошо аппроксимируется квадратичной зависимостью. Высокий уровень $\tau_{дв}$ обеспечивает как большие средние скорости двойников, так и их продолжительный стабильный рост до первого притормаживания. Незначительное развитие скольжения при этих температурах слабо влияет на рост двойников, т.е. скорость и характер движения двойников здесь определяются, главным образом, величиной и распределением упругих напряжений в образце.

При температурах 223...293 К уменьшаются значения $\tau_{дв}$ (рис. 1.5, кривая 2) и облегчается скольжение по плоскостям $\{110\}$ и $\{112\}$. Последнее приводит к повышению релаксации напряжений в вершине двойника и увеличению частоты встреч двойникоующих и скользящих дислокаций. Локальные напряжения прорыва $\tau_{пр}$ дислокацией двойника скользящей можно оценить из энергии E их взаимодействия [44]:

$$\tau_{пр} = (1/b_1)(\partial E / \partial x),$$

где

$$E = \frac{(G' - G)b_1b_2}{4\pi} \int_0^{\pi/2} \int_{x/\cos\Theta}^{(x+\omega)/\cos\Theta} dr d\Theta / dx. \quad (1.1)$$

Здесь G и G' – модули сдвига соответственно в матрице и на границе двойник – матрица; Θ – угол между дислокациями; b_1 и b_2 – векторы Бюргера взаимодействующих дислокаций; ω – ширина дислокации.

Из (1.1) для различных расстояний x между дислокациями получим

$$\tau_{пр} = \frac{(G' - G)b_2\omega}{8\pi x(x + \omega)}.$$

Количественные оценки показывают, что по мере сближения дислокаций $\tau_{пр}$ могут возрастать на три порядка: с 41,5 МПа при $x = 15a$ до 25,7 ГПа при $x = 0,1a$ (a – параметр решетки). Высокие напряжения прорыва и, как следствие, значительные энергетические затраты с учетом увеличения числа актов взаимодействия двойникоующих и скользящих дислокаций при росте температуры приводят к быстрой диссипации энергии растущего двойника. Совместно с повышающейся релаксацией напряжений за счет облегчающегося скольжения в вершине двойника это вызывает уменьшение его скорости (рис. 1.5, кривая 1). Несмотря на существенное снижение $\tau_{дв}$ в этом интервале температур, зависимость $V_{дв}(\tau_{дв})$ оказывается намного слабее, чем при 77...223 К (рис. 1.5, кривая 1).

Такую относительную стабилизацию скорости роста двойников можно объяснить или ограничением минимально возможной величины $V_{дв}$, определяемой физическими свойствами материала, или двойной ролью скользящих дислокаций, способных не только препятствовать, но и при определенных условиях содействовать развитию двойника [44 – 46], в частности, за счет микроскопических двойниковых зародышей, образованных предшествующим скольжением.

Следовательно, в интервале температур 223...293 К на кинетику роста двойников существенное влияние оказывает не только величина $\tau_{дв}$, но и характер и степень предшествующей и сопутствующей деформации скольжением.

Выше 293 К средняя скорость роста двойников практически не меняется. Интенсивное скольжение, затрудняя рост двойников, окончательно стопорит их, как правило, уже после первого притормаживания.

Таким образом, одновременным влиянием перечисленных выше температурно-зависимых факторов объясняется как изменяющийся характер движения двойников, так и падение их средней скорости при повышении температур.

Действительно, по мере распространения двойника относительное влияние каждого из факторов в его торможении меняется, и при разных температурах это изменение различно. Стартовая скорость двойников определяется в основном величиной напряжений зарождения. Между тем существенное снижение $\tau_{дв}$ с ростом температуры (рис. 1.5, кривая 2) не приводит к заметному уменьшению начальной скорости (рис. 1.7, кривая 1). Это может быть объяснено или слабым изменением с повышением температуры истинных, локальных напряжений зарождения двойника, являющихся лишь функцией модуля сдвига материала [47], или облегченностью при этом перестройки кристаллической решетки в двойниковое положение [15], когда действие пластической деформации скольжением проявляется еще незначительно. Подобное явление имеет место в кальците [37, 48], где скольжение практически отсутствует.

На дальнейших этапах развития двойников влияние предшествующей и сопутствующей деформации скольжением растет, что при увеличении температуры приводит к более раннему притормаживанию двойников, и, как следствие, к сильной зависимости $V_{дв}(T)$ на послестартовых этапах развития (рис. 1.7, кривая 2). На больших расстояниях, проходимых двойниками, эффект действия пластической деформации может оказаться значительным, особенно в области повышенных температур. Длительные остановки изменяют характер зависимости $V_{дв}(T)$ (рис. 1.7, кривая 3).

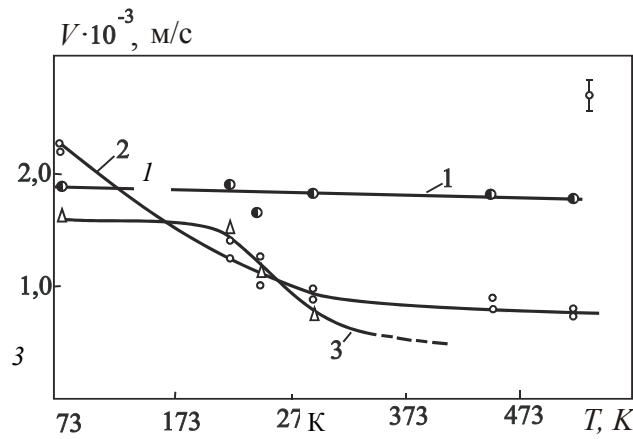


Рис. 1.7. Температурная зависимость скорости роста двойников на этапах:
 1 – старта (0...4 мкс); 2 – последующего движения до торможения;
 3 – на всем пройденном пути

Из приведенных результатов и их анализа становится понятным наблюдаемое авторами работ [31, 35, 36] отсутствие температурной зависимости скорости роста двойников. Если величину $V_{дв}$ определять на малой базе образца (как это делалось в [31, 35, 36]), то она не зависит от температуры (рис. 1.7, кривая 1), поскольку при 77 К двойники еще не достигли своей максимальной скорости, а при 223 К и выше уже притормаживаются. Поэтому правильнее строить $V_{дв}(T)$ на большом участке относительно равномерного движения, когда влияние предшествующего и сопутствующего скольжения приводит к заметной зависимости $V_{дв}(T)$.

1.2.2. Аналитическая оценка зависимости $V_{дв}(T)$

Деформационный двойник, развивающийся в одном направлении, можно рассматривать как дислокационный ансамбль. Динамическое поведение такого ансамбля моделируется плоским скоплением непрерывно распределенных дислокаций [49]. При этом есть возможность получить зависимость длины двойника от времени в определенном внешнем поле упругих напряжений.

Тогда для случая винтового двойника, растущего с большой скоростью, время прохождения пластины толщиной d можно выразить соотношением [49]:

$$t \approx \frac{Bd}{b(\tau_{дв} - \tau_s)} \ln \left| \frac{\tau_{дв} - \tau_s}{M} \sqrt{L} - 1 \right| + \frac{Bd}{10b(\tau_{дв} - \tau_s)} \left(\frac{L}{d} \right)^2, \quad (1.2)$$

где B – константа демпфирования при вязком торможении дислокации; $\tau_s = \text{const}$ – статическая составляющая силы торможения; b – вектор Бюргера двойникующих дислокаций; L – длина двойника; $M = \sqrt{4G\alpha / \pi^3} 4G\alpha$ – параметр теории, в котором α – поверхностная энергия границы двойник – матрица.

Выражение (1.2) позволяет учесть влияние температуры на $V_{дв}$, поскольку в него входит $\tau_{дв}$, зависящее от температуры (рис. 1.5, кривая 2) в отличие от [49], где предполагалось $\tau_{дв} = \text{const}$.

Воспользовавшись значениями $\tau_{дв}(T)$, L из эксперимента, и оценками величин B [50], τ_s [51], M [6], получили $V_{дв}$ для каждой температуры испытания (рис. 1.5, кривая 3), качественно совпадающие с экспериментальными (рис. 1.5, кривая 1).

Вместе с тем высказывалось предположение о несильной зависимости $V_{дв}(T)$ [49], которое вытекало из принятого условия: $\tau_{дв} = \text{const}$ и противоположно-однотипного характера зависимостей $B(T)$ и $\tau_s(T)$ на одинаковых участках температур. В случае различного вида зависимостей $B(T)$ и $\tau_s(T)$ [50, 51] отмечалось значительное влияние температуры на $V_{дв}$ не только при $\tau_{дв}(T)$, но и при $\tau_{дв} = \text{const}$ (рис. 1.5, кривая 4).

Таким образом, определение зависимостей $V_{дв}(T)$, выполненное в рамках модели динамического плоского скопления непрерывно распределенных дислокаций [49], дает качественное совпадение с $V_{дв}(T)$, полученной в экспериментах, и объясняет причины существенного различия в скоростях роста двойников при разных температурах.

1.3. ВЕЛИЧИНА ДЕФОРМАЦИИ ПРИ ДВОЙНИКОВАНИИ

Пластифицирующие возможности двойникования изучены мало. Впервые расчет вклада двойникования в общую деформацию для ОЦК-решетки провели Е. Шмид и В. Боас [52]. Относительное удлинение ε_g при полном передвойниковании кристаллов определяется следующим образом:

$$\varepsilon_g = (1 + 2 \sin \gamma \cos \alpha + s^2 \sin^2 \gamma)^{1/2} - 1,$$

где s – элементарный сдвиг; γ и α – углы между осью образца и плоскостью и направлением двойникования соответственно. Тогда для двойникования по плоскостям $\{112\}$ максимальная деформация $\varepsilon_{\max} = 41,4\%$.

При частичном передвойниковании $\varepsilon_g = \varepsilon_{\max} f_D = 41,4 f_D$, где f_D – объемная доля сдвойникового материала.

Моисеевым В.Ф. и Трефиловым В.И. [53] был предложен более совершенный метод расчета пластичности при двойниковании поликристаллов, основанный на дислокационной модели двойника в ОЦК-решетке. Согласно этой модели

$$\varepsilon_g = \bar{\delta} N / 2\sqrt{2} D \bar{m}, \quad (1.3)$$

где N – число двойников толщиной $\bar{\delta}$; D – размер зерна; \bar{m} – усредненный фактор ориентации.

Одной из причин ограниченного вклада двойникования в общую деформацию является эффект "самоторможения" процесса в результате измельчения зерна каркасом двойников [6, 53]. С учетом же механизма "самоторможения" выражение для определения максимального вклада двойникования в деформацию примет вид

$$\varepsilon_{\max} = 2\pi/m^2 G [K_g D_{\text{эф}} (D_{\text{исх}}/D_{\text{эф}} - 1)],$$

где G – модуль сдвига материала; $D_{\text{исх}}$, $D_{\text{эф}}$ – соответственно исходный и эффективный размеры зерна; K_g – параметр, связывающий размеры зерна и критические напряжения двойникования.

1.4. ВЛИЯНИЕ ДЕФОРМАЦИИ СКОЛЬЖЕНИЕМ НА ДВОЙНИКОВАНИЕ

Важным фактором, ограничивающим развитие двойникования, считается конкуренция со стороны скольжения [6]. Скользящие дислокации способны релаксировать напряжения на различных концентраторах, не давая возможности достичь порога двойникования $\tau_{\text{дв}}$. Поэтому реализация того или иного вида деформации будет определяться соотношением между $\tau_{\text{дв}}$ и $\tau_{\text{ск}}$ – критическим напряжением скольжения.

Однако роль скольжения в развитии двойникования не ограничивается только конкуренцией. Известно [54], что пластифицирующее действие двойникования может проявляться в полной мере лишь в том случае, если и скольжение происходит относительно легко. Формируя зародыши двойников и частично снижая напряжения в вершине и по границам образовавшихся прослоек, скольжение способствует появлению новых двойниковых ламелей.

Многое во взаимосвязи двойникования и скольжения определяется последовательностью протекания обоих видов деформации. Большинство исследователей, исходя из экспериментальных результатов [55 – 57] и теоретических механизмов [47, 58, 59] зарождения двойников, считают, что локальное скольжение всегда предшествует образованию двойников и необходимо для их возникновения.

Таким образом, влияние скольжения на развитие двойникования сложнее, чем просто конкурирующее действие. Кристаллографические и морфологические параметры скольжения в значительной мере зависят от температуры испытания, вследствие этого влияния последней можно ожидать и на развитие двойникования. Вместе с тем, информация о двойниковании при различных температурах в основном качественна [60 – 62]. Достоверно лишь, что с понижением температуры вероятность двойникования возрастает. Однако данное явление не позволяет судить о величине деформации за счет двойников при различных температурах. Это в большей мере может характеризовать затрудненность скольжения и уменьшение его конкурирующего действия, чем облегченность или сложности зарождения и роста самих двойников. Более всесторонне влияние температуры и взаимосвязь обоих видов деформации может отразить общее количество двойников (или величину деформации за счет двойников), возникающих при определенных условиях испытаний. В ходе таких исследований с одновременным анализом изменяющейся дислокационной структуры можно выяснить не только конкурирующее, но и стимулирующее действие деформации скольжением.

Наряду с температурой испытания на двойникование существенное влияние оказывает скорость на-

гружения и кристаллографическая ориентация образца [15]. Однако количественных оценок этого воздействия в литературе практически нет. Между тем изменение скорости нагружения и ориентации образцов при разных температурных условиях может неоднозначно влиять на величину пластичности при двойниковании. Представляется, что к максимальному эффекту пластичности при двойниковании может привести лишь оптимальное сочетание температуры испытания, скорости деформирования и ориентации образца.

1.5. "УПРУГОЕ" ДВОЙНИКОВАНИЕ

Упругое двойникование впервые было обнаружено Р.И. Гарбером на кристаллах кальцита и натронной селитры [9]. Существенным моментом в опытах было использование сосредоточенной нагрузки, передаваемой поверхности кристалла через сферический индентор (стальной шарик $\varnothing \sim 1,5$ мм). При этом в кристалле возникал упругий двойник, размеры которого изменялись пропорционально изменению нагрузки. Снятие нагрузки приводило к полному исчезновению двойника из кристалла. Имея форму клиновидного лепестка, упругий двойник легко выделялся по интерференционной окраске. Впоследствии это явление как обязательная стадия процесса двойникования наблюдалось в ряде металлических кристаллов: цинке [63], висмуте [64], сурьме [65] при воздействии квазистатических нагрузок. Поведение упругого двойника под нагрузкой, его форма в свободном и заторможенном состояниях достаточно полно исследованы как теоретически, так и экспериментально [66].

Зарождение упругих двойников возможно и при динамическом нагружении материалов. Впервые динамическое упругое двойникование наблюдали на крупнозернистом кремнистом железе Fe + 3,25 % Si [67]. Эксперименты проводили при комнатной температуре и динамическом нагружении падающим бойком (скорость деформации $\dot{\epsilon} \sim (2 - 10) \text{ с}^{-1}$). Регистрацию процесса вели скоростной камерой СФР-1 с частотой от 60000 до 120000 кадр/с.

Показано, что скорости развития первичных двойников порядка 1100 м/с, а последующих от 100 до 700 м/с. Скорость раздвойникования была гораздо меньше и составляла соответственно 50 и 40 м/с, а для всей сдвойникованной зоны в среднем 30 м/с. В то же время для кристаллов кальцита, в которых скольжение при комнатной температуре практически отсутствует, скорости роста и исчезновения упругих двойников совпадают [37, 48, 68].

В сплаве Fe + 3,25 % Si возможно развитие скольжения при двойниковании. Однако величина деформации скольжением за время упругого двойникования незначительна и не может существенно повлиять на возвратное перемещение двойникующих дислокаций, скорость которых определяет динамику раздвойникования. В связи с этим сокращение длин двойников происходит, по-видимому, по тем же причинам, что и в кальците. Наблюдаемые низкие скорости раздвойникования в кремнистом железе можно объяснить следующим.

Первые высокоскоростные двойники обеспечивают быструю и существенную релаксацию напряжений нагруженного образца до некоторого уровня, при котором сдвиговые напряжения τ в плоскостях двойникования становятся меньше критических $\tau_{\text{дв}}$. Условие $\tau < \tau_{\text{дв}}$ обеспечивается за счет более медленного нарастания напряжений в образце от внешних усилий по сравнению со скоростью релаксации напряжений при двойниковании [69]. В плоскостях двойникования остаются сдвиговые напряжения $\tau < \tau_{\text{дв}}$, препятствующие возвратному движению дислокаций. Совпадения скоростей двойникования и раздвойникования, очевидно, можно ожидать лишь при полной разгрузке образца после прорастания первых, склонных к обратимости двойников.

При продолжающемся действии внешней нагрузки напряжения τ достигают значений $\tau_{\text{дв}}$ и двойникование получает дальнейшее развитие. Следует заметить, что при высоких скоростях деформирования, например от электрогидравлического удара ($\dot{\epsilon} = 0,5 \cdot 10^2 \text{ с}^{-1}$), упругое двойникование не наблюдалось [70, 71].

Следовательно, скорость деформирования образцов является одним из основных факторов, определяющих возможность наблюдения динамического упругого двойникования.

С другой стороны, необходимо, чтобы время нагружения, в течение которого происходит двойникование и раздвойникование, было меньше времени задержки пластической деформации скольжением для исследуемого материала. В этих условиях блокирующее действие пластической деформации исключается, и упругую стадию двойникования можно будет наблюдать в более широком круге кристаллических материалов.

1.6. СВЯЗЬ ДВОЙНИКОВАНИЯ С РАЗРУШЕНИЕМ

1.6.1. Взаимодействие двойников с препятствиями

Многочисленными экспериментами установлена опасность механических двойников как инициаторов зарождения микротрещин [72 – 78]. В настоящее время объяснение трещинообразования при деформационном двойниковании сводится всего к нескольким механизмам, два из которых предложены для ОЦК-металлов Халлом [74, 79]. Он считает, что трещина зарождается или при встрече вершин двух двойников, распространяющихся в пересекающихся плоскостях, или при пересечении растущего двойника с границей ранее существовавшего. В первом случае разрушению предшествует появление ряда дислокаций $a/3 < 110 >$ в плоскости, нормальной к оси растяжения. Однако вероятность встречи вершин двух двойников, возникающих в разных местах кристалла, мала. Второй вариант возможен в силу высокой концентрации напряжений, создаваемой вершиной заторможенного двойника. Это наиболее общий случай. Его эффективность зависит от устойчивости барьеров и возможности появления в местах пересечений пластической деформации, разряжающей концентрацию напряжений.

Процесс зарождения и развития двойников сопровождается высокой концентрацией напряжений в вершинах и на границах двойниковых дефектов [72, 80 – 82]. Согласно оценке [72], прослойки шириной всего 0,1 мкм способны вызвать образование раскола. Такие субмикроскопические двойники всегда образуются при низкотемпературном деформировании металлов и могут быть ответственны за их преждевременное разрушение [73].

Опасными очагами образования трещин являются границы двойниковых ламелей [72, 73]. Их состояние и роль в квазихрупком разрушении определяются условиями развития прослоек и эволюцией дислокационной структуры в сопряженной области [29].

Множественность работающих систем двойникования в ОЦК-материалах приводит к многообразию вариантов пересечения двойников. Теоретически пересечение прослоек описывается моделями Р.В. Кана [83] и А.В. Слизвика [72, 81]. Первая основана на том, что при пересечении ламелей двойниковый сдвиг сохраняется и осуществляется созданием вторичной прослойки в барьерной.

По механизму Слизвика трещина при встрече вершин двойников образуется в результате реакции между дислокациями опережения (эмиссары), скользящими перед вершинами в плоскостях двойникования. Подобные реакции приводят к появлению дислокации $a < 001 >$, лежащей в плоскости, параллельной оси растяжения.

Из анализа работ по взаимодействию двойников [74, 84, 85] можно выделить наиболее опасные варианты их пересечения. К ним относятся, прежде всего, случаи, в которых материал остаточной прослойки ориентирован неблагоприятно для развития вторичного двойникования. Высокая концентрация напряжений в участках контакта двойников, отсутствие реальной возможности их релаксации приводят к зарождению микротрещин.

Часто микроразрушения возникают при торможении быстрых двойников на статических [86, 87] и на включениях [28]. При этом трещины вскрываются в теле двойника, по границам и в матрице. Опасно также взаимодействие встречных параллельных прослоек. В узлах встречи возможно образование каналов Розе [15] и микротрещин [28].

В поликристаллических агрегатах наиболее вероятными очагами для возникновения микротрещин являются границы зерен при торможении на них двойников. Растрескивание в этих случаях наблюдалось неоднократно [27, 88]. Раскалывание облегчается при сегрегации примесей вдоль приграничных областей. В молибдене [89] и висмуте [90] трещины отмечены в двойниковых прослойках на некогерентных включениях и на границе двойник-матрица.

Орлов Л.Г. и Утевский Л.М. [73] изучали с помощью электронной микроскопии образцы железа, деформированные в жидком азоте, когда в этом металле отсутствуют плоские скопления дислокаций. Обнаружены двойники, вдоль одной из сторон в которых были трещины. Образование последних объяснялось тем, что двойниковый сдвиг вызывает на границе зерна ступеньку. При этом трещина зарождается вдоль границы двойника и раскрывается под действием напряжений по плоскостям скола. Из условия зарождения трещины по Стро вычислена необходимая толщина двойниковой прослойки в железе $\sim 720 \text{ \AA}$.

По-видимому, границы двойников и области аккомодации являются благоприятными местами для развития хрупких трещин [29].

1.6.2. Взаимодействие скольжения с границами двойников

Механическое двойникование в ОЦК-материалах в широком диапазоне температур протекает в условиях предшествующей и сопутствующей деформации скольжением. Опасность двойников как инициаторов разрушения зависит от их способности блокировать движение скользящих дислокаций. Считается [74, 79, 91], что механические двойники являются труднопреодолимыми препятствиями для дислокаций скольжения. Накопление последних в области сопряжения прослойки с матрицей способно в ряде случаев приводить к разрыву [76, 85].

В то же время [92] на основе геометрического и кристаллографического анализов сделан вывод, что в ОЦК-металлах двойники едва ли являются сильными препятствиями для скользящих дислокаций. Последние могут проникать в границу любой прослойки посредством дислокационных реакций. Сахл И. [93, 94] развил обобщенную теорию этого процесса, а на примере сплава $Mo + 35\% Re$ эта теория подтверждена экспериментально [95, 96].

Результаты исследований показывают, что эффективность двойниковых прослоек как барьеров для скользящих дислокаций, а следовательно, и как возможных очагов разрушения, в каждом материале определяется условиями испытаний, параметрами двойников и состоянием их границ.

1.6.3. Влияние динамических эффектов

Опасность деформационных двойников как источников разрушения усугубляет высокая скорость их развития. В частности [26, 97 – 99], полагают, что возникновению микроразрывов способствуют динамические эффекты: ударные волны сжатия, инициируемые заторможенным двойником, отражаясь от всевозможных препятствий, как волны растяжения могут вызывать образование микротрещин. Большие скорости роста прослоек ответственны также за раскол включений и за образование микротрещин в теле двойников [27, 93].

Разрушение сколом наблюдали в монокристаллах железа при взаимодействии двойниковой прослойки со свободной поверхностью образца [100]. Показано [25], что при подходе двойников к поверхности на расстояния ~ 1 мкм на последней резко возрастают растягивающие усилия до уровня, сравнимого с теоретической прочностью. Сделан вывод, что прослойки с затупленной вершиной способны приводить к образованию разрыва на свободной поверхности.

Глава 2

КАНАЛЫ РОЗЕ

2.1. ПУСТОТЫ В КРИСТАЛЛАХ КАЛЬЦИТА, ОПИСАННЫЕ Г. РОЗЕ

Известно, что деформация кристаллов кальцита при нормальных условиях протекает исключительно двойникованием. Отличительной особенностью этого процесса в кальците является образование кристаллографически ориентированных пустот. Первые их описания появились в работах Д. Брюстера [101], Г. Стоуни [102], Дж. Плюкера [103]. Исследования носили косвенный характер и, чаще всего, о форме пустот и их ориентации в объеме кристалла судили, исходя из оптических эффектов. Наиболее подробное описание этого уникального явления было дано Г. Розе [104], после чего пустоты были названы каналами Розе.

Розе Г. обнаружил, что каналы в кальците могут располагаться в одной из двойниковых прослоек параллельно большей диагонали грани спайного ромбоэдра кристалла – каналы Розе первого рода (КР1), или на средней линии двух пересекающихся двойников вдоль пространственной диагонали кристалла – каналы Розе второго рода (КР2). И те, и другие – полости (рис. 2.1).

При исследованиях механического двойникования, низкотемпературного разрушения и ряда других вопросов неоднократно указывалось на возможность появления каналов Розе в железе и цинке [105, 106]. Изучение этого феномена в кальците позволило выявить [107] ряд существенных дополнений и изменений к представлениям Г. Розе и, кроме того, впервые обнаружить обратимую «упругую» стадию эволюции каналов Розе [13].

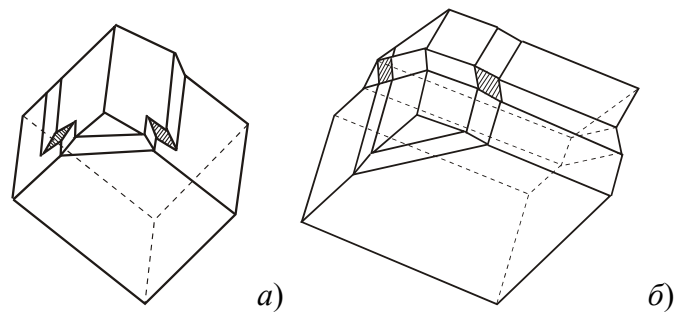


Рис. 2.1. Схемы образования каналов первого (а) и второго (б) родов, предложенные Г. Розе

2.2. СТРУКТУРА И МОРФОЛОГИЯ КАНАЛОВ РОЗЕ ПЕРВОГО РОДА

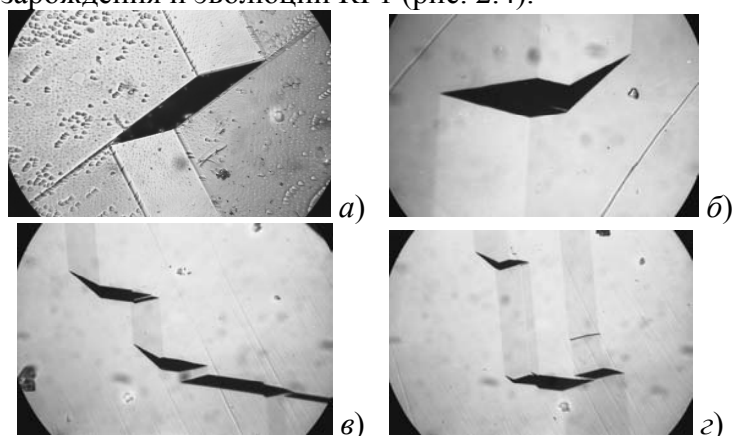
Исследуя взаимодействие трещин с двойниками в кальците, В.М. Финкель и В.А. Федоров [108] обратили внимание на факт зарождения в двойниках каналов Розе первого рода, не всегда укладывающихся в схему Розе. Это стимулировало постановку исследований структуры и морфологии КР1 в кристаллах кальцита [107, 109].

Для получения каналов Розе первого рода использовали крупные оптически прозрачные кристаллы кальцита (исландский шпат), из которых выкалывали призматические образцы с размерами $15 \times 15 \times 20$ мм. Образцы подвергали статическому деформированию в зажимах с рифленной поверхностью [107] вдоль направления большой диагонали грани спайного ромбоэдра кристалла. При этом зарождается множество двойников преимущественно одной ориентации (при плавном нагружении можно получать единичные двойники). Взаимодействие параллельных двойников приводит к зарождению КР1 (рис. 2.2). Надежность получения дефектов этим методом достаточно велика.

Механическое двойникование кальцита протекает по следующим кристаллографическим плоскостям и направлениям: $(110) [001]$, $(101) [010]$ и $(011) [100]$. В каждом из двойников возможно образование КР1. Нарушение сплошности при этом происходит по плоскостям (001) , (010) , (100) . Кристаллографические направления каналов соответственно $[\bar{1}10]$, $[\bar{1}01]$, $[01\bar{1}]$.

Возникший в кристалле канал уходит в глубь материала и имеет на противоположной стороне выход аналогичной ромбовидной формы. Сечение канала полностью определяется размерами прослоек и их удалением друг от друга. В месте нахождения КР1 кристалл утолщен. Каналы первого рода, таким образом, представляют собой пустотелую наклонную призму. Размеры сечения КР1 различны: от нескольких микронов до $1 \dots 2$ мм. В большинстве случаев зарождение КР1 носит массовый характер (рис. 2.2, д). Лишь при условии плавного (квазистатического) нагружения удавалось получать отдельные каналы. Проницаемость последних проверялась пропусканием через них жидкости или тонкой проволочки (рис. 2.3).

На поверхности КР1 наблюдаются продольные и поперечные ступени скола. Появление продольных ступеней обусловлено прерывистым движением границ двойников, образующих КР1. Каждая из ступеней соответствует остановке границы в ходе деформирования. Поперечные ступени способны зарождаться, например на дислокациях, остающихся в местах остановки границ, при взаимодействии с ними вскрытия в момент зарождения и эволюции КР1 (рис. 2.4).



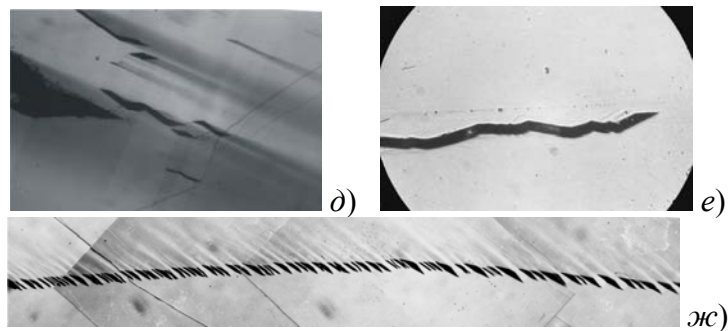


Рис. 2.2. Каналы Розе первого рода:
a – КР1, отвечающий схеме Г. Розе; *б* – КР1 изменивший форму сечения при выходе на поверхность кристалла; *в*, *г* – КР1 сложной формы; *д* – массовое зарождение КР1; *е* – вскрытие КР1 не по плоскости спайности; *ж* – строчное скопление КР1. ─ 50 мкм

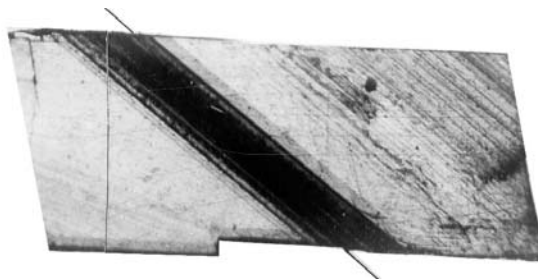


Рис. 2.3. Кристалл кальцита, содержащий крупный КР1, через который пропущена тонкая проволочка

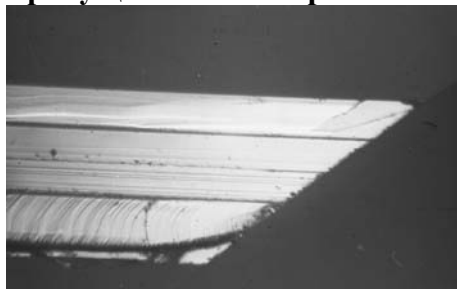


Рис. 2.4. Поверхность КР1. ─ 50 мкм

Интерферометрические исследования участков поверхности с выходящими на них КР1 показали, что появление каналов в кристалле не влечет за собой деформации поверхности. Это говорит об отсутствии напряжений в области расположения КР1. Следовательно, сформированный канал представляет собой равновесное образование. Однако при внешнем воздействии он будет играть роль концентратора напряжений и зародышевой микротрещины.

При микроскопическом рассмотрении деформированных кристаллов всегда встречаются каналы (рис. 2.2), в образовании которых есть отличия от схемы, предложенной Г. Розе. Наблюдаемые варианты зарождения КР1 классифицированы следующим образом (рис. 2.5, *a* – *ж*).

КР1 на рис 2.5, *a* по своему виду и принципу получения отвечает схеме Розе с той лишь разницей, что лежит в сдвойникованном материале и обусловлен прослойками матричной ориентации. Нарушение сплошности в этом случае происходит по плоскости спайности двойника. Такие каналы встречаются в мощных полисинтетических двойниках. Это обстоятельство не исключает возможности появления их и в микропрослойках.

Зарождение КР1 возможно между сквозной двойниковой прослойкой переменной толщины и несквозной, оканчивающейся на КР1. Дефект (рис. 2.5, *б*) возникает в месте изменения толщины двойника, причем несквозной двойник по толщине равен сужению основного и, таким образом, является как бы отщепившейся частью от мощной прослойки.

Особый интерес представляют КР1, развивающиеся в условиях полисинтетического двойника. В системе большого числа параллельных прослоек можно ожидать появления КР1 различных типов. Кро-

ме того, возможно объединение каналов с образованием полостей сложной конфигурации (рис. 2.5, в). В полисинтетических двойниках последние встречаются довольно часто, могут достигать больших размеров и быть весьма разнообразными по форме (рис. 2.2, в, г).

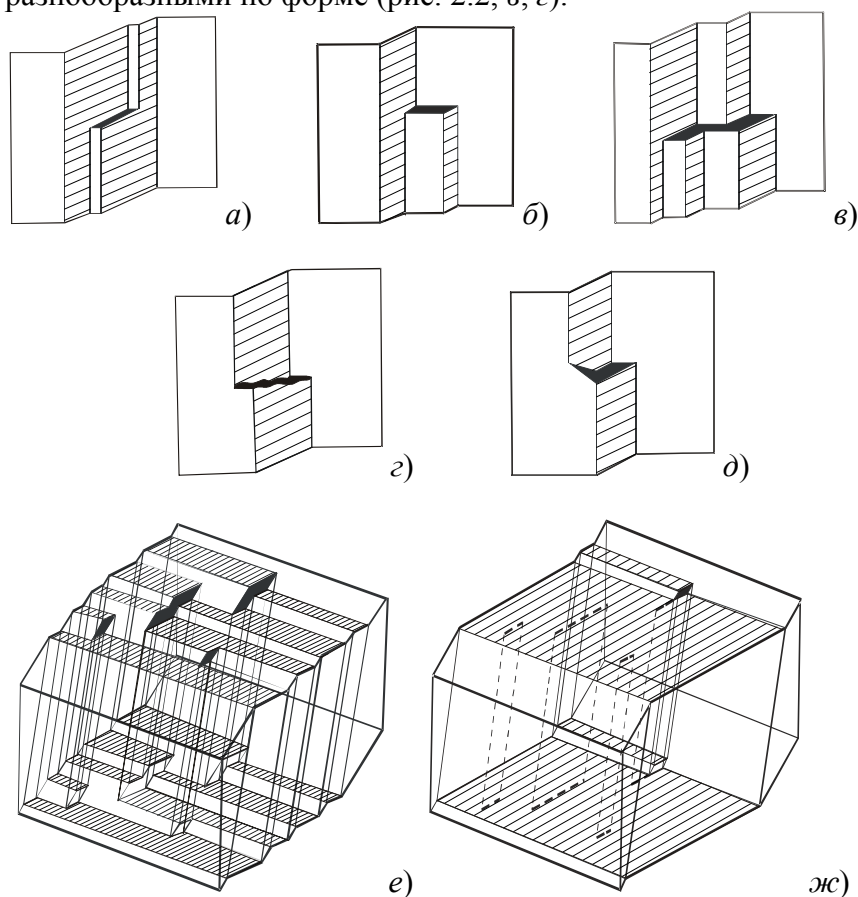


Рис. 2.5. Схемы образования каналов Розе первого рода

Нарушение сплошности некоторых каналов может, главным образом, проходить не по плоскости спайности (рис. 2.5, г). Геометрия сечения такой полости не стабильна и изменяется на протяжении всего вскрытия. Это объясняется высокой плотностью дислокаций, препятствующих развитию КР1.

Обнаружено, что при выходе КР1 на поверхность кристалла нарушение сплошности частично переходит из плоскости спайности $(001)_t$ в плоскость $(011)_t$ (рис. 2.5, д) (индекс t здесь и далее означает, что приведенные кристаллографические индексы принадлежат материалу sdвойникованной области). При этом конфигурация КР1 на плоскости наблюдения изменяется (рис. 2.2, б). Внутри же кристалла сечение плоскости

объема кристалла схемой рис. 2.6. каналов иногда плоскость $(0\bar{1}1)_t$.

очевидно, на формирование рассматриваемого кристалла.

При чаще всего

одновременным прослойками Последующее

перемещение границ двойников, объединение ламелей и образование единого sdвойникованного массива (рис. 2.5, ж). КР1 при этом залечиваются. Таким образом КР1 возникают и залечиваются в процессе деформации кристалла двойникованием и, по существу, являются органическим элементом всего акта изменения формы кристалла.

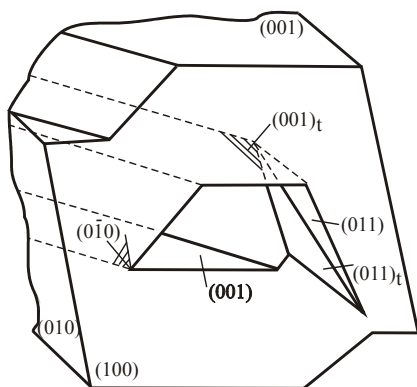


РИС. 2.6. СХЕМА ИЗМЕНЕНИЯ ФОРМЫ КР1 ПРИ ВЫХОДЕ ЕГО НА ПОВЕРХНОСТЬ (100)

отвечает одной из схем рис. 2.5, а – г. В изменение формы канала иллюстрируется При развитии близко расположенных возможен переход вскрытия в Подобная смена плоскости развития КР1, является следствием влияния поверхности движение двойникующих дислокаций и КР1 [110]. Этот вопрос требует отдельного

деформировании кристаллов кальцита формируются двойники полисинтетического типа с зарождением между отдельными каналов Розе первого рода (рис. 2.5, е). нагружение кристалла вызывает

В ряде случаев наблюдали строчные скопления КР1, содержащие от нескольких десятков до не-

скольких сотен мельчайших (2...20 мкм) дефектов (рис. 2.2, *ж*), между которыми расположены участки кристалла двойниковой ориентации.

2.3. КАНАЛЫ РОЗЕ ВТОРОГО РОДА

В соответствии с представлениями Г. Розе [104] пересечение двойников в кальците должно сопровождаться образованием пустотелых каналов – каналов Розе второго рода. Тогда возможные пересечения двойников, развивающихся в плоскостях (110) и (101), (110) и (011), (101) и (011), вызовут формирование КР2 по кристаллографическим направлениям $[\bar{1}11]$, $[1\bar{1}1]$, $[11\bar{1}]$ соответственно. Следует заметить, что вопросы взаимодействия пересекающихся двойников неоднократно рассматривались в литературе [111 – 114]. Превалирующее направление таких исследований – изучение механизмов зарождения микротрещин и взаимосвязи деформационного двойникования с разрушением материалов. Однако анализ пересечения двойников с кристаллографических позиций не проводился. Вместе с тем, выполнив такое исследование для пересекающихся прослоек в кальците, легко убедиться, что КР2 не является пустотелым.

Для получения КР2 образцы с размерами $15 \times 15 \times 15$ мм деформировали дважды [107]. При первом деформировании получали одиночную прослойку. Двойники иной ориентации получали при повторном деформировании образцов в направлении большой диагонали другой грани спайного ромбоэдра кристалла. При пересечении двойников образовывался "канал". Следует отметить, что получение КР2 вызывает растрескивание материала и нередко заканчивается разрушением образца.

При визуальном рассмотрении деформированного кристалла, содержащего КР2, видно, что последний представляет собой область сильно рассеивающую свет и напоминает по внешнему виду нить, покрытую ином (рис. 2.7). Микроскопическими исследованиями [107] обнаружено, что прилегающий к КР2 материал пронизан большим количеством трещин, обволакивающих его сердцевину и органически сливающихся с ней. Кроме того, район КР2 и окружающий его материал пронизаны мелкими, зачастую клиновидными КР1, исходящими из зоны "канала". Некоторые из них оканчиваются внутри кристалла, не имея выхода на поверхность. На таких каналах наблюдали интерференцию, подтверждающую их клинообразность. Иногда сопутствующих КР1 образуется значительное количество, и они, выходя на поверхность, создают целую систему пустот, подобную приведенной на рис. 2.2, *ж* и расположенную по направлению $\langle 110 \rangle$.

Исследование места выхода КР2 на поверхность кристалла показало, что он не является полым образованием, а наполнен деформированным материалом в отличие от схемы Розе, предполагающей возникновение пустот. Материал зоны КР2 значительно раздроблен (рис. 2.8) и разделен множеством трещин. Последовательное исследование развития КР2 позволило выделить следующие этапы его эволюции.

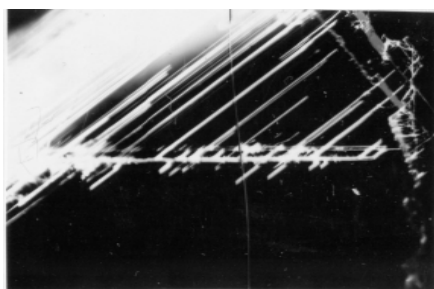


Рис. 2.7. Внешний вид КР2 при боковом освещении. $\text{L} \text{---} \text{L}$ 325 мкм

Первый включает в рост двойника и атаку им стационарной прослойки. Достигая поверхности первичного двойника, мобильный фронт притормаживается, фронт

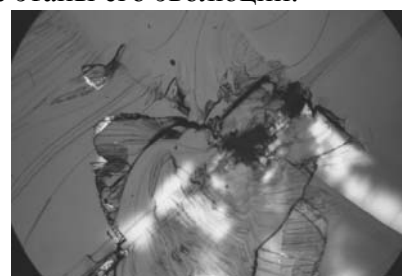


Рис. 2.8. Выход КР2 на поверхность кристалла. $\text{L} \text{---} \text{L}$ 50 мкм

распределяется по границе блокирующей прослойки с матрицей. Дальнейшее увеличение нагрузки еще до появления КР2 вызывает зарождение трещин по плоскости спайности (рис. 2.9, развитие которых может привести образец к разрушению.

Проведение подобного эксперимента в поляризованном свете показало, что на этом этапе не происходит экспортирования атакующего двойника на противоположный по-казало, что на этом этапе не происходит экспортирования атакующего двойника на противоположный берег стабильной прослойки. Подвижный двойник лишь входит в стопорящий, зарождая КР2.

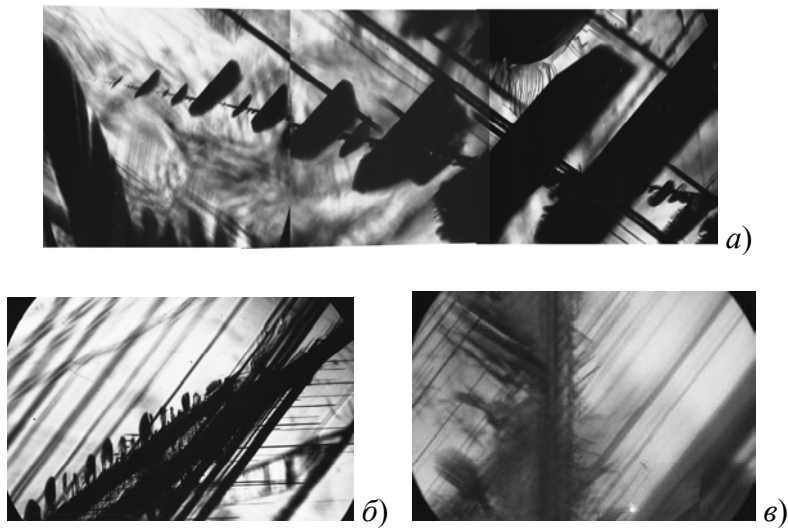


Рис. 2.9. Разрушение материала в зоне КР2:

a – начальная стадия – образование микротрещин по плоскостям спайности. (прорыва динамическим двойником статического нет); *б* – прорыв статического двойника динамическим – образование собственно КР2; эволюция трещин в зоне КР2 при росте двойников его образующих. ─ 500 мкм

Развитие КР2 идет постепенно, распространяясь в глубь материала. По всей длине КР2 расположены трещинки, искрившиеся по плоскости спайности. Их внешний вид и ориентация в объеме кристалла позволяют утверждать, что возникшие "трещинки-лепестки" культивируются исключительно на атакованной стороне двойникового барьера, не прорастая сквозь него, и распространяются вдоль границы динамического двойника с матрицей. Об этом говорят прямолинейные участки фронтов трещин. В тех зонах, где трещины контактируют с первичной прослойкой, развитие их притормаживается. Такое поведение – результат влияния на вскрытие переориентированной структуры двойника–барьера.

Наблюдение за последовательностью развития канала на втором этапе и кинематографирование процесса дали возможность установить, что возникшие вначале трещины существенно сокращают свои размеры после прорыва развивающимся двойником поперечного (рис. 2.9, *б*). К этому моменту напряжения от приложенной нагрузки достигают максимальной величины. Сам прорыв, суть зарождение КР2, сопровождается появлением множества новых, всевозможно ориентированных в объеме кристалла трещин.

При дальнейшем нагружении (третий этап) развитие этих трещин охватывает окружающий материал (рис. 2.9, *в*).

Был проведен эксперимент, позволяющий проследить формоизменение материала внутри КР2. Он строился таким образом, чтобы направления сдвига конфликтующих двойников лежали в плоскости наблюдения.

Атакующий двойник не сразу пронизывает стабильную прослойку, а, застопорившись, вызывает растрескивание материала в месте контакта (рис. 2.10, *а*). Кроме того, начинается деформация поверхности, окружающей место встречи двойников. Это говорит о значительных напряжениях, развивающихся при взаимодействии. С увеличением нагрузки количество трещин растет, и существенным образом усложняется картина рельефа поверхности (рис. 2.10, *б*). Интерферометрия обнаруживает появление как выпуклостей, так и вмятин. Район, охваченный разрушением, возрастает. Прорыв влечет за собой дезориентацию растрескавшегося материала и его смятие (рис. 2.10, *в*).

Последующий этап связан с развитием КР2, т.е. с увеличением размеров его сечения. В этой фазе в активную зону вовлекаются все новые и новые области материала матрицы и первичной двойниковой прослойки.

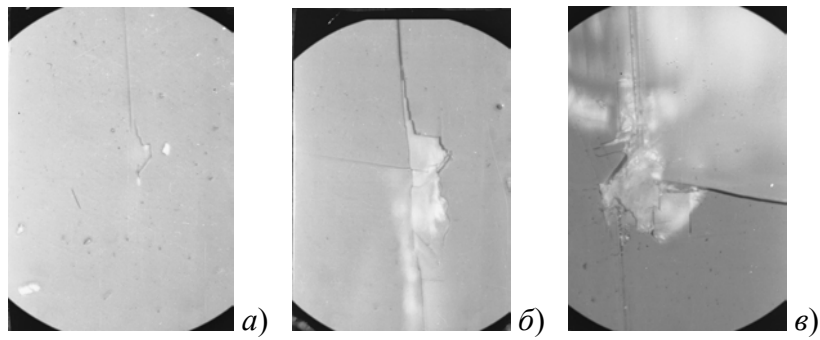


Рис. 2.10. Деформация и разрушение поверхности при формировании KP2.
 ─── 50 мкм

Дробление распространяется на окружающий объем, ведя к возрастанию напряжений, локализуемых около KP2. Размер зоны KP2 значительно превышает сечение двойников, а образовавшаяся зона раздробленного материала, по-видимому, является местом стока упругой энергии образца, вызывая сокращение первичных трещин. Для определения ориентировочного уровня фрагментации, извлеченный из зоны KP2 материал (рис. 2.11) исследовали микроскопически. Обнаружено, что размер некоторых частичек не превышает 1...2 мкм, что не исключает возможности существования трещин и в этих фрагментах.

Следовательно, не вызывает сомнения высокая дисперсность материала в зоне KP2. Столь интенсивное дробление должно привести к значительному увеличению объема материала. Это обстоятельство гарантирует высокую концентрацию напряжений в окрестности KP2, приводящую, в свою очередь, к сильному растрескиванию окружающего материала.

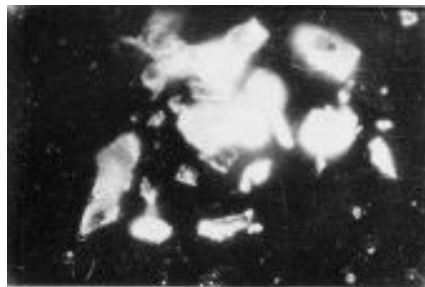


Рис. 2.11. Частицы разрушенного материала, извлеченные из зоны KP2.
 ─── 5 мкм

Сопоставление возможных направлений сдвигов материала внутри KP2 с реально возникающими перемещениями показывает их несовпадение. Результатом такого несоответствия должно быть либо мощное локализованное пластическое течение, либо жесткое дробление материала сердцевин KP2. Ввиду того, что при нормальных условиях скольжение в кальците практически отсутствует, имеет место последнее явление. Из геометрического построения следует, что материал сечения KP2 попадает после деформации, т.е. образования и пересечения двойников, в меньший, по сравнению с исходным, объем. Это должно привести к сильному концентрированию напряжений, чем, по-видимому, можно объяснить появление мощных трещин, исходящих из KP2.

Таким образом, пересечение двойниковых прослоек в кальците не влечет за собой образования кристаллографических пустот, именуемых каналами Розе второго рода, а представляет собой область разрушенного материала с высоким уровнем фрагментации и разориентировки.

2.4. ДИСЛОКАЦИОННАЯ СТРУКТУРА КРИСТАЛЛОВ КАЛЬЦИТА, ОБУСЛОВЛЕННАЯ КАНАЛАМИ РОЗЕ

Исследование дислокационной структуры, возникающей при двойниковании и раздвойниковании монокристаллов кальцита, выявление ее взаимосвязи с элементами разрушения, обусловленного двойникованием, может дать ответ на вопрос о повреждаемости кристаллов при деформировании.

Двойникование кристаллов кальцита сопровождается процессами образования и захлопывания KP1 [107]. При этом на поверхности кристалла в местах выхода макродвойников, полученных после объеди-

нения некоторого числа растущих и расширяющихся прослоек полисинтетического двойника, при воздействии травителем выявлялись канавки и строчки ямок травления. По виду и ориентации фигур травления предполагается, что они остаются на месте существования КР1, зародившегося и сомкнувшегося в процессе двойникования кристалла. По другим источникам [23], аналогичные строчные скопления ямок травления в плоскостях, пересекающих двойниковые границы, связываются с поперечными петлями дислокаций, зарождающимися при двойниковании. Подобные фигуры травления могут соответствовать микротрещинам, возникающим на границах упругого двойника и остающимся в кристаллах кальцита после раздвойникования [115].

В опытах [116] использовали образцы из оптически прозрачных кристаллов кальцита, деформация которых осуществлялась по методике, предложенной в [107]. Дислокационная структура деформированных кристаллов выявлялась травлением [117].

Фигуры травления можно объединить в четыре группы. К первой относятся скопления ямок травления, связанные со ступенями скола на поверхности наблюдения. Они не обладают определенной кристаллографической ориентацией и имеют преимущественно произвольную форму. Граница вышедшей на поверхность и расширяющейся прослойки, пересекая ступени, оставляет в кристалле петли дислокаций. Последнее подтверждается при двойниковании наблюдением строчек этого типа на ступенях скола между границами двойника. В матрице подобные скопления ямок травления обнаруживаются лишь при раздвойниковании.

Фигуры травления второй группы – это канавки и скопления ямок травления по направлениям, совпадающим со следами пересечения плоскости спайности двойника $(001)_t$ с поверхностью наблюдения (100) . Расположение дислокаций в плоскостях $(001)_t$ вдоль $[110]_t$ может быть обусловлено захлопыванием КР1 при деформировании и частичным восстановлением сплошности материала [107]. Однако этого признака (выявления дислокаций, расположенных в плоскостях спайности двойника) недостаточно для полного отождествления строчек с сомкнувшимися КР1.

Взаимосвязь дислокационных фигур травления второго типа с захлопнувшимися КР1 была проверена следующим образом. Так как КР1 пронизывает насквозь весь кристалл, то после раздвойникования образцов и схождения берегов канала фигуры травления дислокаций, лежащих в плоскостях $(001)_t$, должны повторяться на поверхности любого скола, параллельного первоначальной плоскости наблюдения, сохраняя свои кристаллографические параметры. Это предположение подтвердилось на опыте. На участке поверхности образца, с выходящим на нее КР, травлением выявлены ямки, соответствующие дислокациям, залегающим в плоскостях $(001)_t$ (рис. 2.12, а). Повторный раскол

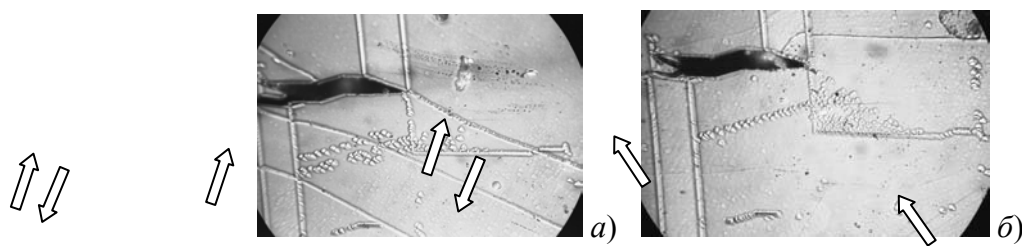


Рис. 2.12. Дислокационные канавки и строчки ямок травления дислокаций, залегающих в плоскостях $(001)_t$:

а – поверхность наблюдения (100) в исходном состоянии;

б – картина травления поверхности параллельного скола. — 35 мкм

кристалла проведен параллельно поверхности наблюдения на расстоянии ~ 2 мм от последней. При травлении новой поверхности скола дислокационные фигуры выявились вновь, повторяя свою форму (рис. 2.12, б).

Существование повторяющихся на параллельных сколах строчек из отдельных ямок травления (на рис. 2.12 отмечено стрелками) связано с тем, что КР1 могут зарождаться и захлопываться в процессе двойникования полностью внутри кристалла. Поверхности таких КР1, оставаясь ювенильными, легко схватываются после соприкосновения. Это предположение подтверждается при зарождении и последующем захлопывании "упругих" КР1 [13], полностью находящихся внутри кристалла. На сколе в этом случае также выявляются дислокационные строчки с четко обозначенными отдельными ямками травления, соответствующими обратимому нарушению сплошности кристалла.

Проведены эксперименты по непосредственному наблюдению за исчезновением КР.

На поверхности кристалла, имеющей выходы трех каналов 1, 2 и 3 (рис. 2.13, а), травлением выяви-

ли границы двойников D_1 , D_2 , D_3 и дислокационный дефект 4 (предположительно захлопнувшийся КР1). Затем кристалл был раздвойникован, после чего сколот. На параллельном

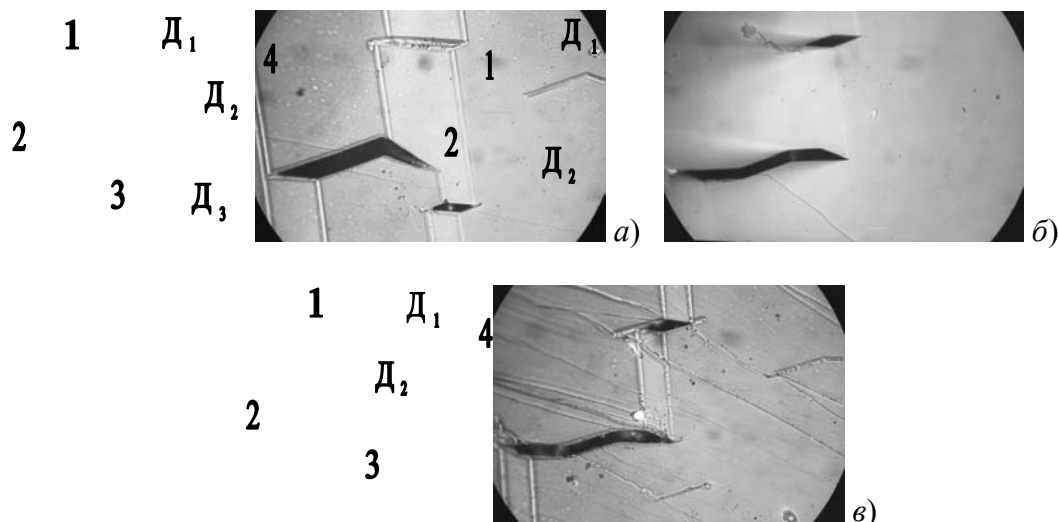


Рис. 2.13. Захлопывание КР1 при раздвойниковании кристалла и образование канавок травления:

a – исходное состояние; *б* – поверхность параллельного скола после раздвойникования кристалла; *в* – травление поверхности параллельного скола.
 ─── 35 мкм

сколе видно (рис. 2.13, *б*), что двойники D_1 и D_2 стали тоньше, двойник D_3 и дефект 4 не обнаруживаются. При этом произошло изменение формы каналов 1 и 2. После травления поверхности (рис. 2.13, *в*) вновь выявился дефект 4 и вытравилась канавка, соответствующая прежнему положению канала 3. На основании этого можно утверждать, что дислокационный дефект 4 – результат травления захлопнувшегося канала.

К третьей группе относятся канавки травления, совпадающие со следами пересечения исследуемой поверхности с плоскостью $(011)_t$. Как известно [118], в кальците имеет место разделение по плоскостям $\{110\}$ с несколько большей поверхностной энергией, чем у плоскостей $\{100\}$. Поэтому такие фигуры травления могут остаться при исчезновении канала частично вскрывшегося по плоскости $(011)_t$. В исследованиях обнаружено существование подобных вскрытий (см. гл. 2, п. 2.2).

Развитие канала по $(011)_t$ наблюдали экспериментально на поверхности (100) . На рис. 2.14, *a* показан кристалл с каналом, частично вскрывшимся по $(011)_t$. В исходном состоянии после первого травления КР оканчивался на границе Γ . При дополнительном двойниковании и повторном травлении граница Γ выявилась в положении Γ_1 . При этом увеличился размер канала за счет вскрытия по $(011)_t$. Ниже, параллельно этому вскрытию, видны канавки травления (отмечены стрелками), вероятно, также являющиеся микротрещинами по $(011)_t$. На параллельном сколе (рис. 2.14, *б*) разрушения по $(011)_t$ нет. Канал в глубине вскрыт по спайности $(001)_t$. Однако группа дислокации вблизи одной из вершин канала свидетельствует о неоднородной концентрации напряжений при развитии канала около поверхности, что вызывает дестабилизацию скола по $(001)_t$. Аналогичные скопления дислокации практически всегда встречаются на сколах у вершин КР1.

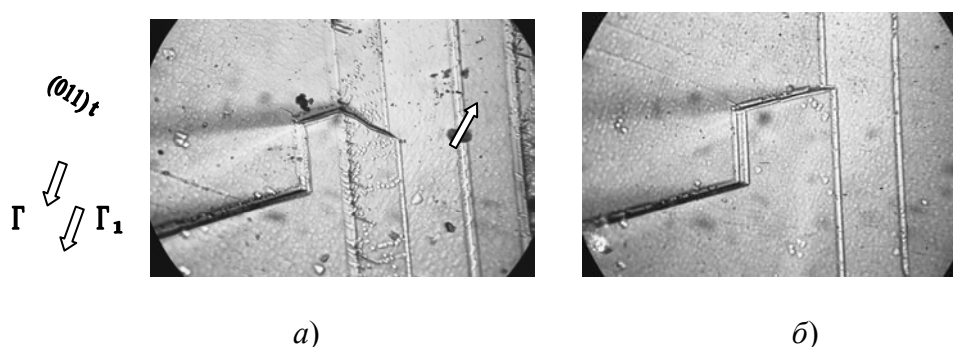


Рис. 2.14. Приповерхностное развитие КР1 по плоскости $(011)_t$ – *a* и

вид того же канала в глубине кристалла на параллельном сколе – б.

└──┘ 35 мкм

К четвертой группе фигур травления отнесены строчки из дислокационных ямок и линий травления по направлению $[011]_r$ (рис. 2.15), не связанные с нарушением сплошности материала. Фигуры получены однократным травлением поверхности кристалла после деформирования и могут быть обусловлены движением дислокационных петель в плоскостях скольжения $(0\bar{1}1)_r$ и сбрасыванием дислокациями части примесных атмосфер с образованием примесных кластеров. Линии, соединяющие ямки травления, – следы, оставляемые дислокациями при движении и образующиеся в результате собирания примесей и точечных дефектов [119, 120].

Движение дислокационных петель, генерирующих примесные кластеры, при комнатной температуре обусловлено напряженным состоянием кристалла, возникающим при сложном деформировании. Такие смещения полных дислокации в кристаллах кальцита ранее не наблюдались и могут быть объяснены снижением уровня напряжений Пайерлса за счет примесей [121].

Из приведенных результатов следует, что дислокационные канавки и скопления ямок травления в плоскостях $(001)_r$, выявляемые травлением и повторяющиеся в глубине кристалла на параллельных сколах, являются подтверждением нарушения сплошности материала кальцита при двойниковании и обусловлены возникновением и захлопыванием КР. Канавки травления в плоскостях $(011)_r$ также отвечают нарушению сплошности, связанному с КР, но приповерхностному.

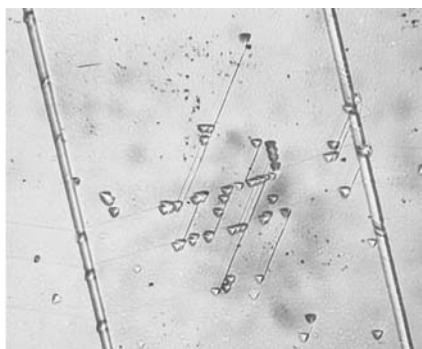


Рис. 2.15. Движение дислокационных петель в плоскостях $(0\bar{1}1)_r$ с образованием примесных кластеров. └──┘ 30 мкм

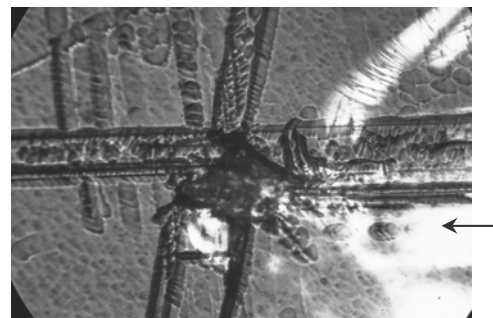


Рис. 2.16. Картина травления выхода КР2 на поверхность кристалла. Стрелкой отмечено движение дислокационных петель из зоны КР2. └──┘ 50 мкм

Таким образом, исследуя дислокационную структуру кристаллов кальцита после деформирования, можно оценить дефектность материала по содержанию элементов нарушения сплошности, в частности, каналов Розе первого рода.

Химическому травлению подвергали также участки выхода КР2 на поверхность кристалла. Отмечена повышенная плотность дислокации в сдвойникованном материале вблизи КР2. Кроме того, наблюдали развитие скольжения в направлениях $\langle 110 \rangle$ (рис. 2.16). Движение дислокации в плоскостях скольжения при комнатной температуре крайне затруднительно. Обнаружение таких сдвигов в зоне КР2 свидетельствует о высокой концентрации напряжений в участке взаимодействия двойников, что подтверждает предположение, высказанное ранее.

Глава 3

УПРУГИЕ КАНАЛЫ РОЗЕ

3.1. ЗАРОЖДЕНИЕ УПРУГИХ КАНАЛОВ РОЗЕ ПЕРВОГО РОДА

Существование каналов Розе между стационарными двойниковыми прослойками дает основание

предполагать возможность появления каналов Розе, инициированных упругими двойниками, т.е. "упругих" каналов Розе, исчезающих, как и упругие двойники, из кристалла при снятии нагрузки. Это означает, что упругие каналы Розе – обязательная стадия эволюции КР. В отечественной и зарубежной литературе сведений об упругих каналах Розе не было. Описан лишь случай зарождения трещины расслоения между упругими двойниками в кальците, которая после образования стабилизировалась, переходя в необратимую [122].

Для получения упругих каналов Розе использовали два варианта нагружения кристаллов [13]. В первом из них образцы для получения УКР выкалывали по плоскостям спайности $\{100\}$ из монокристаллов кальцита в виде призмочек с размерами $10 \times 10 \times 30$ мм. Деформирование кристаллов осуществляли по методике, используемой для получения КР1 [107]. При этом на начальной, обратимой стадии деформирования среди множества растущих параллельных прослоек оказываются и такие, которые растут навстречу друг другу и, будучи близкими, способны взаимодействовать (рис. 3.1, а). Это обстоятельство и приводило

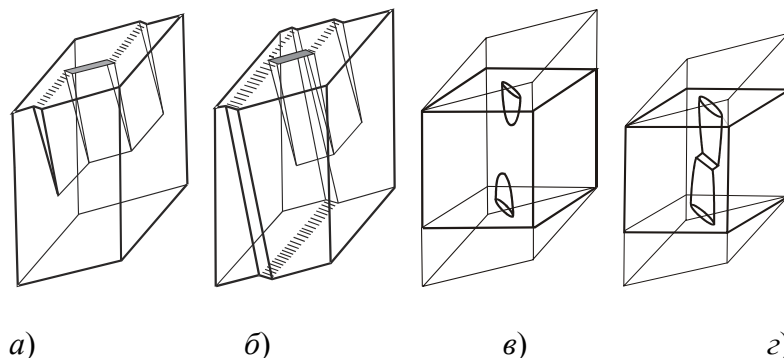


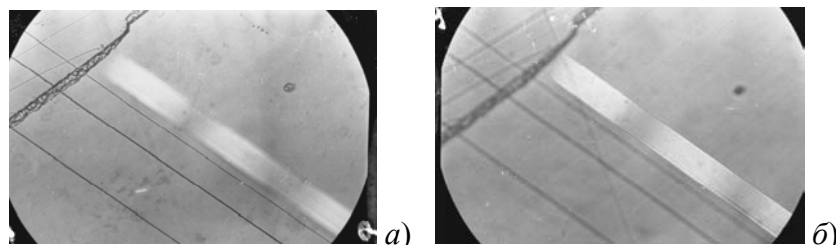
Рис. 3.1. Схемы образования упругих каналов Розе первого рода в кальците:

а – канал, образованный параллельными упругими двойниками, развивающимися в одном направлении; *б* – канал, образованный парой двойников, из которой один стационарный, а второй упругий; *в* – схема сошлифовки кристалла и получения встречных упругих двойников; *г* – упругий канал Розе первого рода, полученный в центре кристалла при взаимодействии встречных упругих двойников

к образованию обратимых каналов Розе первого рода, лежащих в плоскости, нормальной сдвигу. Сечение канала представляет собой вид параллелограмма. Сам канал уходит в глубь кристалла от поверхности зарождения и имеет форму визуально регистрируемого воздушного клина. В отраженном свете его легко наблюдали по интерференционной окраске (рис. 3.2, а). После снятия нагрузки упругие двойники и КР исчезали. На прежнем месте существования канала каких-либо оптических изменений не отмечено.

Скорость роста и исчезновения канала была такой же, как и у упругих двойников, т.е. последние полностью контролируют образование обратимой полости, так как исчезают и появляются одновременно с ней.

Описанный процесс может носить и необратимый характер, обусловленный, в частности, переходом двойников в стабильную форму или заклиниванием, связанным с раздроблением материала на поверхности в самом очаге зарождения двойника. В этом случае для получения обратимости применяли два метода. При первом обратимость достигалась изгибными напряжениями всего кристалла, при втором – отсечением трещиной заблокированных участков. Особенно удобен и эффективен второй путь, при котором на сколе одной половины кристалла канал Розе носит необратимый характер, а на другой – упругий (рис. 3.3).



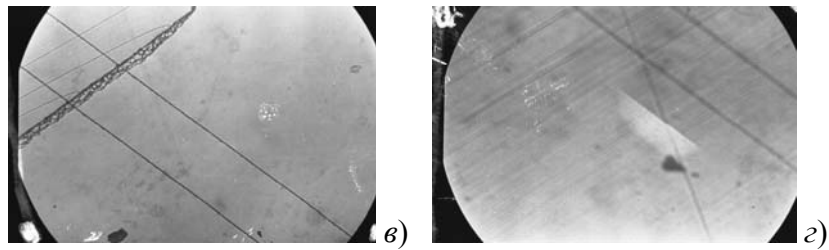


Рис. 3.2. Упругий канал Розе первого рода, полученный по схеме рис. 1, б:
a – УКР, наблюдающийся в отраженном свете; *б* – микроскоп сфокусирован на поверхность канала; *в* – участки зарождения УКР и двойников отсечены трещиной (канал и упругий двойник исчезли); *г* – незалечившийся участок канала. ─ 50 мкм

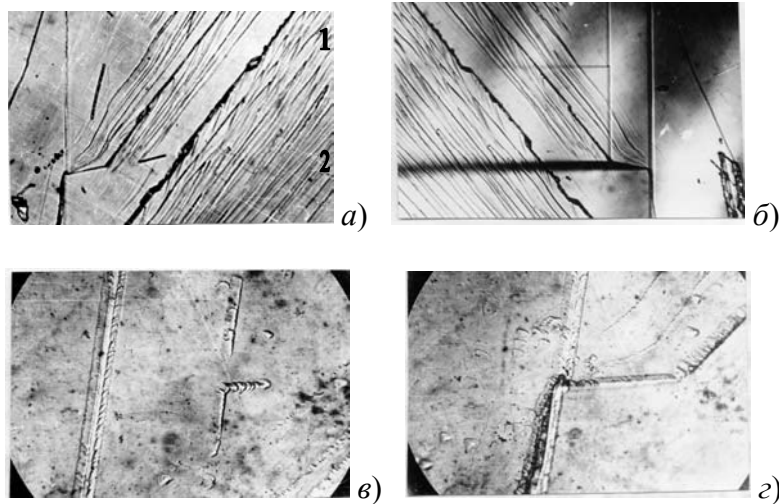


Рис. 3.3. Вид поверхностей скола кристалла, содержащего УКР:
a – половина кристалла, где каналы упруго исчезли (наблюдение в проходящем свете); *б* – половина кристалла, где каналы перешли в необратимые.
 Их присутствие подтверждают тени при рассмотрении в проходящем свете;
в, г – картины травления поверхности кристалла, на которую выходили упруго исчезнувшие каналы 1 и 2 соответственно.
a, б – ─ 90 мкм; *в, г* – ─ 20 мкм

Образование УКР, как выяснилось из эксперимента, можно ожидать не только при конфликте упругих двойников. Его появление возможно в паре: стационарная прослойка и заклинившийся упругий двойник (рис. 3.1, б). В некоторых случаях заклинивания не происходило, и тогда исчезновение канала наступало сразу после снятия нагружения. Обратимость же заклинившихся каналов проверялась отсечением места заклинивания трещиной. При этом зачастую оказывались незалеченными небольшие области канала, примыкающие к стационарной прослойке (рис. 3.2, г).

Перечисленные возможности наблюдения УКР носят достаточно случайный характер ввиду того, что каналы могут возникать в совершенно произвольном месте или не образовываться вообще. В целях прицельного получения УКР была разработана установка [123], позволяющая ожидать появления УКР в определенном месте в поле зрения микроскопа и проследить кинетику его образования. В основе методики лежит эксперимент Р.И. Гарбера по получению отдельного упругого двойникового лепестка [9]. Предложенным методом нагружения в кристалле зарождали два упругих двойниковых индивидуума (рис. 3.1, в), которые распространялись навстречу друг другу в параллельных близлежащих плоскостях двойникования. При сближении двойники образовывали упругий канал первого рода (рис. 3.1, г). После снятия нагрузки канал исчезал вместе с упругими двойниками. Препарирование кристалла для этого опыта проводили таким образом, чтобы поверхность нагружения была нормальна плоскости двойникования и направлению сдвига в ней. Нагружение осуществляли с помощью микровинта посредством стальных шариков диаметром 1,6 мм. Во избежание растрескивания поверхности кристалла давление шариков передавалось через тонкие картонные прокладки. Нагружение проводили очень плавно. Вначале появляются упругие двойниковые лепестки, растущие в глубь материала (рис. 3.4, а). При их взаимодействии возникает упругий канал Розе (рис. 3.4, б). Разгрузка снимает и двойники и канал (рис. 3.4,

в). При этом, исчезая, УКР в некоторой степени задерживает устранение упругих двойников. Опыт проводили в поляризованном свете. Двойники при этом проявляются в виде светлых областей, а УКР дает темную полосу – тень. УКР может неоднократно воспроизводиться при повторных нагружениях. Место его возникновения стабилизируется, что, по-видимому, связано с нарушениями кристаллической решетки в районе образования дефекта.

Какова степень обратимости УКР? Прежде всего, при образовании КР и УКР первого рода вскрытие сплошности идет по плоскости спайности. Внутренняя поверхность канала достаточно ровная, без видимых ступеней. Грани резко очерчены, вершина размыта (рис. 3.2, б). При рассмотрении канала под микроскопом он выделяется достаточно контрастной светлой полосой – эффект интерференции на тонком воздушном клине. Это обстоятельство гарантирует высокую степень надежности при установлении самого факта существования или отсутствия канала с размерами, превышающими длину волны используемого света. Интерференционная окраска позволяет оценить параметры канала – угол при его вершине и толщину воздушного зазора, что дает возможность определить толщину упругого двойника и угол расхождения границ.

При схлопывании УКР образуются цепочки дислокации (рис. 3.3, в, з), существование которых проверяли множественным послойным скалыванием и травлением поверхностей скола кристалла, пересекающих канал, с постепенным приближением к его вершине. В месте выхода канала на поверхность кристалла рельеф не менялся. Если канал был вскрыт трещиной, интерферометрия показывала присутствие ступеней скола, уменьшающихся по мере приближения к вершине УКР. Происхождение ступеней обусловлено взаимодействием трещины с дислокациями, генерированными УКР, что указывает на винтовой характер последних.

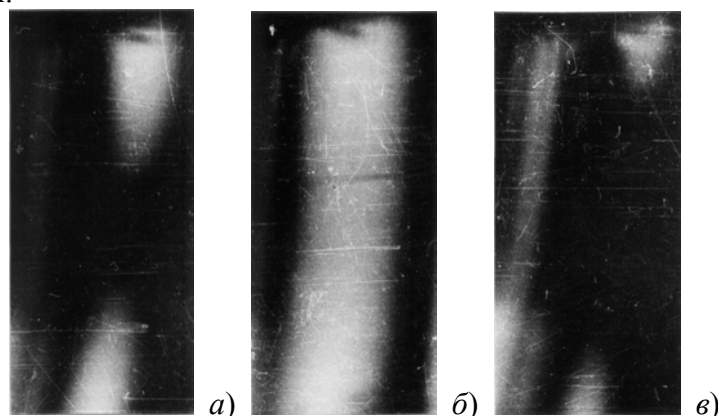


Рис. 3.4. Образование УКР встречными упругими двойниками (поляризованный свет):

a – появление упругих двойников; *б* – образование УКР (темная поперечная полоса); *в* – разгрузка кристалла, вызвавшая исчезновение упругих двойников и УКР. ─ 325 мкм

В условиях получения УКР, лежащего полностью внутри кристалла (рис. 3.4), отсутствие общения с атмосферой приводило к полной обратимости, без образования ступеней и дислокации при последующем расколе. Поверхности таких каналов, оставаясь ювенильными, легко "схватываются" при соприкосновении, восстанавливая тем самым нарушение сплошности.

3.2. КИНЕТИКА ОБРАЗОВАНИЯ И ИСЧЕЗНОВЕНИЯ УКР

Кинетические закономерности образования УКР первого рода в кальците исследованы экспериментально [124, 125]. Предложен дислокационный механизм его формирования, аналитически оценены условия зарождения трещины в вершине одного из заторможенных двойников, заданного двойным ступенчатым скоплением дислокаций [125].

Эксперименты по исследованию механизма и кинетики зарождения УКР проводили на оптически прозрачных монокристаллах кальцита, в которых создавали встречные упругие двойники по методике, описанной в [123]. При нагружении кристалла один из сферических инденторов смещали относительно оси нагружения на расстояния до 100 мкм. Несоосность h нагружения обеспечивала зарождение и рост двойников в параллельных плоскостях. Образование УКР в кристалле возможно лишь при относитель-

ном смещении двойников, приведенном на рис. 3.5, б (схема 1). В этом случае упругие двойники (УД) обращены друг к другу границами с растягивающими напряжениями [126]. При смещении УД (рис. 3.5, б; схема 2) УКР не зарождается. Для оценки расстояния h между двойниками добивались выхода УКР на одну из поверхностей кристалла за счет увеличения нагрузки на индентор. По размеру УКР на поверхности кристалла определяли расстояние h между плоскостями, в которых развиваются двойники.

Кинетику образования УКР наблюдали через кинокамеру "Киев-16Э", объектив которой был заменен на окуляр $15\times$ от микроскопа. Скорость съемки составляла 32 кадр/с. По кинопленкам находили расстояние l между вершинами растущих двойников вдоль оси нагружения.

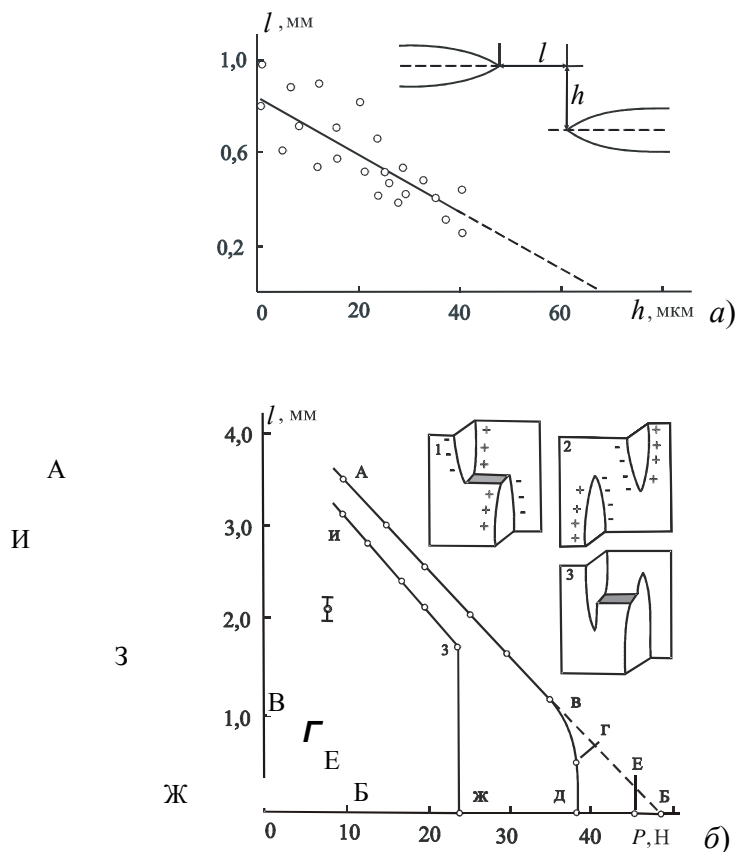
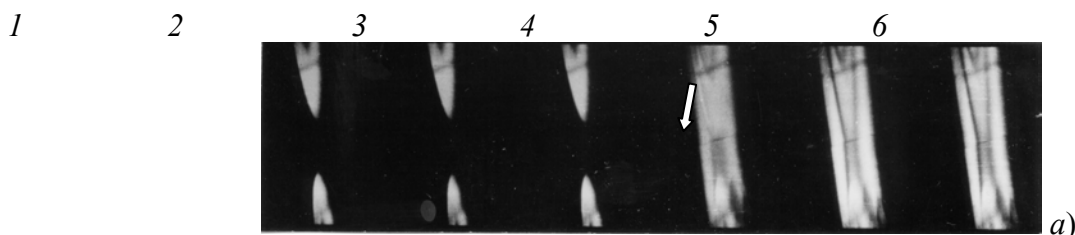


Рис. 3.5. Параметры взаимодействия упругих двойников:

$l, 2, 3$ – схемы взаимодействия двойников

В начале деформирования длина встречных УД изменяется пропорционально нагружению, как и в случае отдельного УД [9]. Затем пропорциональность нарушается, и с некоторого критического расстояния $l_{кр}$ между вершинами они притягиваются друг к другу скачком при постоянной в этот момент внешней нагрузке. Типичные кинограммы процесса приведены на рис. 3.6.

Скачкообразное притяжение вершин двойников заканчивается или образованием УКР непосредственно после притяжения (рис. 3.6, а), или для его зарождения требуется дополнительное нагружение (рис. 3.6, б). Во втором случае на кинограммах отчетливо видно взаимное торможение двойников, т.е. двойники препятствуют дальнейшему росту друг друга. Длина заторможенных двойников практически не изменяется при возрастании внешней нагрузки, но растут ширина УД, что хорошо видно на кинограмме (рис. 3.6, б; кадр 46), и его толщина. Последнее подтверждается изменением интерференционной картины на двойнике.



1 2 3 46 47 48

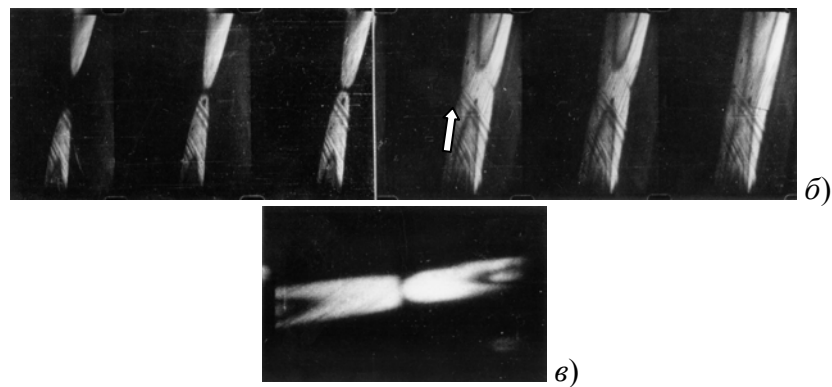


Рис. 3.6. Кинограммы образования упругих каналов Розе в кальците:

a – после скачкообразного притяжения упругих двойников; *б* – после скачкообразного притяжения упругих двойников и последующего дополнительного нагружения. Цифры над кадрами кинограмм указывают относительный номер кадра пленки. Стрелками отмечены УКР

Наибольшее искажение формы УД наблюдается в вершинных участках, которые становятся практически прямолинейными (рис. 3.6, *в*) к моменту зарождения УКР. Дальнейшее нагружение кристалла с зародившимся УКР может вызывать распространение двойников за пределами канала (рис. 3.5, *б*; схема 3).

Для определения количественных характеристик взаимодействия двойников проведена серия экспериментальных наблюдений возникновения УКР на различных парах упругих двойников.

Взаимодействие УД в значительной мере зависит от несоосности h их распространения, так как с увеличением h ослабевает влияние одного двойника на другой, что связано, по-видимому, с величиной зоны упругих напряжений, охватывающей двойник. На рис. 3.5, *a* приведена зависимость расстояний $l_{кр}$ между вершинами упругих двойников, с которых начинается скачкообразное притяжение, от величины несоосности развития двойников.

В эксперименте не наблюдали взаимодействия УД, распространяющихся при $h > 40$ мкм. Однако экстраполяция зависимости рис. 3.5, *a* определяет величину несоосности, при которой еще возможно взаимодействие порядка 70 мкм. Это дает основание полагать, что зона упругих напряжений распространяется от границы УД на расстояния до 35 мкм.

Параметры взаимодействия вершин УД приведены на рис. 3.5, *б*. Точка *A* соответствует промежутку между двойниками в момент их появления в кристалле. Далее пропорционально нагрузке происходит уменьшение расстояния l между вершинами УД (участок *AB*). В точке *B* l начинает меняться по зависимости, близкой к квадратичной, от нагрузки. Точка *Г* – момент скачкообразного притяжения вершин двойников при постоянной внешней нагрузке с последующим их торможением. В этот момент зарождается УКР. Участок *ДЕ* показывает дополнительное нагружение в случаях, когда УКР не образуется сразу же после притяжения и торможения вершин УД. Прямая *AB* соответствует росту двойников без взаимодействия.

При разгрузке кристалла отрыв двойников от УКР происходит в точке *Ж*. При этом расстояние l возрастает до значений, соответствующих точке *З*. Участок *ЗИ* – выход двойников из кристалла при снижении внешней нагрузки.

Для различных пар двойников ход зависимости рис. 3.5, *б* аналогичен и при нагрузке, и при разгрузке кристалла. Отличие состоит лишь в величине участков *AB*, *ВГ*, *ГД*, *ДЕ*, *ДЖ* и *ЖЗ*, что объясняется различными значениями h растущих двойников, от которой зависит сила взаимодействия вершин УД.

Экспериментально наблюдали зарождение УКР на двойниках, удаленных друг от друга на расстояния более 70 мкм, когда нет взаимного торможения вершин УД. В данном случае отмечено, что образование первичной трещины происходит в вершине УД, заторможенного каким-либо дефектом в кристалле. Второй двойник, не являясь стопором для первого, принимает участие лишь в окончательном формировании УКР, т.е. замыкается на растущую трещину и раздвигает ее берега при образовании ступеньки. Следует отметить, что зарождение микротрещин возможно и на свободном упругом двойнике [115]. Подробнее это рассмотрено в пп. 3.3 и 3.6 настоящей главы.

Зависимость $l(P)$ дает возможность оценить некоторые параметры взаимодействия вершин УД. Так, например, точка *Б* на рис. 3.5, *б* определяет значение нагрузки P_B , необходимой для прорастания вер-

шин УД без взаимодействия до нулевого расстояния между ними. Нагрузка P_{Γ} (точка Γ) характеризует сближение взаимодействующих двойников. Разность между $P_{\text{Б}}$ и P_{Γ} показывает величину силы притяжения вершин двойников в момент потери ими устойчивости при постоянной внешней нагрузке. По величине участка ГД и экспериментальной зависимости рис. 3.5, *a* можно установить значение несоосности распространения двойников.

Из приведенного видно, что образование УКР связано, прежде всего, с зарождением микротрещины в вершине одного из двойников. При этом не исключается возможность формирования трещины и на границе двойника. В связи с этим оценим некоторые возможности зарождения трещин на границе двойника и в его вершине.

3.3. ЗАРОЖДЕНИЕ ТРЕЩИН НА ГРАНИЦЕ ДВОЙНИКА В КАЛЬЦИТЕ

Микротрещины на границах двойниковых прослоек в кальците наблюдали при воздействии на них динамических трещин [108]. Для кальцита описано также зарождение микротрещин расслоения между упругими двойниками [122], которые после образования стабилизировались, а двойники переходили в необратимые. Вместе с тем практически отсутствуют сведения о трещинах, встречающихся на границах одиночных упругих двойников в кристаллах кальцита.

Возможный механизм зарождения микротрещины на границе упругого двойника исследован на оптически прозрачных кристаллах кальцита [115]. В опытах использовали образцы с размерами $10 \times 10 \times 1,5$ мм, нагружение которых осуществляли через сферический индентор [9] диаметром 1,2 мм со стороны узкой сошлифованной грани. При этом в кристалле возникал упругий двойник клинообразной формы. Рабочую поверхность кристалла 10×10 мм травили 7-процентным водным раствором виннокаменной кислоты [117] непосредственно под нагрузкой и без нее после некоторой временной выдержки в нагруженном состоянии. В первом варианте выявляли одновременно исходную плотность дислокации в кристалле и структуру упругого двойника. Во втором – кроме исходной структуры лишь то, что оставалось после выхода из кристалла упругого двойника. Наряду с этим практически во всех образцах на одной из границ упругого двойника наблюдали образование дислокационных канавок травления, параллельных следу плоскости спайности (рис. 3.7, *a*). Размеры их составляли $5 \dots 10$ мкм у основания двойника и с приближением к вершине достигали $100 \dots 300$ мкм. Аналогичный вид в этих кристаллах имеют фигуры травления вершин трещин по спайности. Это дает основание полагать, что наблюдаемые канавки травления – микротрещины, возникшие на границе упругого двойника. Более того, при рассмотрении кристаллов в проходящем свете канавки травления длиной около 300 мкм давали тень. Очевидно, в этих случаях расхождение берегов вскрытия более длины волны используемого света. В силу того, что величина расхождения берегов большинства вскрытий незначительна, они обнаруживаются лишь в виде канавок травления.

При снятии нагрузки упругий двойник выходил из кристалла. Величина вскрытия микротрещин при этом уменьшалась, что подтверждалось сокращением размеров теней от микротрещин или их полным исчезновением. Однако говорить о восстановлении сплошности материала нельзя. Так как поверхности микротрещин сообщались с атмосферой, имели место адсорбционные процессы, препятствующие

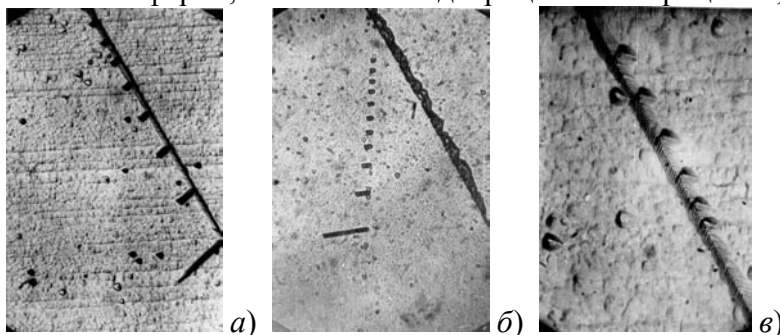


Рис. 3.7. Картины травления нагруженного кристалла, содержащего упругий двойник (а); кристалл после снятия нагрузки и выхода упругого двойника:

Травлением выявляются канавки, залегающие в плоскости спайности (б); фрагмент травления упругого двойника с микротрещинами (в).

a, b —  50 мкм; c —  15 мкм

восстановлению сплошности. При последующем расколе кристалла по плоскости спайности, пересекающей область существования упругого двойника и микротрещин, на сколе травлением также выявляли канавки, соответствующие положению вскрытий на границах упругого двойника.

Для исключения возможного влияния травителя на растрескивание кристалла опыты повторяли по следующей схеме. Кристалл нагружали до появления упругого двойника, выдерживали некоторое время под нагрузкой (2...3 мин), разгружали и протравливали. На сколе появлялись дислокационные канавки (рис. 3.7, б), но при этом не выявлялись границы упругого двойника. Лишь в некоторых местах наблюдали отдельные дислокационные ямки травления, отвечающие прежнему положению границ упругого двойника.

В опытах упругий двойник имеет форму клина и с высокой степенью достоверности может быть смоделирован прямолинейными краевыми двойникующими дислокациями [127]. Граница такого двойника представляет собой скопление двойникующих дислокаций, расположенных в параллельных плоскостях скольжения. Ступенчатые скопления дислокации в литературе практически не рассматривались, тогда как плоским скоплением посвящено достаточно много работ [128].

В связи с этим представляет интерес рассмотреть условия зарождения трещин при ступенчатом расположении дислокации, имеющим место в границе двойника.

Представим границу двойника совокупностью краевых двойникующих дислокации, параллельных оси Z и расположенных в точках с координатами (x_i, y_i) (рис. 3.8). Дислокации с номерами $i-1$ и i лежат в соседних атомных плоскостях, являющихся плоскостями скольжения. При этом $y_i - y_{i-1} = a$, где $a = 3,82 \cdot 10^{-8}$ см — межплоскостное расстояние. Рассмотрим ситуацию, когда первая дислокация "заперта" в точке $X = Y = 0$, а остальные $n = N - 1$ дислокации поджимаются к ней внешними напряжениями τ .

Используя известное выражение [129] для сдвиговых напряжений, создаваемых дислокацией,

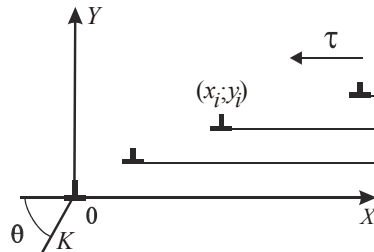
$$\tau = Dbx(x^2 - y^2)/(x^2 + y^2),$$

получим уравнения равновесного положения дислокаций для ступенчатого скопления:

$$\sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^n (x_i - x_j) \frac{(x_i - x_j)^2 - (y_i - y_j)^2}{[(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2]^2} - \tau/Db = 0, \quad i = 2, 3, \dots, n, \quad (3.1)$$

где $D = G/2\pi(1 - \nu)$; G — модуль сдвига; b — вектор Бюргерса двойникующих дислокации; ν — коэффициент Пуассона.

Систему уравнений (3.1) с помощью метода гонитме векторная (3.1) линеаризуется в выражением



уравнений (3.1) решали численно с Ньютона [130]. В ньютонском ал- функция $f(x)$ левых частей уравнений окрестности k -го приближения x^k

$$f(x) = f(x^k) + I(x^k)(x - x^k),$$

где I — матрица Якоби:

$$I(x^k) = [\partial f_i(x^k)/\partial x_i].$$

Следующим относительно x уравнения $f(x) = 0$:

$$x^{k+1} = x^k - [I(x^k)]^{-1} f(x^k).$$

Итерационный процесс продолжается до сходимости последовательных приближений к точному решению с заданной точностью.

В качестве начального приближения при решении данной задачи использовали положение дислокации в плоском скоплении [131]:

$$x_i = 2\tau t_i/Db,$$

где t_i — нули первой производной полинома Лагерра $L_n(t)$.

Расчеты были выполнены для 10, 20, 30, 40 и 50 дислокаций в скоплении при различных внешних напряжениях τ . Одновременно для сравнения рассчитывались плоские скопления с таким же количеством дислокаций. Ниже приведены координаты дислокаций для ступенчатого и плоского скоплений при $n = 30$.

приближением берется решение

Ступенчатое скопление (x_i , мкм)

0,00	0,11	0,47	1,05	1,84	2,85	4,08	5,53	7,21
9,13	11,28	13,68	16,33	19,24	22,44	25,92	131,0 4

Плоское скопление (x_i , мкм)

0,00	0,15	0,52	1,10	1,90	2,91	4,14	5,60	7,28
9,20	11,35	13,75	16,40	19,32	22,51	26,00	131,1 2

Видно, что для одинаковых внешних $\tau = 36 \cdot 10^7$ дин/см² ступенчатое скопление незначительно короче, однако существенно отличается расстояние d между первой и второй дислокациями. Именно от этого параметра зависят условия слияния головных дислокации и образование зародыша микротрещины [128].

На рис. 3.9 приведена зависимость d от внешних напряжений для ступенчатого (граница двойника) и плоского скоплений дислокаций.

В ступенчатом скоплении n прямолинейных краевых дислокаций слияние первых двух произойдет при $d_{кр} = 2,41a$, что для кальцита составит $\sim 9 \text{ \AA}$ (на рис. 3.9 горизонтальная сплошная линия).

Для плоского скопления n прямолинейных краевых дислокаций слияние возможно при $d = b$ [132], а при термоактивированном подходе [133] при $d = 5b$ (для кальцита соответственно $\sim 1,26$ и $\sim 6,3 \text{ \AA}$). Таким образом, сравнивая значения τ для этих случаев, можно видеть, что критические напряжения, необходимые для слияния головных дислокации в границе двойника, значительно ниже. Даже если принять для плоского скопления $d = (7 - 10)b$, что энергетически возможно при дискретно-континуальном подходе [128] к рассмотрению условий зарождения трещины, то и в сравнении с этим вариантом условия зарождения трещины в ступенчатом скоплении будут менее жесткие. Следует заметить, что чем ближе внешние напряжения к критическим, тем существеннее различие в расстояниях между головными дислокациями плоского и ступенчатого скоплений. Эта тенденция сохраняется для всех рассмотренных скоплений дислокаций.

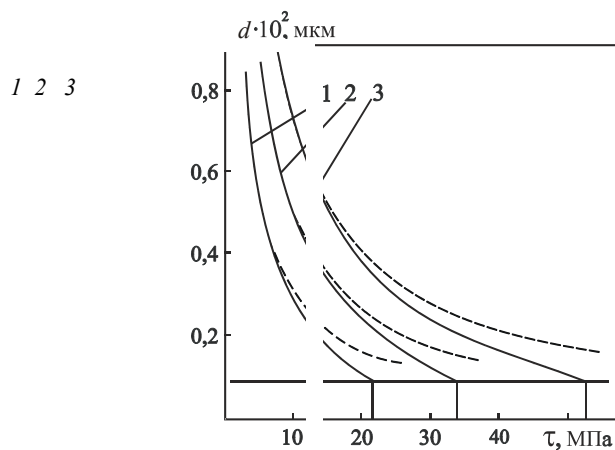


Рис. 3.9. Зависимость $d(\tau)$ для различного числа дислокаций в скоплении:

$1 - 50$, $2 - 30$, $3 - 20$ дислокаций. Верхние линии – плоские скопления с соответствующим числом дислокаций

Исходя из сказанного заметим, что как в плоском, так и в ступенчатом скоплении критические напряжения $\tau_{кр}$, необходимые для слияния головных дислокаций, имеют гиперболическую зависимость от числа дислокаций в скоплении (рис. 3.10), при этом $\tau = 3,11 \cdot 10^{10} \cdot n^{-2,635}$ дин/см² для плоского скопления и $\tau_{кр} = 758 \cdot 10^7 \cdot n^{-0,88}$ дин/см² для ступенчатого. Параметр $d_{кр}$ во втором случае для однородного поля внешних сдвиговых напряжений можно оценить из выражения

$$d_{кр} = 1,2Db/n\tau_{кр}. \quad (3.2)$$

Учитывая, что $d_{кр} = 2,41a$, запишем условие образования зародыша микротрещины для ступенчатого-

го скопления в виде

$$n\tau_{кр} \cong Db/2a . \quad (3.3)$$

Это условие соответствует данным работы [134], где отмечено, что число дислокации, необходимое для зарождения трещины в скоплении, содержащем вторую и последующие дислокации в соседней плоскости скольжения, должно быть меньше в 4 a/b раз по сравнению с плоским скоплением, для которого [132]

$$n\tau = 1,84D. \quad (3.4)$$

Различие в головной плотности дислокаций приводит к заметному неравенству величин напряжений, концентрирующихся в голове плоского и ступенчатого скоплений. Значения напряжений определяли из выражений

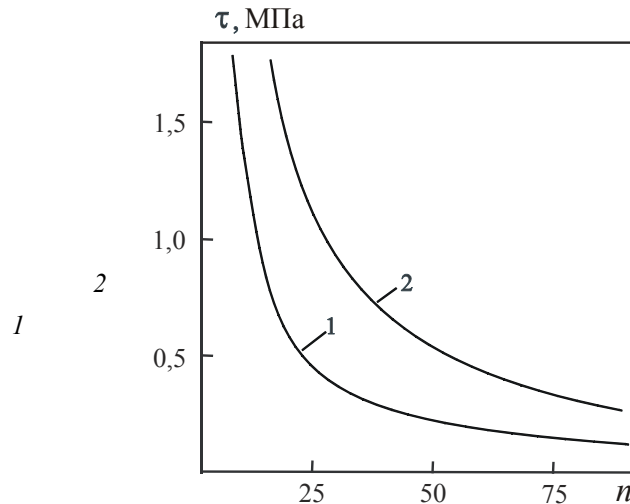


Рис. 3.10. Критические напряжения, необходимые для слияния головных дислокаций:

1 – в ступенчатом скоплении при $d = 2,41a$; *2* – в плоском скоплении при $d = 5b$

$$\sigma'_{ij} = \sum_{k=1}^n \sigma_{ij}(x - x_k, y - y_k),$$

где x_k и y_k – координаты равновесного положения дислокаций в ступенчатом скоплении; σ_{ij} – компоненты тензора напряжений одиночной дислокации.

Зарождение трещины в вершине скопления возможно в плоскостях с максимальными нормально направленными растягивающими напряжениями $\sigma_{\theta\theta}$. Такая плоскость расположена под углом $\Theta^c = 70^\circ 30'$ ($250^\circ 30'$) по отношению к плоскости скольжения дислокаций в плоском скоплении [132]. Однако, как показывает расчет, положение плоскости с максимальными $\sigma_{\theta\theta}$ не остается постоянным (рис. 3.11). В плоском скоплении ее положение зависит лишь от числа дислокации и для любых внешних τ определяется кривой *1* на рис. 3.11. При числе дислокации меньше 50, Θ больше $250^\circ 30'$. При большем числе дислокации положение плоскости с $\sigma_{\theta\theta}^{\max}$ стабилизируется и Θ становится равным Θ^c . Особый интерес представляет изменение Θ в ступенчатом скоплении. Как видно из рис. 3.11, Θ зависит от n и τ (кривые *2* – *б*).

Оценка напряжений $\sigma_{\theta\theta}$ в точке, лежащей в плоскости с максимальными $\sigma_{\theta\theta}$ на расстоянии $d/2$ от головной дислокации, показывает, что их значения более высокие также при ступенчатом расположении дислокаций (рис. 3.12). Так, например, для $n = 30$ и $\tau = 36 \cdot 10^7$ дин/см² $\sigma_{\theta\theta}^{\max}$ составляют $20,6 \cdot 10^9$ дин/см² в плоском скоплении и $22,7 \cdot 10^9$ дин/см² – в ступенчатом; d при этом соответственно равно $0,15 \cdot 10^{-2}$ и $0,11 \cdot 10^{-2}$ мкм.

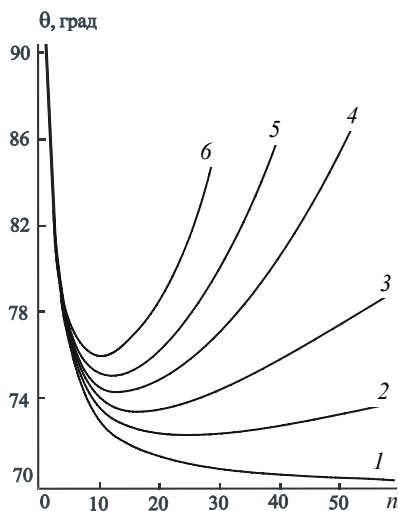


Рис. 3.11. Положение плоскости с максимальными $\sigma_{\theta\theta}$:

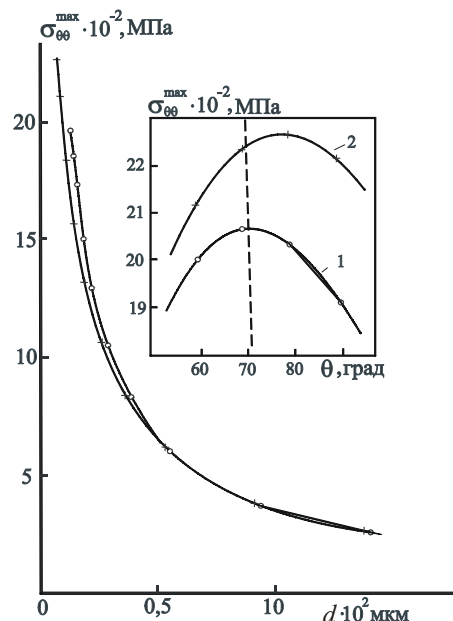
1 – изменение Θ в плоском скоплении при различных τ ; 2 – 6 – изменение Θ в ступенчатом скоплении при $\tau = (10, 20, 30, 40, 50) \cdot 10^7$ дин/см² соответственно

Рис. 3.12. Изменение максимальных напряжений $\sigma_{\theta\theta}$ в голове плоского (1) и ступенчатого (2) скоплений.

Точки на кривых (1) и (2) попарно соответствуют равным τ .

На вставке – изменение растягивающих $\sigma_{\theta\theta}$ в голове плоского (1) и ступенчатого (2) скоплений вблизи плоскости спайности (вертикальная линия). Зависимости приведены для $\tau = 10^7$ дин/см² и $n = 30$

2
1



Таким образом, при ступенчатом скоплении дислокаций, имеющем место в границе двойника, создаются благоприятные условия для зарождения микротрещины путем слияния дислокаций. Зародившаяся микротрещина (в частности, в кальците) вероятнее всего будет распространяться в плоскости спайности, которая расположена в этих кристаллах под углом $250^\circ 51'$ по отношению к плоскости скольжения дислокаций в границе двойника. Такое положение плоскости спайности близко к положению плоскости с максимальными растягивающими напряжениями $\sigma_{\theta\theta}$ (рис. 3.12, вставка), облегчающими рост трещины.

3.4. ЗАРОЖДЕНИЕ ТРЕЩИНЫ В ВЕРШИНЕ УПРУГОГО ДВОЙНИКА В КАЛЬЦИТЕ

В экспериментах по зарождению УКР, описанных выше, происходит торможение вершин двойников друг другом или одной из них дефектом кристалла. В обоих случаях отмечено первоначальное зарождение трещины в вершине одного из двойников. Оценим возможности зарождения такой трещины.

Дислокационную модель упругого двойника представим двойным ступенчатым скоплением (рис. 3.13). Каждая граница двойника содержит n краевых дислокаций, параллельных оси Z и расположенных в соседних плоскостях двойникования, расстояние между которыми a . Такое представление двойника дислокациями допустимо, так как в эксперименте наблюдали спрямление фронта вершин взаимодействующих двойников (см. рис. 3.6, в).

Дислокации в границах расположены симметрично относительно оси X . Головная – заперта в точке с координатами $X = Y = 0$ и принадлежит одновременно верхней и нижней границам. Скопления дислокации поджимаются к головной внешними напряжениями τ .

По представлениям [135], в границах тонких двойников дислокации располагаются попарно, т.е. x_i для i – x дислокаций верхней и нижней границ двойника равны, а y_i равны по абсолютной величине, но

противоположны по знаку.

Для определения x_i, y_i дислокаций запишем уравнения равновесного распределения дислокаций двойного ступенчатого скопления, исходя из выражения для касательных напряжений, создаваемых краевой дислокацией в плоскости XOY [129]:

$$\sum_{\substack{j=2 \\ j \neq 1}}^n (x_i - x_j) \left\{ \frac{(x_i - x_j)^2 - (y_i - y_j)^2}{[(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2]^2} + \frac{(x_i - x_j)^2 - (y_i + y_j)^2}{[(x_i - x_j)^2 - (y_i + y_j)^2]^2} \right\} + \frac{x_i(x_i^2 - y_j^2)}{(x_i^2 - y_j^2)^2} - \tau/Db = 0, \quad i = 2, 3, \dots, n. \quad (3.5)$$

Здесь величины $D = G/2\pi(1-\nu)$; G, b, ν имеют те же значения, что и в выражении (3.1).

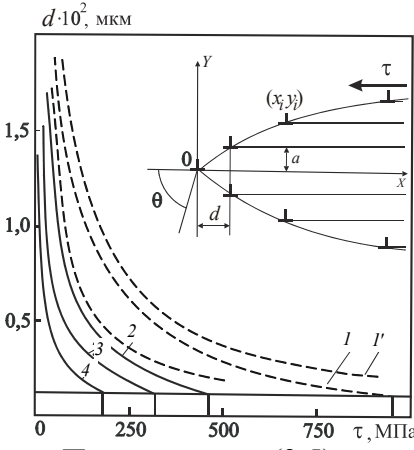


Рис. 3.13. Зависимости $d(\tau)$ для различного числа дислокаций в скоплениях:

1 – 4 – кривые соответствуют 10, 30, 40 и 50 дислокациям в скоплениях;
1' и 2' – кривые для плоских скоплений дислокаций с соответствующим их

Первый член в (3.5) учитывает воздействие на i -ю дислокацию всех j -х дислокаций верхнего и нижнего скоплений, за исключением головной. Второй и третий члены – воздействие на i -ю дислокацию головной дислокации и внешних напряжений τ соответственно. Систему уравнений, записанных на основании (3.5) для n дислокаций, равновесное распределение которых необходимо определить, решали методом Ньютона [115].

Так как рассматривается застопоренный упругий двойник, его вершина существенно притуплена, т.е. имеет большой угол раствора клина. Профиль его описывается выражением $X = \sqrt{Y}$, а плотность дислокаций $\rho(x)$ с малой погрешностью – функцией вида $\rho(x) \sim 1/\sqrt{x}$, что соответствует результатам работы [127].

В качестве начального приближения использовали положение дислокаций в плоском заторможенном скоплении [131]. Расчеты выполнены для 10, 20, 30, 40, 50 дислокации в каждой границе двойника при различных значениях внешних касательных напряжений τ , действующих в плоскости двойникова.

Как и в п. 3.3, условием образования микротрещины является достижение критического расстояния $d = x_2 - x_1$ между первой и второй дислокациями. Зависимости $d(\tau)$ для двойного скопления, представлены на рис. 3.13. Для сравнения приведены соответствующие кривые для плоских скоплений с равным их числом. Условие $d_{кр} = 2,41a$ [134] применимо в рассматриваемом случае. Тогда зарождение трещины в вершине заторможенного двойника будет определяться точками пересечения кривых $d(\tau)$ при различных n с прямой $d_{кр} = 2,41a$ и в соответствии с рис. 3.13 может быть записано в виде

$$n\tau = 0,4Db/a. \quad (3.6)$$

Из сравнения выражений (3.6) и (3.4) следует, что зарождение трещины в вершине застопоренного двойника возможно при скоплениях дислокаций в его границах, приблизительно в $5a/b$ раз меньших, чем при моделировании двойника плоским скоплением. В частности, для кальцита это число дислокаций примерно в 15 раз меньше.

В рассматриваемой модели критические напряжения $\tau_{кр}$, необходимые для зарождения трещины, оказываются значительно ниже, чем в модели плоского скопления, учитывающей термическую активацию (рис. 3.14), и в модели ступенчатого при одинаковых n . Для двойного ступенчатого скопления $\tau_{кр} = 831 \cdot 10^7 \cdot n^{-0,957}$ дин/см².

Образование микротрещины в вершине скопления наиболее вероятно также в плоскости с максимальными, нормально направленными к ней напряжениями $\sigma_{\theta\theta}$. Как показано в п. 3.3., Θ остается постоянным только при больших скоплениях дислокаций ($n > 50$). При $n < 50$ угол Θ зависит от числа

дислокаций, а в случае ступенчатого скопления Θ является функцией как n , так и τ [115].

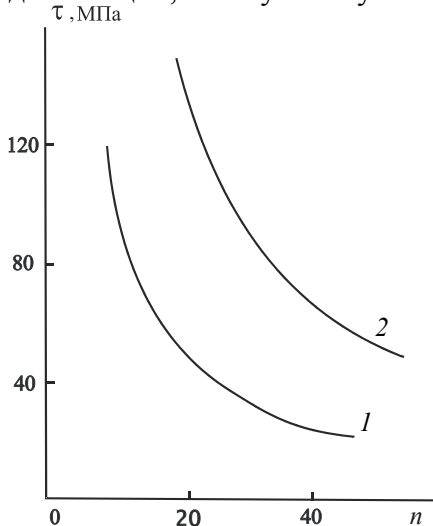


Рис. 3.14. Зависимость критических напряжений $\tau_{кр}$ от числа дислокаций:
 1 – в двойном ступенчатом скоплении при $d = 2,41a$;
 2 – в плоском скоплении при $d = 5b$

По-видимому, в двойном ступенчатом скоплении положение плоскости с максимальными $\sigma_{\theta\theta}$ также не будет постоянным.

Для определения положения плоскости с максимальными напряжениями определяли значения $\sigma_{\theta\theta}$ на различных расстояниях от головной дислокации по окружности через каждые 10° по формуле [136]

$$\sigma_{\theta\theta} = \sigma_{xx} \sin^2 \Theta + \sigma_{yy} \cos^2 \Theta - 2\tau_{xy} \sin \Theta \cos \Theta.$$

Здесь σ_{xx} , σ_{yy} , τ_{xy} – суммы соответствующих компонент тензора напряжений всех $2n - 1$ дислокаций двойного скопления, определяемых по формулам изотропной теории упругости [129]:

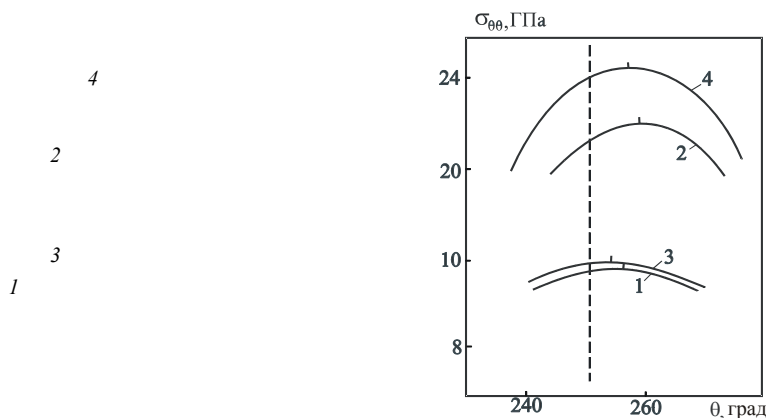
$$\sigma_{xx} = \sum_{i=1}^{2n-1} -Db(y_i - y) \frac{3(x_i - x)^2 + (y_i - y)^2}{[(x_i - x)^2 + (y_i - y)^2]^2};$$

$$\sigma_{yy} = \sum_{i=1}^{2n-1} Db(y_i - y) \frac{(x_i - x)^2 - (y_i - y)^2}{[(x_i - x)^2 + (y_i - y)^2]^2};$$

$$\tau_{xy} = \sum_{i=1}^{2n-1} Db(x_i - x) \frac{(x_i - x)^2 - (y_i - y)^2}{[(x_i - x)^2 + (y_i - y)^2]^2}.$$

На рис. 3.15 представлены зависимости изменения напряжений $\sigma_{\theta\theta}$ на расстоянии $3a$ от головной дислокации при различных $n\tau$ вблизи угла Θ , соответствующего максимальному их значению. По мере приближения $n\tau$ к критическому значения $\sigma_{\theta\theta}$ возрастают, а их максимум смещается в сторону больших углов.

Рис. 3.15. Изменение напряжений $\sigma_{\theta\theta}$ вблизи плоскости спайности (вертикальная линия) в зависимости от угла Θ , а также значений n и $n\tau$:
 кривые 1 и 2 для $n\tau = 120 \cdot 10^7$ дин/см²; кривые 3 и 4 для $n\tau = 800 \cdot 10^7$ дин/см²; кривые 1 и 3 построены для 10 дислокаций в скоплении, а 2 и 4 – для 50 дислокаций



В кальците плоскость спайности составляет с плоскостью двойникования угол $70^\circ 51'$, т.е. практически совпадает с плоскостью, в которой действуют максимальные растягивающие напряжения $\sigma_{\theta\theta}$ (рис. 3.15). В силу указанных факторов вскрытие трещины произойдет в плоскости спайности, что и наблюдается в эксперименте. В соответствии с уравнением (3.6) слияние головных дислокаций в вершине двойника наступит при критическом значении $n\tau = 968 \cdot 10^7$ дин/см².

Величина угла Θ , характеризующего положение плоскости с максимальными $\sigma_{\theta\theta}$ в двойном ступенчатом скоплении, также зависит от значения $n\tau$ и числа дислокаций n (рис. 3.16). При этом с увеличением $n\tau$ до критического зависимость угла Θ от n все более слабая. Но и при малых величинах $n\tau$, с увеличе-

нием n до 50 и более, угол Θ приобретает постоянство.

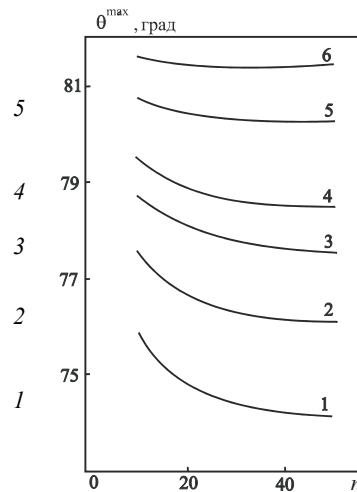


Рис. 3.16. Положение плоскости с максимальными значениями $\sigma_{\theta\theta}$, определяемые углом Θ в зависимости от числа дислокаций n :

Кривые 1 – 6 соответствуют n равным: (120, 700, 800, 840, 880, 900) МПа

3.5. АНАЛИТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ТЕРМОАКТИВИРОВАННОГО

ЗАРОЖДЕНИЯ ТРЕЩИНЫ В ВЕРШИНЕ УПРУГОГО ДВОЙНИКА

Из [133, 134] следует, что учет термических флуктуаций и реальной структуры дислокационного скопления приводит к более мягким условиям зарождения трещины. В частности, для плоского заторможенного скопления зарождение трещины становится энергетически выгодным уже при $d < 5b$, т.е. при локальных напряжениях в ~ 5 раз меньших, чем требуется по схеме Стро для силового слияния дислокаций при $d = b$.

В предыдущем разделе получено условие зарождения трещины по силовому механизму с учетом геометрии двойниковых границ. Представляет интерес выяснить, как изменится условие слияния дислокаций при термоактивированном подходе к рассмотрению процесса, а также получить расчетные выражения для энергии активации зарождения трещины, оценить критические значения внешних напряжений и сопоставить термофлуктуационное и атермическое условия.

По аналогии с движением дислокаций в рельефе Пайерлса [137] предполагалось, что слияние головных дислокаций происходит в результате выброса второй дислокацией скопления парного перегиба шириной l и глубиной $c = d - b$ (рис. 3.17) и последующего удлинения дислокационного отрезка с двойным вектором Бюргерса.

Энергия активации зарождения трещины при $d < (5 \dots 7)b$ полностью определяются энергией образования парного перегиба, поскольку вскрытие зародыша трещины в ядре слившейся дислокации и его подрастание требуют преодоления меньших энергетических барьеров.

В частности, для $d = 5b$ и ширине перегиба $l = 2b$ величина энергии активации составляет $\sim 2Db^3$.

Преодоление такого барьера (~ 2 эВ) возможно за счет тепловых флуктуаций с учетом работы внешних сил.

В [138] выяснялось влияние геометрии перегиба на величину энергии активации образования микротрещины. Показано, что изменение формы перегиба не приводит к изменению по порядку величины энергии активации его образования, а, следовательно, и зародыша микротрещины.

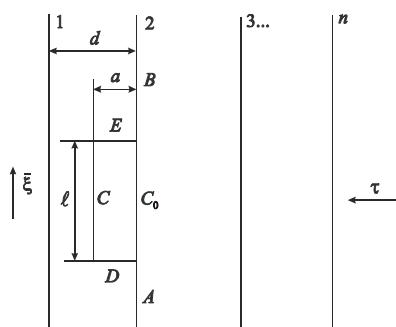


Рис. 3.17. Схема, поясняющая слияние головных дислокаций за счет выброса парного перегиба

Энергия образования парного перегиба на дислокации, ближайшей к дислокации-стопору (рис. 3.17), может быть представлена в виде [125]:

$$W = W_1 + \Delta W - A, \quad (3.7)$$

где W_1 – энергия образования парного перегиба на одиночной дислокации; ΔW – изменение энергии взаимодействия краевого сегмента перегиба с дислокациями границы (кроме второй); A – работа внешнего напряжения.

Вычислим энергию образования парного перегиба на изолированной дислокации. Согласно [129], она может быть представлена как

$$W_1 = \lim_{d \rightarrow \infty} \Delta W_1, \quad (3.8)$$

где

$$\Delta W = W_A + W_C - W_{C_0} + W_B + W_{AB} - W_{AC_0} - W_{BC_0} + W_D + W_E + W_{AD} + W_{BD} + W_{EA} + W_{EB} + W_{DE} + W_{CA} + W_{CB} + W_{CD} + W_{CE}; \quad (3.9)$$

W_α – собственная энергия сегмента α ; $W_{\alpha,\beta}$ – энергия взаимодействия сегментов α и β . Используя свойства симметрии задачи и замечая, что взаимодействие между ортогональными сегментами исчезает, можно привести выражение (3.9) к виду

$$\Delta W = 2W_{CA} - 2W_{C_0A} + W_{DE} + 2W_D. \quad (3.10)$$

Первые три слагаемых в (3.10) могут быть получены из общих выражений для энергии взаимодействия конечных дислокационных сегментов [129].

Рассмотрим два дислокационных отрезка l и L , ориентированных один относительно другого, как показано на рис. 3.18. Энергия взаимодействия данных отрезков определяется соотношением

$$W^* = \frac{G}{2\pi} (\bar{b}_1 \bar{\xi}_1)(\bar{b}_2 \bar{\xi}_2) + \frac{G}{4\pi(1-\nu)} \{ (\bar{b}_1 \bar{e}_3)(\bar{b}_2 \bar{e}_3) + [(\bar{b}_1 \times \bar{\xi}_1) \bar{e}_3][\bar{e}_3(\bar{b}_2 \times \bar{\xi}_2)] \} \times \\ \times I(x_\alpha, y_\beta) + \frac{G}{4\pi(1-\nu)} (\bar{b}_1 \bar{e}_3)(\bar{b}_2 \bar{e}_3) R(x_\alpha, y_\beta) I(1)$$

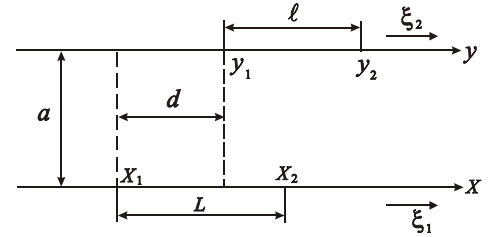


РИС. 3.18. СИСТЕМА КООРДИНАТ

где \bar{e}_3 – вектор, перпендикулярный плоскости рисунка,

$$I(x_\alpha, y_\beta) = \int_{x_1}^{x_2} \int_{y_1}^{y_2} \frac{\partial x \partial y}{R} = I(x_2, y_2) - I(x_1, y_2) - I(x_2, y_1) + I(x_1, y_1), \quad (3.12)$$

$$I(x, y) = R - (y - x) \ln(R + y - x), \quad R(x_\alpha, y_\beta) = \sqrt{(x - y)^2 + a^2}.$$

Выражение (3.11) упрощается, так как

$$\bar{b}_1 \bar{\xi}_1 = \bar{b}_2 \bar{\xi}_2 = 0, \quad \bar{b}_1 \bar{e}_3 = \bar{b}_2 \bar{e}_3 = 0, \quad (\bar{b}_1 \times \bar{\xi}_1) \bar{e}_3 = (\bar{b}_2 \times \bar{\xi}_2) \bar{e}_3 = b.$$

Тогда

$$W^* = \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} I(x_\alpha, y_\beta).$$

Из рис. 3.18 следует, что

$$R(x_2, y_2) = (y_2 - x_2 = d + l - L) = [(d + l - L)^2 + a^2]^{1/2};$$

$$R(x_1, y_2) = (y_2 - x_1 = d + l) = [(d + l)^2 + a^2]^{1/2};$$

$$R(x_2, y_1) = (y_1 - x_2 = d - L) = [(d - L)^2 + a^2]^{1/2}; \quad (3.13)$$

$$R(x_1, y_1) = (y_1 - x_1 = d) = [d^2 + a^2]^{1/2}.$$

Подставив (3.13) в (3.12), получим

$$\begin{aligned}
I &= \sqrt{(d+l-L)^2 + a^2} - (d+l-L) \ln \left(\sqrt{(d+l-L)^2 + a^2} + d+l-L \right) - \\
&- \sqrt{(d+l)^2 + a^2} + (d+l) \ln \left(\sqrt{(d+l)^2 + a^2} + d+l \right) - \\
&- \sqrt{(d-L)^2 + a^2} - (d-L) \ln \left(\sqrt{(d-L)^2 + a^2} + d-L \right) + \\
&+ \sqrt{d^2 + a^2} - d \ln \left(\sqrt{d^2 + a^2} + d \right) = I(d, l, L, a).
\end{aligned}$$

Сравнивая рис. 3.17 и рис. 3.18, имеем

$$W_{CA} = \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} I(d, l, d, a), \quad (3.15)$$

где

$$\begin{aligned}
I(d, l, d, a) &= \sqrt{l^2 + a^2} - l \ln \left(\sqrt{l^2 + a^2} + l \right) - \sqrt{(d+l)^2 + a^2} + \\
&+ (d+l) \ln \left(\sqrt{(d+l)^2 + a^2} + d+l \right) - a + \sqrt{d^2 + a^2} - d \ln \left(\sqrt{d^2 + a^2} + d \right).
\end{aligned}$$

Аналогично

$$W_{C_0A} = \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} I(d, l, d, 0), \quad (3.16)$$

где

$$\begin{aligned}
I(d, l, d, 0) &= l - l - \ln(2l) - d + l + (d+l) \ln[2(d+l)] + d - d \ln(2d) = \\
&= -l \ln(2l) + (d+l) \ln[2(d+l)] - d \ln(2d).
\end{aligned}$$

С учетом (3.15), (3.16) после группировки членов под знаком логарифма получаем

$$\begin{aligned}
W_{CA} - W_{C_0A} &= \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} \left[\sqrt{l^2 - a^2} - \sqrt{(d+l)^2 + a^2} - a + \sqrt{d^2 + a^2} + \right. \\
&\left. l \ln \frac{2l}{\sqrt{l^2 + a^2} + l} + (d+l) \ln \frac{\sqrt{(d+l)^2 + a^2} + d+l}{2(d+l)} + d \ln \frac{2d}{\sqrt{d^2 + a^2} + l} \right].
\end{aligned} \quad (3.17)$$

После выполнения в (3.17) предельного перехода $\lim_{d \rightarrow \infty} (W_{CA} - W_{C_0A})$ выражение для $W_{CA} - W_{C_0A}$ примет вид

$$W_{CA} - W_{C_0A} = \frac{Gb^2}{4\pi(1-\nu)} \left[\sqrt{l^2 - a^2} - l - a + l \ln \frac{2l}{\sqrt{l^2 - a^2} + l} \right]. \quad (3.18)$$

Для энергии взаимодействия винтовых сегментов E и D (рис. 3.17) с учетом (3.14) получим равенство

$$\begin{aligned}
W_{DE} &= -\frac{Gb^2}{4\pi} I(0, a, a, l) = -\frac{Gb^2}{4\pi} \left[l - \sqrt{a^2 + l^2} + a \ln \left(\sqrt{l^2 + a^2} + a \right) - \right. \\
&- \sqrt{l^2 + a^2} - \sqrt{l^2 + a^2} - a \ln \left(\sqrt{l^2 + a^2} - a \right) + l \left. \right] = \\
&= -\frac{Gb^2}{4\pi} \left[2l - 2\sqrt{l^2 + a^2} + a \ln \frac{\sqrt{l^2 + a^2} + a}{\sqrt{l^2 + a^2} - a} \right] = \\
&= -\frac{Gb^2}{2\pi} \stackrel{(3.19)}{\left[l - \sqrt{l^2 + a^2} + a \ln \frac{\sqrt{l^2 + a^2} + a}{l} \right]}.
\end{aligned}$$

Выражение для собственной энергии сегмента D имеет вид [129]:

$$W_D = \frac{Gb^2 a}{2\pi} \ln \frac{a}{e\rho}, \quad (3.20)$$

где e – основание натурального логарифма, $\rho = b/2$, $\alpha = 4$.

Подставив (3.18), (3.19) и (3.20) в равенство (3.10), получим выражение для энергии образования парного перегиба на одиночной дислокации

$$W_1 = \frac{Gb^2a}{2\pi(1-\nu)} \left\{ \left[\sqrt{l^2 + a^2} - l - a + l \ln \frac{2l}{\sqrt{l^2 + a^2} + l} \right] - \right. \\ \left. (1-\nu) \left[l - \sqrt{l^2 + a^2} + a \ln \frac{(\sqrt{l^2 + a^2} + a)e\rho}{al} \right] \right\}. \quad (3.21)$$

Для определения входящей в (3.7) величины ΔW рассмотрим выражение для удельной энергии взаимодействия прямолинейных параллельных дислокаций [129]:

$$\omega_{ij} = -\frac{G(\bar{b}_i \bar{\xi})(\bar{b}_j \bar{\xi})}{2} \ln \frac{R}{R_\alpha} - \frac{A}{b} [(\bar{b}_i \times \bar{\xi})(\bar{b}_j \times \bar{\xi})] \times \\ \times \ln \frac{R}{R_\alpha} - \frac{A}{bR^2} [(\bar{b}_i \times \bar{\xi})\bar{R}][(\bar{b}_j \times \bar{\xi})\bar{R}],$$

где \bar{b}_i, \bar{b}_j – векторы Бюргерса i -ой и j -ой дислокаций; $\bar{\xi}$ – единичный вектор дислокационной линии; R – расстояние между дислокациями; R_α – величина, обеспечивающая безразмерность аргумента логарифмической функции.

В нашем случае $\bar{b}_i = \bar{b}_j = b$. Тогда (рис. 3.17)

$$(\bar{b}_i \times \bar{\xi})(\bar{b}_j \times \bar{\xi}) = b^2, \quad (\bar{b}_i \times \bar{\xi})\bar{R}][(\bar{b}_j \times \bar{\xi})\bar{R} = b^2,$$

так что

$$\omega_{ij} = -Ab \left[\ln \frac{R_h}{R_\alpha} + \frac{1}{R^2} (y_i - y_j)^2 \right]. \quad (3.22)$$

Используя (3.22), получим ΔW для двойниковой границы

$$\Delta W = lAb \sum_{j=1, j \neq 2}^n \left(\ln \frac{R_h^2}{R_k^2} + \frac{y^2}{R_h^2} - \frac{y'^2}{R_k^2} \right), \quad (3.23)$$

где $y = (j-2)h$; $R_h^2 = (d-x_j)^2 + y^2$; $R_k^2 = (d-x_j-a)^2 + y^2$

Для двойника выражение (3.23) следует дополнить суммой энергий взаимодействия краевого сегмента с дислокациями двойниковой границы в нижней полуплоскости. А именно

$$\Delta W = lAb \sum_{j=2}^n \left(\ln \frac{R_h^2}{R_k^2} + \frac{y'^2}{R_h^2} - \frac{y'^2}{R_k^2} \right), \quad (3.24)$$

где $y' = jh$.

Входящая в (3.7) работа внешнего напряжения равна

$$A = abl\tau. \quad (3.25)$$

После подстановки (3.21), (3.23) и (3.25) в (3.7) получаем функциональную зависимость $W(a, l, d)$, позволяющую исследовать изменение энергии активации зарождения трещины от геометрии перегиба и параметров скопления – числа дислокаций n , величины приложенного внешнего напряжения τ и упругих характеристик материала G , b и ν .

Конкретные расчеты выполнялись для двойников, смоделированных скоплениями из 10, 20, ..., 50 дислокаций. Ширина перегиба l (рис. 3.17), как и в работе [137], выбиралась равной двум параметрам решетки. После определения равновесных координат дислокаций x_i, y_i рассчитывали энергию парного перегиба в функции его глубины a . Одна из кривых зависимостей $W(a)$ приведена на рис. 3.19, а. Глубина перегиба изменялась от 0 до $d - b$, что соответствовало сближению перегиба и запертой дислокации до расстояния b (условие Стрo). Небольшой минимум на зависимости $W(a)$ для малых a объясняется выигрышем энергии на начальных этапах движения перегиба за счет взаимодействия сегмента C с сегментами A и B (рис. 3.17). При смещении сегмента C в плоскости скольжения дислокаций от равновесного положения возникает сила, действующая на него в том же направлении, что и смещение. Эта сила вместе с силой взаимодействия сегмента C с остальными дислокациями уменьшает энергию парного перегиба до тех пор, пока она не начнет возрастать за счет удлинения винтовых сегментов E и D , а также отталкивания сегмента C от закреплённой дислокации. Для $a > 0,1(d-b)$ зависимость $W(a)$ становится монотонно возрастающей.

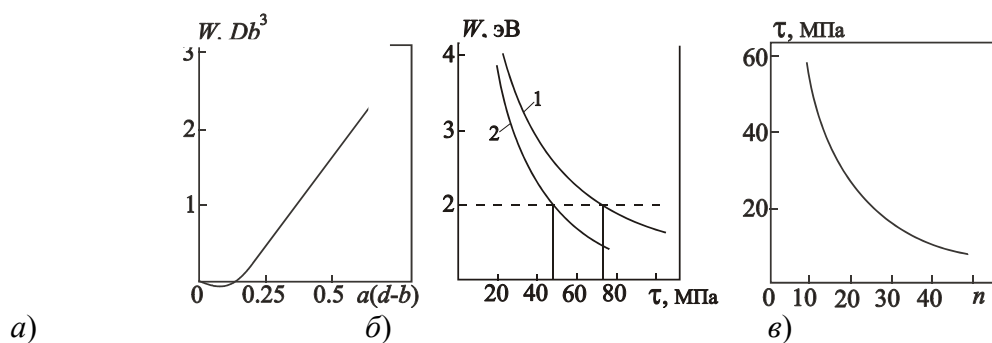


РИС. 3.19. А – ИЗМЕНЕНИЕ ЭНЕРГИИ ПАРНОГО ПЕРЕГИБА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ЕГО ГЛУБИНЫ; Б – ЗАВИСИМОСТЬ ЭНЕРГИИ ПЕРЕГИБА ОТ ВЕЛИЧИНЫ ПРИЛОЖЕННЫХ НАПРЯЖЕНИЙ (1 – ПЛОСКОЕ СКОПЛЕНИЕ, 2 – ДВОЙНОЕ СТУПЕНЧАТОЕ); В – ЗАВИСИМОСТЬ КРИТИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ ОТ ЧИСЛА ДИСЛОКАЦИЙ В СКОПЛЕНИЯХ

Критические значения внешних напряжений $\tau_{кр}$ определяли по пересечению зависимостей кривых $W(\tau)$ с прямой $W = 2$ эВ (рис. 3.19, б). Здесь дополнительно представлены данные для плоского скопления (кривая 1). Для $n = 10$ определенные таким образом величины критических внешних напряжений составляют 61,2 МПа для двойника и 123 МПа – плоского скопления.

Сравнение результатов показывает, что наиболее благоприятной с точки зрения зарождения трещины является ступенчатая дислокационная модель двойника. В плоском скоплении при заданном n потребность в больших критических напряжениях связана с тем, что силы отталкивания краевого сегмента со стороны запертой дислокации будут максимальны. В этом случае они изменяются как $1/x$. Для движения в соседних плоскостях силы взаимодействия дислокаций описываются более слабой зависимостью [129]. Очевидно, что зарождение трещин будет затрудняться с уменьшением межплоскостного расстояния h и ростом величин упругих констант, определяющих силовое взаимодействие дислокаций.

На рис. 3.19, б приведена зависимость критических напряжений от числа дислокаций в скоплениях $\tau_{кр}(n)$. Она хорошо аппроксимируется функцией $nt = const$, поэтому результаты, полученные для скоплений с малым числом дислокаций, могут быть легко обобщены на микро-двойники с большим числом n .

Сопоставим термоактивированное и атермическое условия зарождения трещин. Как уже отмечалось, силовое зарождение возможно при сближении головных дислокаций до расстояния $d < 2,41h$. Проведенные расчеты показывают, что энергия перегиба составляет 2 эВ при расстояниях больших, чем величина $2,41h$. Для кальцита критическое расстояние, начиная с которого $W < 2$ эВ, равно $\sim 5h$ или $15b$. Отметим, что в вершине свободного упругого двойника головные дислокации расположены на расстоянии $\sim 20b$ [139]. Расчет энергии активации зарождения трещины для $d = 2,41h$ показал, что для преодоления энергетического барьера дислокации достаточно сообщить энергию $\sim 0,5$ эВ.

Таким образом, для рассмотренной дислокационной схемы условие слияния головных дислокаций, определяемое по равенству $W = 2$ эВ, выполняется раньше, чем условие силового слияния их при сближении до расстояния $2,41h$, что позволяет сделать вывод в пользу термоактивированного зарождения трещин. При этом критические напряжения будут, примерно, вдвое меньше напряжений, соответствующих атермическому слиянию дислокаций.

3.6. ЗАРОЖДЕНИЕ ТРЕЩИН НА ГРАНИЦЕ СВОБОДНОГО УПРУГОГО ДВОЙНИКА ПРИ ПОВЫШЕННЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

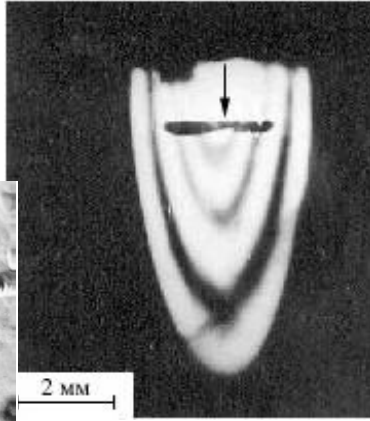
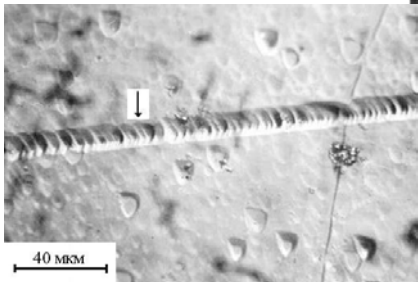
В развитие предположения о возможности термоактивированного разрушения кристаллов кальцита при упругом двойниковании (см. выше) ниже описаны эксперименты по исследованию зарождения микротрещин при повышенных температурах.

Использовалась та же методика получения упругих двойников под действием локальной нагрузки, но образцы имели несколько большие размеры ($8 \times 8 \times 10$ мм), чтобы двойники целиком находились внутри образца и не выходили на его боковую поверхность. Нагружение проводили в специальном устройстве, которое позволяло проводить эксперименты при различных температурах. Нагрев

кристаллов осуществляли потоком горячего воздуха. Температуру образца измеряли с помощью термомпары. Эксперименты проводили при фиксированных температурах 303, 333, 363, 393, 423 К.

При достижении некоторой критической нагрузки $P_{кр}$ трещина зарождалась в хвостовой части свободно растущего упругого двойника a (рис. 3.20). При этом вершинная часть двойника (на рис. 3.20 – это область под трещиной) несколько уменьшалась в размерах. При снятии нагрузки двойник выходил на поверхность и трещина схлопывалась. Если образец оставался нагруженным, то размеры двойника постепенно уменьшались, а размеры трещины увеличивались. После выдержки ~12 ч вершина двойника практически всегда полностью выходила на поверхность трещины.

При расколе проходящей через и трещины, на месте линейной плотностью нахождения границ отдельные



3.20. Трещина на границе упругого двойника (отмечена стрелкой)

кристалла по плоскости спайности, области существования упругого двойника трещины выявлялась строчка дислокаций с дефектов $\sim 2,5 \cdot 10^5 \text{ м}^{-1}$. (рис. 3.21). В местах упругого двойника наблюдались лишь дислокационные ямки травления.

Отмечено, что трещина на границе упругого двойника зарождалась и при нагрузках несколько меньших, чем $P_{кр}$. При этом трещина зарождалась не сразу после приложения фиксированной нагрузки, а лишь спустя некоторый промежуток времени – τ . Для каждой из температур было определено время от момента приложения нагрузки и возникновения двойника до появления микротрещины на границе. По результатам измерений была построена зависимость в координатах $\ln \tau - 1/T$ (рис. 3.22). Каждая точка экспериментальной зависимости усреднена по 20 опытам.

РИС. 3.21. СТРОЧКА ДИСЛОКАЦИЙ

периментальной зависимости усреднена по 20 опытам.

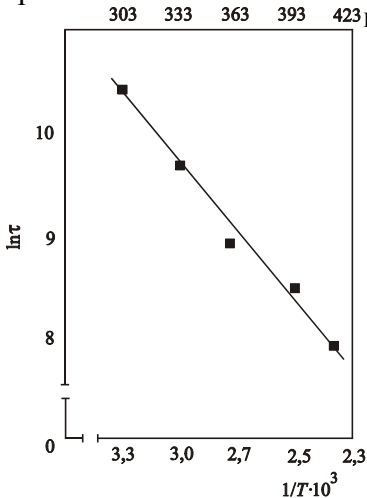


Рис. 3.22. Зависимость $\ln \tau$ от $1/T$

Для объяснения геометрических особенностей зарождения трещины в хвостовой части двойника изучалось распределение дислокаций в границе двойника и создаваемое ими поле упругих напряжений. Для этого двойник моделировали ступенчатым скоплением прямолинейных отрезков двойникоующих дислокаций, движущихся в соседних плоскостях скольжения [125].

Внешнюю нагрузку заменяли упругим полем супердислокации с вектором $B = mb$, где m – целое число; b – вектор Бюргерса двойникоующей дислокации. Двойник удерживается в кристалле силами трения, включающими в себя напряжение трения решетки τ_s и силы неупругого происхождения, связанные с линейным натяжением дислокаций [127]. В соответствии с рекомендациями [127], последние учитывались увеличением силы трения, действующей на головную дислокацию вершины двойника.

Уравнения для определения равновесного распределения дислокаций имеют вид

$$A \sum_{j=1}^n \frac{(x_i - x_j)[(x_i - x_j)^2 - (y_i - y_j)^2]}{[(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2]^2} + \frac{mA}{x_i} - \tau_s = 0, \quad i = 1, 2, \dots, n, \quad (3.26)$$

где $A = Gb/2\pi(1 - \nu)$; G – модуль сдвига; ν – коэффициент Пуассона.

Система нелинейных уравнений (3.26) решалась численным методом [115]. Использовались следующие значения упругих констант: $G = 3,2 \cdot 10^{10}$ Па; $b = 1,27 \cdot 10^{-10}$ м; $\nu = 0,3$. Величины n и m менялись от единиц до ста.

Результаты расчета равновесных координат дислокаций для различных значений напряжений трения приведены на рис. 3.23, а. По оси X отложены координаты дислокаций, а по оси Y – их номер. В этом случае зависимость $n(x)$ дает форму двойника (в масштабе по OY). Видно, что вершина свободно растущего двойника является вытянутой в направлении его движения и имеет форму заостренного клина. Данная форма вершины хорошо согласуется с результатами работы [127]. Причем, форма двойника не изменяется с увеличением напряжений трения τ_s . С ростом τ_s двойник только сокращает свою длину.

Относительное изменение плотности дислокаций (рис. 3.23, б) при этом более существенно. Видно, что при изменении τ_s в тех же пределах плотность дислокаций ρ увеличивается почти на порядок и достигает максимального значения в хвостовой части двойника.

Следует отметить, что максимальные значения ρ для свободного двойника заметно меньше, чем плотность дислокаций в вершине заторможенного двойника, при которой могут образовываться микротрещины [115].

Действительно, слияния дислокаций ханизму должно быть флуктуаций $d \approx 20h$. $\rho \approx 1/d$. Для значение ρ будет макродвойниках с

Особый интерес напряжений σ_{xx} , двойника. Используя создаваемых суммированием по напряжения представлены на рис. напряжений σ_{xx} вдоль плоскости его

Полученная (рис. 3.22) говорит о зарождения разрушения на границе упругого двойника. Аналитическая оценка такого зарождения микротрещины выполнена в [125], где установлена величина энергии активации, составляющая $\sim 0,5$ эВ. В соответствии с [140] время ожидания зарождения разрушения на границе упругого двойника может быть представлено выражением $\tau = \tau_0 \exp[E/kT]$, где τ_0 – период тепловых атомных колебаний ($\sim 10^{-13}$ с); E – энергия активации зарождения трещины; k – постоянная Больцмана; T – температура образца. Экспериментальная зависимость натурального логарифма времени до появления трещины от обратной температуры аппроксимируются прямой с коэффициентом корреляции 0,9.

Исходя из данной зависимости, была определена энергия активации процесса образования трещины, составившая $E \sim 0,22$ эВ. Это значение по порядку величины совпадает с теоретически найденной энергией активации образования трещины. Низкие значения E позволяют сделать вывод о достаточно высокой вероятности образования трещин на границе упругого двойника в кальците по термоактивированному механизму.

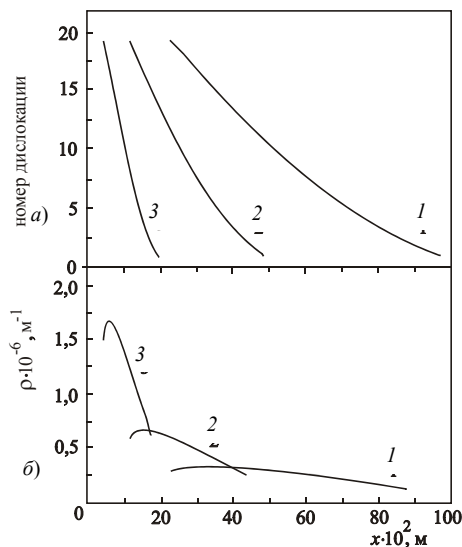


РИС. 3.23. ФОРМА ДВОЙНИКОВОЙ ГРА-

для образования микротрещины за счет расстояние d между ними по силовому мерравным $2,41h$, а с учетом термических Это соответствует плотности дислокаций кристаллов кальцита критическое $\sim 5 \cdot 10^8 m^{-1}$ и может достигаться только в большим числом n дислокаций в границах. представляет область растягивающих действующих вдоль границы упругого выражения [129] для напряжений, одиночной дислокацией, можно всем дислокациям скопления рассчитать растяжения σ_{xx} . Результаты расчета 3.24. Здесь приведено изменение двойника на различных расстояниях от залегания.

экспериментально зависимость $\ln \tau - 1/T$ термоактивированном характере

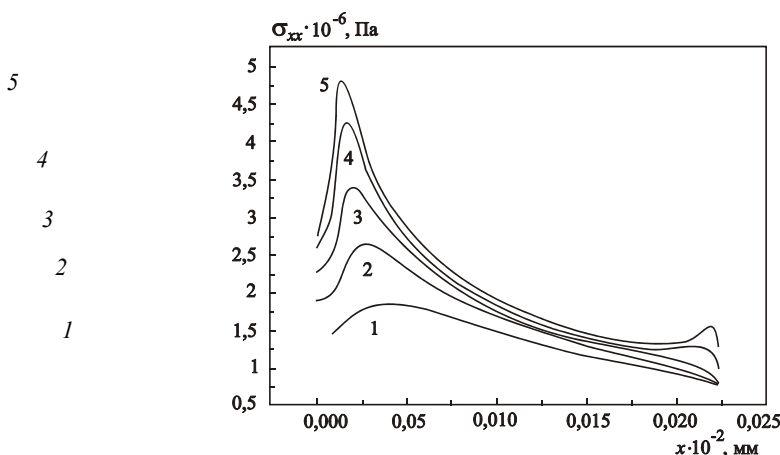


Рис. 3.24. Распределение напряжений σ_{xx} вдоль границы двойника при удалении от нее на расстояние (в долях от длины двойника):

1 – 0,2; 2 – 0,1; 3 – 0,05; 4 – 0,02; 5 – 0,01; $n = 100$

Из анализа распределения напряжений σ_{xx} (рис. 3.24) видно, что максимум растягивающих напряжений смещен к хвостовой части двойника, причем сам максимум является "плавающим". Отсюда можно предположить, что трещины могут образовываться на границе двойника в зоне с максимальной

плотностью дислокаций (рис. 3.23, б) и далее распространяться по плоскости спайности. И если допустить, что трещина далее распространяется в области максимальных растягивающих напряжений, вероятно, что они будут появляться не в головной, а ближе к хвостовой части двойника. Именно в этой области и наблюдаются трещины на границе свободного упругого двойника (рис. 3.20). Причем, с увеличением числа дислокаций в границе двойника прослеживается тенденция смещения максимума σ_{xx} в сторону вершины. В упругом двойнике, наблюдаемом в эксперименте, число двойнивающих дислокаций в границе $\sim 10^4$ по-видимому, при таком их числе положение максимума σ_{xx} находится на $\sim 1/3$ длины двойника от его хвостовой части, а сама величина σ_{xx} достаточна для вскрытия зародыша трещины по плоскости спайности.

Таким образом, экспериментально установлен термоактивированный характер образования трещин на границе упругого двойника в кальците. Показано, что энергия активации такого процесса составляет $\sim 0,22$ эВ, что говорит о достаточно высокой вероятности такого процесса.

Показано, что трещина зарождается в зоне максимальной плотности дислокаций на границе двойника и вскрывается в области максимальных растягивающих напряжений σ_{xx} , которые обусловлены немоноотонным изменением его толщины, что подтверждено не только расчетом, но и экспериментально.

3.7. МЕХАНИЗМ ЗАРОЖДЕНИЯ УКР В КАЛЬЦИТЕ

На основании полученных экспериментальных данных по кинетике взаимодействия вершин упругих двойников и аналитической оценки зарождения микротрещины в вершине одного из упругих двойников механизм зарождения упругого канала Розе первого рода представляется следующим (рис. 3.25).

Встречные упругие двойники – дислокационные ансамбли, составленные из дислокаций противоположного знака (рис. 3.25, а). При достаточном удалении друг от друга дислокации противоположного знака, находящиеся в параллельных плоскостях, притягиваются. Притяжение происходит до некоторого критического расстояния, после которого наступает отталкивание дислокаций. Упругие двойники при этом тормозятся, их вершины притупляются и в них возрастает плотность дислокаций (рис. 3.25, б). По мере увеличения внешней нагрузки достигаются критические условия для слияния головных дислокаций в вершине одного из двойников и вскрытия микротрещины (рис. 3.25, в).

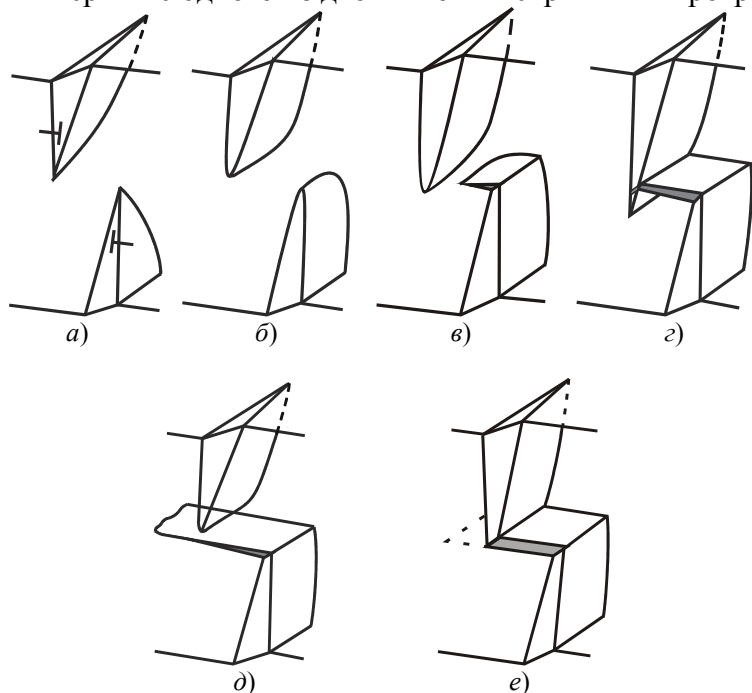


Рис. 3.25. Механизм зарождения УКР в кальците (показано сечение кристалла, проходящее через упругий двойник и зарождающийся УКР)

Зародившаяся трещина развивается в плоскости спайности в направлении второго двойника. Зарождению и росту трещины способствуют также растягивающие напряжения двойниковых границ, между которыми она находится. Попадая на вершину второго упругого двойника, трещина отсекает ее (рис. 3.25, з). Участок упругого двойника, отсеченный трещиной, выходит на ее поверхность. При исчезновении на поверхности трещины ступеньки от двойника формируется УКР (рис. 3.25, е).

Возможен вариант, когда зародившаяся в плоскости спайности трещина развивается под вершиной упругого двойника (рис. 3.25, *д*).

В этом случае двойник выйдет на свободную поверхность растущей трещины вследствие потери им устойчивости [141]. Образующаяся при этом двойниковая ступенька раздвигает берега трещины, создавая УКР (рис. 3.25, *е*). Проросший за пределы УКР участок трещины залечивается.

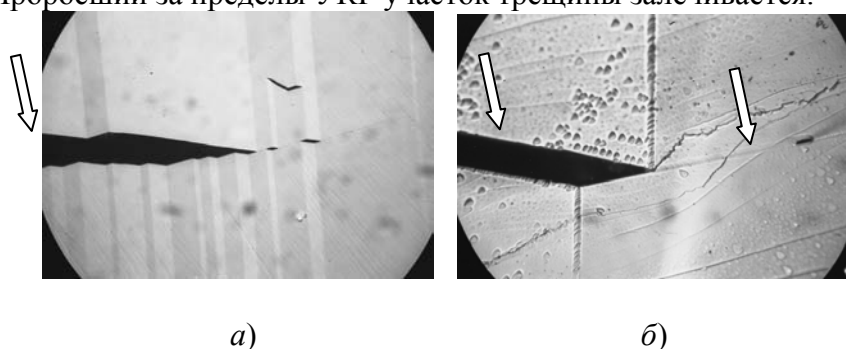


Рис. 3.26. Форма вершины канала Розе первого рода при выходе на него нескольких параллельных двойников (стрелкой отмечен залеченный участок) – *а*; незалечившийся участок вскрытия перед вершиной КР1 (отмечен стрелкой) – *б*. ─ 35 мкм

Последнее подтверждается при визуальном наблюдении поверхностей скола кристалла с выходящими на них каналами (рис. 3.26, *б*). При распространении в кристалле группы параллельных двойников на растущую трещину может выйти несколько из них. Тогда каждый двойник вносит вклад в расширение вскрытия за счет создаваемой им ступеньки на поверхности трещины (рис. 3.26, *а*).

3.8. МЕХАНИЗМ ЗАЛЕЧИВАНИЯ УКР В КАЛЬЦИТЕ

Залечивание разрушенного материала представляет не только научный, но и практический интерес [142]. В большинстве случаев восстановление сплошности вызывается путем внешнего воздействия, направленного, как правило, на сближение поверхностей скола. В кристаллах кальцита зарождающиеся упругие каналы Розе обратимы в начальной стадии [13], т.е. при снятии внешней нагрузки, вызывающей появление двойников и канала, происходит самопроизвольное раздвойникование, сопровождающееся исчезновением полости и залечиванием участков нарушения сплошности.

Весь процесс протекает внутри материала, а образующиеся поверхности упругого канала остаются физически чистыми. Это обстоятельство играет немаловажное значение при восстановлении целостности кристалла.

Эксперименты по исследованию кинетических закономерностей и механизма залечивания УКР проводили на оптически прозрачных монокристаллах кальцита, обработанных для получения упругих двойников по методике Р.И. Гарбера [9].

Взаимодействие встречных упругих двойников, распространяющихся в параллельных плоскостях, приводило к образованию УКР в массиве кристалла. Процессы зарождения и исчезновения УКР, а также кинетику роста упругих двойников, вызывающих появление УКР, наблюдали в отраженном свете по интерференционной окраске дефектов. Сформировавшийся УКР просматривается при этом в виде темной полосы, пересекающей упругие двойники (рис. 3.27). Наблюдаемые в кристалле явления кинофильмировали кинокамерой СКС с частотами 32...200 кадр/с. Применяли, кроме того, режим непрерывной развертки с увеличением ~ 4 на пленке.

Непрерывная регистрация процесса исчезновения УКР показала, что последний сокращает свои продольные размеры вслед за сокращением поперечных размеров упругих двойников, его образующих, длина которых при этом не меняется, так как они ограничены с одной стороны поверхностями кристалла, с другой – УКР. После захлопывания УКР двойники выходят на грани кристалла практически одновременно с начальной скоростью около 100 м/с, что соответствует сведениям, имеющимся в литературе [48].

При медленном снятии нагрузки вершины двойников, примыкающие к УКР, претерпевали значи-

тельное сокращение по ширине при неизменной длине. Наибольшее сужение упругих двойников имело место вблизи УКР (рис. 3.28). Такое поведение вершинных участков обусловлено возникающими при залечивании дефекта препятствиями типа "анклавов" [143]. Последние, мешая сближению поверхностей, способствуют, тем самым, "зацеплению" упругих двойников за УКР.

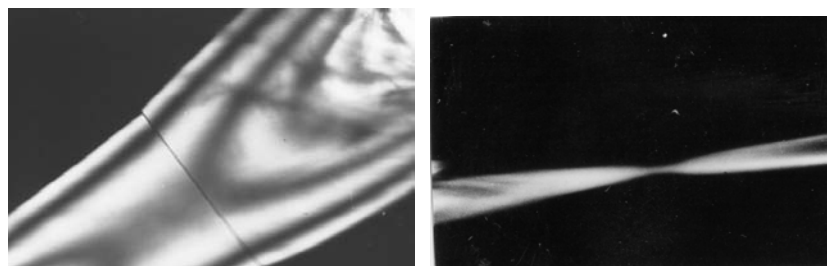


Рис. 3.27. Упругий канал Розе (темная поперечная полоса), образованный встречными упругими двойниками.
 ┌───┐ 325 мкм

Рис. 3.28. Сужение вершин упругих двойников в области расположения упругого канала Розе.
 ┌───┐ 325 мкм

В связи с тем, что при захлопывании УКР и исчезновении упругих двойников происходит изменение геометрии последних, целесообразно проследить кинетику выхода из кристалла отдельного упругого двойника, проросшего через весь образец. В таких же условиях находятся двойники, образующие УКР. УКР в этом случае можно рассматривать как две поверхности, ограничивающие двойники внутри кристалла.

3.8.1. Закономерности выхода сквозных упругих двойников из кристалла

Исчезновение отдельного упругого двойника регистрировали камерой в режиме непрерывной развертки. Отмечено, что выход сквозного упругого двойника происходит на обе поверхности кристалла. При этом в его средней части происходит разрыв упругого двойника, обе половины которого при сокращении их длины ведут себя как два самостоятельных упругих двойника. Отмечено также, что скорости приближения вершин частей к поверхности кристалла различны. Двойник, сокращающий свои размеры в сторону свободной поверхности, имеет среднюю скорость ~ 20 м/с, а выходящий на грань, подверженную действию индентора, движется медленнее, со скоростью ~ 10 м/с.

Кристаллы, в которых зарождались и исчезали УКР, раскалывали по плоскости спайности таким образом, чтобы скол отсекал область существования УКР. Поверхность скола протравливали [117]. В местах существования УКР иногда обнаруживали строчки ямок травления (рис. 3.29). Продольная величина строчек соответствовала поперечному размеру УКР, что дало повод для отождествления этих фигур травления с захлопнувшимися УКР.

Известны работы [144, 145] по изучению акустической эмиссии, возникающей при исчезновении в кальците отдельного упругого двойника. Показано, что винтовой двойник выходит из кристалла, благодаря попарной аннигиляции винтовых дислокаций противоположного знака, составляющих его границы. Сближение дислокаций происходит под действием сил поверхностного натяжения и притяжения между ними.

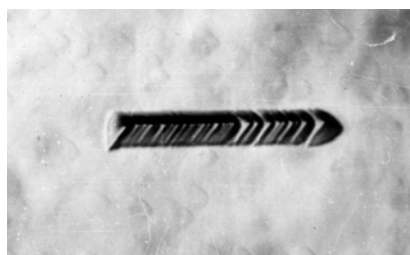


Рис. 3.29. Фигуры травления дефектов, оставшихся в кристалле после захлопывания УКР. ─ 30 мкм

При образовании УКР краевые компоненты двойникующих дислокаций в вершинах встречных упругих двойников выходят на свободную поверхность канала, создавая наклонную ступеньку. Границы прослоек оказываются составленными из параллельных отрезков дислокаций винтовой ориентации, как и в случае отдельного винтового упругого двойника [144]. Каждый дислокационный отрезок ограничен с одной стороны поверхностью, у которой упругий двойник зародился под действием внешней нагрузки, а с другой – каналом Розе. Так как концы отрезков дислокаций выходят на поверхности, то они должны иметь меньшую подвижность [110], чем остальные участки, в связи с повышенным сопротивлением их движению со стороны поверхностных дефектов (ступеней скола и т.д.). Поэтому после снятия нагрузки отрезки винтовых дислокаций, перемещаясь под действием сил поверхностного натяжения, не останутся прямолинейными; произойдет их изгиб в направлении движения.

При одинаковой плотности поверхностных дефектов соприкосновение участков изогнутых дислокаций и их аннигиляция должны начаться в средней части упругого двойника. После аннигиляции центральных участков последней пары дислокаций упругий двойник разорвется на две части. В реальном случае место разрыва будет ближе к той поверхности, на которой плотность дефектов меньше. Подобная ситуация реализуется при исчезновении отдельного упругого двойника.

3.8.2. Механизм захлопывания УКР

Механизм захлопывания УКР представляется следующим образом (рис. 3.30). При сближении отрезков винтовых дислокаций в границах обоих упругих двойников участки, прилегающие к внешним поверхностям кристалла, испытывают большее сопротивление движению из-за дефектов, внесенных инденторами нагружающего устройства, чем участки, выходящие на УКР. Соответственно перемещению отрезков сокращается длина канала. Наибольшее сужение упругих двойников происходит ближе к УКР, где и аннигилируют участки винтовых дислокаций противоположного знака. В момент разрыва двойников скачком появляются дополнительные силы поверхностного натяжения в их вершинах, выталкивающие одни участки на внешние поверхности кристалла, а другие – на поверхности УКР. Ступеньки от двойника на канале исчезают, и УКР захлопывается.

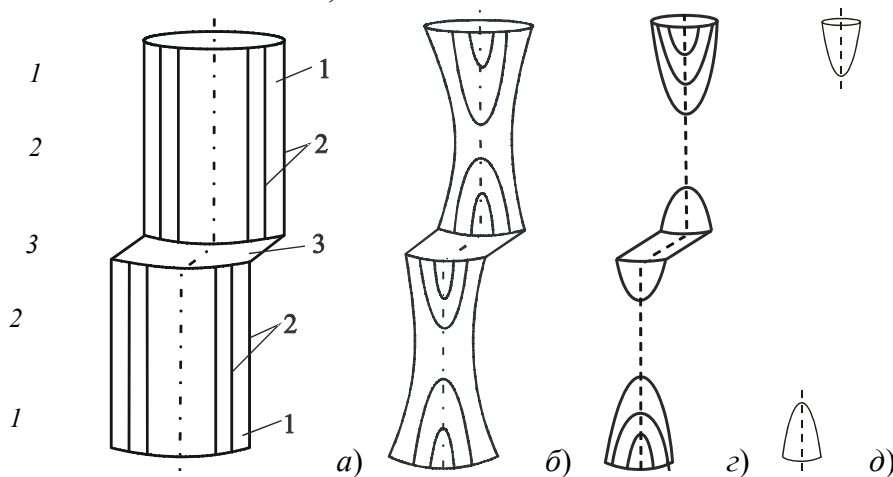


Рис. 3.30. Механизм исчезновения УКР в кристаллах кальцита:

1 – упругие двойники; 2 – отрезки параллельных винтовых дислокаций, образующих границы упругих двойников; 3 – упругий канал Розе; а – упругие двойники и канал; б – сужение упругих двойников и сокращение длины канала при уменьшении нагрузки; в – дальнейшее уменьшение нагрузки; г – разрыв упругих двойников; д – исчезновение УКР и выход двойников из кристалла

Для подтверждения предложенного механизма исчезновения УКР в кальците и разрыва упругого двойника использовали модернизированную камеру СКС. Съемку производили в режиме развертки, что достигалось устранением из камеры СКС obtюратора. Упругие двойниковые прослойки и УКР между ними получали по приведенной выше методике. В момент включения камеры кристалл разгружали. Изображение взаимодействующих двойников попадало на пленку через установленную в кинокамере щелевую диафрагму.

Характерная кинограмма развертки процесса расхождения вершин упругих двойников, между которыми существовал УКР, приведена на рис. 3.31, *а*. Пленка в кинокамере движется в направлении, перпендикулярном направлению роста упругого двойника. Кинограмма, таким образом, представляет собой график изменения во времени длин расходящихся двойников (или расстояния между их вершинами) (см. также рис. 3.6, *б*, п. 3.2).

При снятии нагрузки происходило сужение обоих двойников, что на развертке процесса не фиксируется, а в точке *A* (см. рис. 3.31, *а*), когда нагрузка уже не действует, вершины прослоек отрывались от канала и сокращали свою длину. Вершина верхнего оставила на пленке траекторию *AB*, нижнего – *AC*. Как видно из кинограммы, упругие двойники вначале расходятся скачком со значительной скоростью, что отмечалось ранее. Далее их скорости уменьшаются и в среднем составляют $\sim 0,2$ м/с.

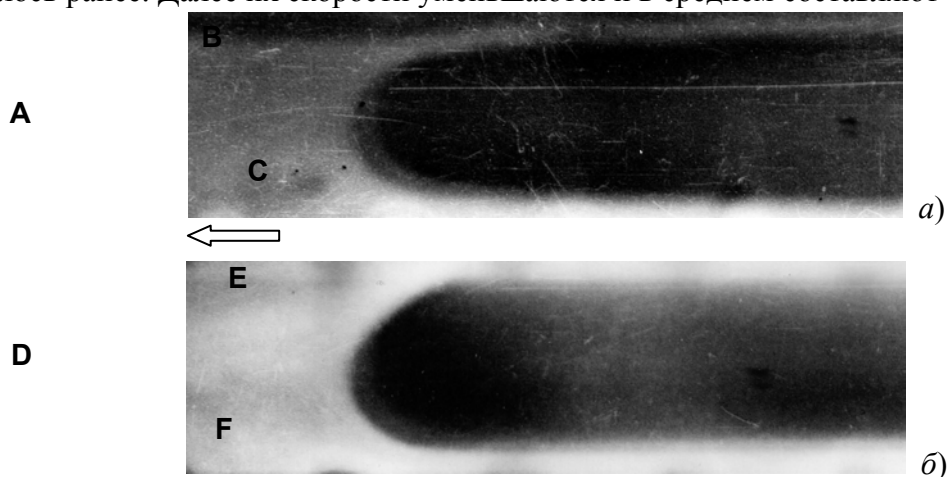


Рис. 3.31. Кинограммы выхода упругих двойников из кристалла:

а – выход двойников, между которыми был УКР; *б* – выход упругих двойников, представляющих собой части одного разорвавшегося упругого двойника, стрелкой указано направление движения пленки

По кинограммам процесса исчезновения УКР разрыва двойников, его образующих, не обнаружено. В этом случае разделение двойников на части можно наблюдать несколько выше и ниже точки *A*, т.е. вблизи к поверхности канала, обладающей меньшей дефектностью, чем грани кристалла, подвергнутые воздействию нагружающих инденторов. Части двойников, выталкиваемые на УКР, должны дать на пленке свои траектории. Но в силу малых размеров дефектов, примыкающих к УКР, высоких скоростей их выхода и низкой разрешающей способности прибора, зафиксировать эти траектории не удалось.

Для проверки предположения о разрыве упругих двойников эксперименты были продолжены на кристаллах той же толщины, но содержащих один двойник. Последний проталкивался сосредоточенной нагрузкой от сошлифованной грани к противоположной, представляющей собой свежий скол по плоскости спайности и моделирующей поверхность УКР. Таким образом получается упругий двойник винтовой ориентации [144] с большей в два раза длиной, чем упругие двойники, в предыдущих опытах. Как и раньше, границы упругого двойника полностью находились внутри кристалла. Развертка исчезновения такой прослойки представлена на рис. 3.31, *б*. Нагрузка действовала сверху. После ее снятия произошел разрыв двойника в точке *D*. Вершина верхней части описала при выходе траекторию *DE*, а нижней – *DF*. Соответственно их средние скорости составили ~ 10 м/с и ~ 20 м/с.

Нижняя часть разорвавшегося двойника вышла из кристалла с большей скоростью, так как на нее не действовал индентор, и не было дополнительного сопротивления движению винтовых дислокации со стороны дефектов, вносимых сосредоточенной нагрузкой.

Эксперименты, проведенные с отдельным упругим двойником, подтверждают возможность протекания механизма исчезновения УКР, предложенного выше на основе анализа движения двойникоующих дислокации при разгрузке кристалла, т.е. каждый из участков *AB* и *AC* на рис. 3.31, *а* должен быть подобен *FDE* на рис. 3.31, *б*. Для прямого выявления разрыва упругого двойника в процессе исчезновения УКР необходимо повысить разрешающую способность регистрирующей аппаратуры.

3.9. ОБРАТИМОСТЬ КАНАЛОВ РОЗЕ ВТОРОГО РОДА

На первый взгляд, кажется, что в нарушениях материала – КР2 – едва ли возможно проявление обратимости. Однако при определенных условиях проведения экспериментов она наблюдалась. Для этого кристаллы кальцита с предварительно полученными в них двойниками сошлифовывались нормально к одной из плоскостей двойникования, пересекающей ранее созданные двойники. Из препарированного кристалла выкалывались образцы толщиной 4...5 мм по плоскостям спайности. Со стороны обработанной поверхности статическим нагружением вдавливался стальной сферический индентор в непосредственной близости от стабильной прослойки. Это вызывало зарождение упругого двойника. При достижении им поверхности деформированной зоны начиналось развитие системы параллельных трещин по спайности

(рис. 3.32, *а*). Снятие нагрузки приводило к их уменьшению и полному исчезновению (рис. 3.32, *б*). Повторное взаимодействие упругого двойника со стабильным после некоторой временной выдержки вызывало появление новых трещин, положение которых не зависело от прежнего нарушения сплошности материала (рис. 3.32, *в*).

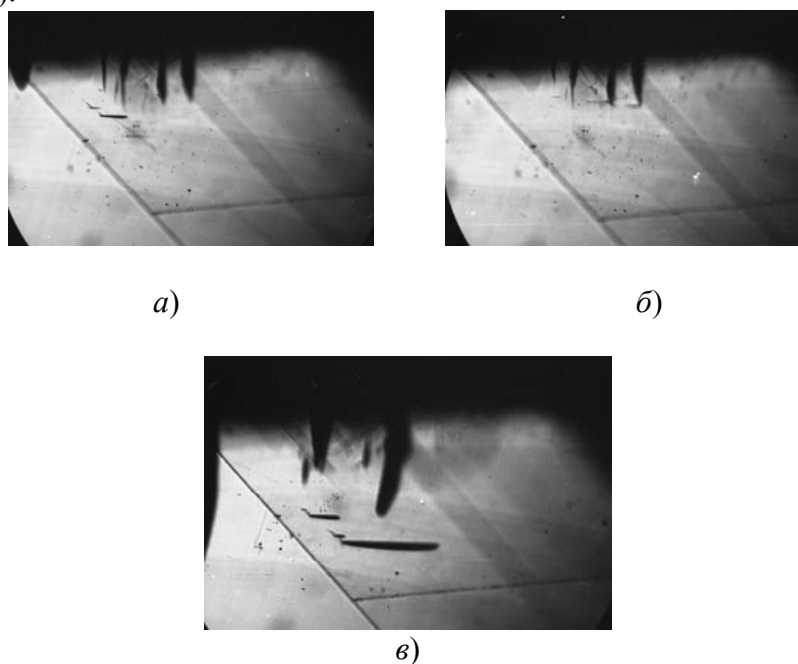


Рис. 3.32. Обратимость КР2:

а – зарождение УКР2; *б* – разгрузка кристалла и исчезновение УКР2;
в – повторное нагружение и зарождение УКР2 в новом месте, оставшихся в кристалле после захлопывания УКР. ─┬──┘ 50 мкм

Таким образом, происходило залечивание видимого вскрытия в результате того, что процесс протекал внутри кристалла, а образующиеся полости вакуумированы, так как не происходит их общения с атмосферой. Вскрывшиеся поверхности остаются ювенильными и легко схватываются после соприкосновения. Следует, однако, отметить, что речь идет о ранних стадиях зарождения канала Розе второго рода.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДВОЙНИКОВ В МЕТАЛЛАХ С ГЕКСАГОНАЛЬНОЙ ПЛОТНОУПАКОВАННОЙ РЕШЕТКОЙ И ЗАРОЖДЕНИЕ ТРЕЩИН

4.1. РАЗРУШЕНИЕ ГПУ-МЕТАЛЛОВ ПРИ ДВОЙНИКОВАНИИ

Металлы с гексагональной плотноупакованной решеткой легко деформируются как скольжением, так и двойникованием в широком интервале температур. Некоторые из них при низких температурах склонны к разрушению, которое обычно связывают с двойникованием. Наиболее контрастно взаимодействие двойникования и разрушения проявляется в цинке [27, 105, 146 – 149]. Образование трещин на пересечениях двойников в цинке обнаружено в цилиндрических монокристаллах, сжатых при 77 К перпендикулярно плоскости базиса (0001) [105]. В процессе деформирования происходило развитие микротрещин, их объединение, заканчивающееся полным разрушением образцов. Эволюцию микротрещин исследовали и при комнатной температуре в растянутых вдоль плоскости (0001) кристаллах [146]. Показано, что при таких условиях нагружения трещины возникают не только по базису, но и в поперечных направлениях по плоскостям $\{10\bar{1}0\}$. И те, и другие были обнаружены лишь при полном разрушении образцов и располагались, как правило, на границе раздела двух двойников. В основу предложенных механизмов разрушения положены двойниковые сдвиги в пересекающихся плоскостях.

Для объяснения зарождения продольных трещин использовали также базисно-пирамидальное, аналогичное механизму Коттрелла, дислокационное взаимодействие [149], при отсутствии которого трещины не наблюдались.

Кроме того, предпринимались попытки описать возникновение разрушения с помощью двойникообразующих дислокаций [147]. При этом отмечалось преобладание поперечных трещин в плоскостях $\{10\bar{1}0\}$ матрицы и (0001) двойника. Показано, что наиболее вероятен вариант конфликта развивающегося двойника с границей остаточного, нежели встреча вершин двух двойников. Соглашаясь в принципе с механизмом трещинообразования при пересечении двойниковых прослоек, следует обратить внимание на экспериментально установленный факт [147], когда несколько пар прослоек связаны с одной поперечной трещиной, вскрывшейся по плоскости призмы в матричном материале. Не исключено, что трещина, возникшая раньше, генерирует пары двойников в момент своего развития.

Таким образом, при объяснении образования продольных сколов по базису предпочтение отдается дислокационному механизму [147, 149] в отличие от схемы двойниковых сдвигов [146]. Существование же пар двойников объясняется периодической релаксацией напряжений.

Наблюдения за особенностями двойникования в цинке при температуре 10 К [27] позволили выделить несколько вариантов зарождения микротрещин.

Если растущий двойник встречает прослойку-стопор, то в условиях низких температур в точке контакта зарождается хрупкая трещина, вскрывающаяся по плоскости спайности двойника-стопора. Достигнув противоположной границы двойника, трещина инициирует в матрице множество двойников по направлению роста атакующей прослойки. При комнатной температуре после остановки двойника и увеличения нагрузки происходит лишь одновременное увеличение поперечных размеров прослоек.

В другом варианте два симметричных относительно плоскости базиса двойника растут одновременно и затем встречаются. В месте встречи возникают трещины в плоскостях (0001). Этот вариант возможен при быстром скачкообразном развитии прослоек. Трещина проходит через все двойникованное сечение кристалла, образуя полный канал Розе. Однако более вероятна встреча вершины одного двойника с границей другого, о чем говорилось выше.

В третьем случае при взаимодействии несимметричных двойниковых прослоек, вызванных сосредоточенной ножевой нагрузкой или сжатием перпендикулярно плоскости базиса, вместо хрупких тре-

щин в прослойке-стопоре возникали вторичные двойники. Высказано предположение, что это связано с изменением скорости релаксации внутренних напряжений в зоне контакта.

Обобщая исследования пересечений двойников в ГПУ-металлах, отметим, что они носят преимущественно описательный характер, тогда как для определения механизмов зарождения трещин необходим кристаллографический анализ процессов микропластичности в зонах взаимодействия пересекающихся двойников. Как показывают эксперименты, в этих зонах, наряду с разрушением, активно развиваются вторичное двойникование и скольжение. Для объяснения явлений, наблюдаемых в ГПУ-металлах, были выполнены исследования кристаллографии процессов микропластичности и разрушения в зонах пересечения двойников в монокристаллах цинка и кадмия [35, 150 – 152].

4.2. СТРУКТУРНЫЕ И МОРФОЛОГИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕСЕЧЕНИЯ ДВОЙНИКОВ В МОНОКРИСТАЛЛАХ ЦИНКА И КАДМИЯ

Использовали монокристаллы, выращенные методом зонной кристаллизации в пиррофилитовой изложнице [153]. При этом получались образцы монокристаллического цинка с размерами 30×90×5 мм заданной кристаллографической ориентации. Слитки кадмия были, как правило, крупнозернистыми (размер зерна 5...9 см²). Ориентировку монокристаллических участков кадмия определяли фрактографически.

Рабочие образцы требуемой ориентации и размера вырезали электроискровым способом. Деформацию образцов в интервале температур 77...300 К осуществляли в направлении оси "С" динамически – ударом бойка или (только для кадмия) взрывом ВВ. Скорость деформации при этом составляла 2·10⁻¹ и 5·10³ с⁻¹. Охлаждали образцы жидким азотом или смесью жидкого азота с этиловым спиртом.

Гексагональная решетка цинка и кадмия имеет шесть систем двойникования {10 $\bar{1}$ 2} <10 $\bar{1}$ 1̄>, которые могут пересекаться по трем неэквивалентным вариантам (рис. 4.1). Пересечение двойников по первому и второму вариантам наблюдали на плоскости базиса (0001). Отличить варианты пересечений друг от друга весьма затруднительно ввиду геометрического подобия образующихся картин (рис. 4.2). Взаимодействие прослоек по третьему варианту исследовали на плоскостях {11 $\bar{2}$ 0}.

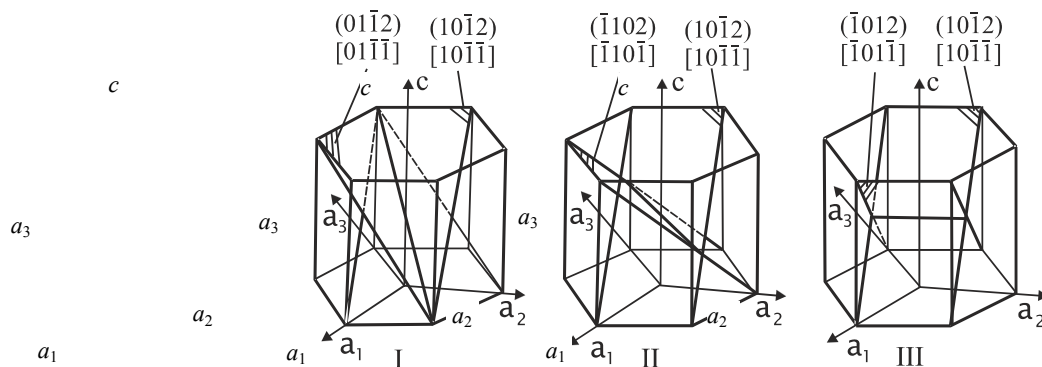


Рис. 4.1. Варианты пересечений двойников в гексагональной плотноупакованной решетке

В силу близости кристаллографических параметров цинка и кадмия процессы пересечения двойниковых прослоек по первому и второму вариантам [151, 152] имеют морфологическое сходство (рис. 4.2) с той лишь разницей, что в кадмии отсутствуют микротрещины в участках пересечения двойников. Вторичное двойникование кадмия в этих вариантах аналогично вторичному двойникованию кристаллов цинка во всем исследованном интервале температур. Кроме того, пересечение двойников сопровождается развитием пластического течения как в двойниках, так и в матрице, что отмечалось выше [154].

Наибольшее отличие наблюдается при пересечении прослоек по третьему варианту при температурах 77...190 К. В цинке в этом случае образуются каналы Розе второго рода (рис. 4.3), а в кадмии формируется розетка сопряжения двойников различных систем (рис. 4.4).

При этом можно отметить следующие отличительные особенности: нет элементов разрушения материала, есть вторичное двойникование, отсутствуют границы перехода от одного двойника к другому. При повышенных температурах (190 К) в кадмии образования розеток сопряжения двойников не на-

блюдалось. Двойники в этих случаях не пересекались, а лишь стопорились друг на друге. Аналогично вели себя двойниковые прослойки и в цинке, но при температурах выше 273 К.

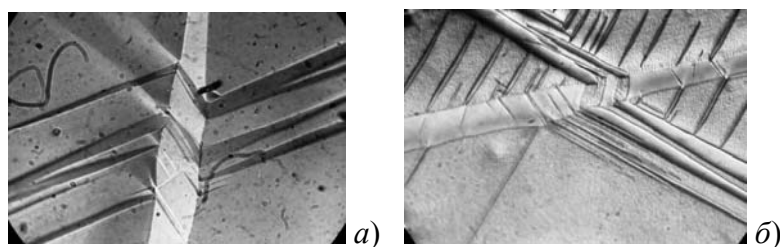


Рис. 4.2. Пересечение двойников по I и II вариантам:
a – в цинке; *б* – в кадмии. Наблюдение на плоскости (0001). — 70 мкм

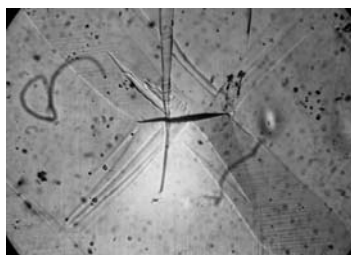


Рис. 4.3. Канал Розе второго рода в цинке.
 Канал образован двойниками $(10\bar{1}2) [10\bar{1}\bar{1}]$ и $(\bar{1}012) [\bar{1}01\bar{1}]$.

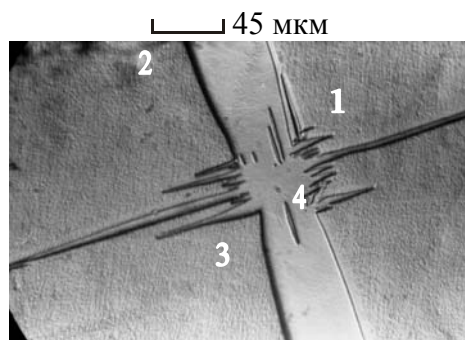


Рис. 4.4. Розетка сопряжения пересекающихся двойников в кадмии:

- 1* – атакующий двойник; *2* – остаточный двойник; *3* – элементы раздвойникового $(10\bar{1}2) [10\bar{1}\bar{1}]$ в остаточной прослойке;
- 4* – дополнительное двойникование $(\bar{1}012) [\bar{1}01\bar{1}]$ в матрице.

Плоскость наблюдения $(11\bar{2}0)$. — 45 мкм

Отмечено также самопроизвольное двойникование образцов кадмия при нагреве их на воздухе 77...300 К, которое сопровождается характерной для скачкообразного развития двойников акустической эмиссией.

При металлографическом исследовании поверхности обнаружено образование сетки двойников, зарождение которых идет преимущественно на субграницах и на границах зерен. Подобное появление двойниковых прослоек имеет место и в цинке [150]. Возникновение последних связано с термическими напряжениями, концентрирующимися на границах, вследствие существенного различия коэффициентов термического расширения (для разных направлений) соседних разориентированных кристаллов. Зарождение двойников позволяет предположить, что величина межзеренных термических напряжений не ниже напряжений двойникового указанных металлов при 77 К. Двойники, обусловленные термическими напряжениями, пересекаются при низких температурах с теми же особенностями, что и механические, вызванные взрывом ВВ или ударом бойка.

Подробный кристаллографический анализ вторичного двойникового и скольжения в местах пересечения двойников был выполнен в [151, 152]. В исследованиях показано, что зарождение микротре-

цин в цинке, а также аномалии, наблюдаемые в кадмии при пересечении двойников, обусловлены процессами микропластичности по вполне определенным кристаллографическим системам.

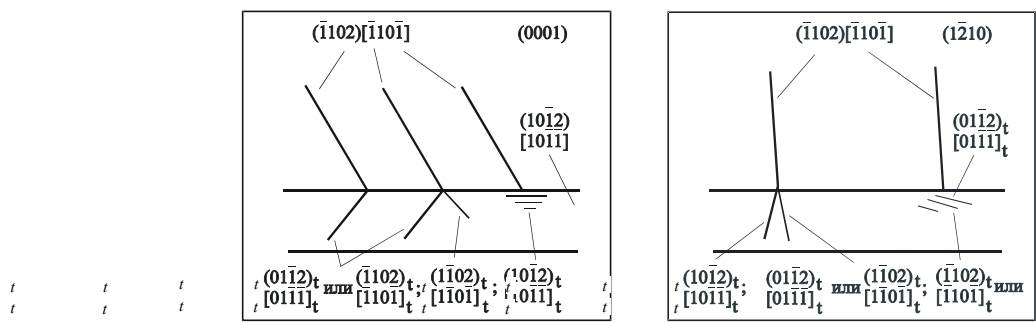
4.3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКИХ ИНДЕКСОВ ВТОРИЧНОГО ДВОЙНИКОВАНИЯ И СКОЛЬЖЕНИЯ В ЗОНАХ ПЕРЕСЕЧЕНИЯ ДВОЙНИКОВ

Определение кристаллографических индексов вторичного двойникования, а также скольжения в остаточном двойнике проводили в предположении, что один из взаимодействующих двойников статический, а второй – динамический, распространяющийся под действием некоторого касательного напряжения τ , атакует стационарную прослойку – стопор. При этом в статическом двойнике будут развиваться вторичное двойникование и скольжение преимущественно по плоскостям с наибольшими приведенными касательными напряжениями [151]. Последние пропорциональны фактору Шмида, величиной которого определяется степень активности той или иной системы двойникования или скольжения [52] как в статическом двойнике, так и в матрице.

Возможные плоскости вторичного двойникования для всех вариантов пересечений приведены в табл. 4.1. Значения фактора Шмида меньше нуля означают, что направления действия эффективных касательных напряжений в этой плоскости противоположны реальной ориентации сдвига при двойниковании. Из табл. 4.1 следует, что в первом варианте пересечения вторичное двойникование в статической прослойке будет наблюдаться по плоскостям $(01\bar{1}2)_i$ и $(10\bar{1}2)_i$. Однако вероятность развития двойника по $(01\bar{1}2)_i$ выше, так как фактор Шмида в этой плоскости имеет большее значение. При графическом построении следов пересечения указанных плоскостей с поверхностью наблюдения (0001) получили схему, представленную на рис. 4.5 а. Аналогично были определены схемы вторичного двойникования для второго и третьего вариантов пересечений (рис. 4.5 б, в).

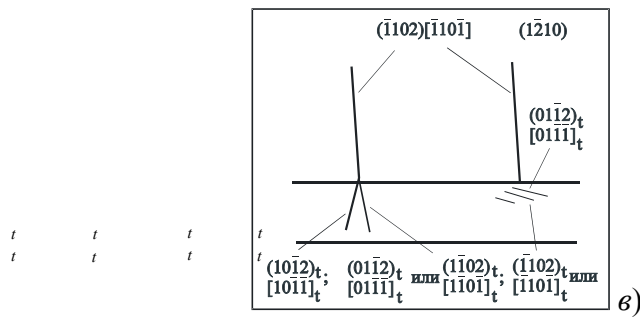
Из приведенного выше следует, что при увеличении напряжения, вызывающего развитие динамического двойника, в статической прослойке будет развиваться вторичное двойникование. Причем, вначале по плоскостям с максимальными значениями фактора Шмида, а затем с меньшими, по мере достижения в них напряжений, необходимых для зарождения двойникования. Так, на рис. 4.5, а сначала должен появиться двойник $(01\bar{1}2)_i$, а затем $(1\bar{1}02)_i$, и только после этого может возникнуть $(10\bar{1}2)_i$.

Определенные графически схемы вторичного двойникования совпадают с экспериментально наблюдаемыми на (0001) пересечениями по I и II вариантам (рис. 4.5, з, д). Найденные отличия в процессах вторичного двойникования первых двух вариантов взаимодействия двойников дают возможность дифференцировать их на плоскости (0001) и в цинке, и в кадмии.



a)

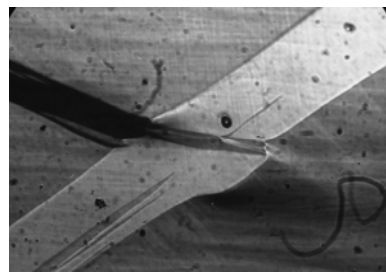
б)



в)



з)



д)

Рис. 4.5. Вторичное двойникование:

a, б, в – построенное на основе кристаллографического анализа для I, II и III вариантов пересечения двойников; з, д – экспериментально наблюдаемые пересечения двойников по I и II вариантам на плоскости (0001). — 45 мкм

Взаимодействие двойников по третьему варианту при низкой температуре сопровождалось развитием базисного скольжения в остаточном двойнике. Вторичные двойники при этом практически не на-

блюдались. Следует отметить, что рассмотрение процессов пересечения двойников определяет лишь возможные условия распространения вторичных двойниковых прослоек в той или иной плоскости. Для окончательного вывода необходимо исследовать условия зарождения двойникоующих дислокации во вторичных плоскостях двойникования и проанализировать скольжение и взаимодействие скользящих дислокации.

Для определения возможных плоскостей и направлений скольжения целесообразно воспользоваться предложенной выше методикой, т.е. определить значения факторов Шмида для всех плоскостей и направлений скольжения в остаточном двойнике. Полученные значения фактора Шмида и возможные направления скольжения в сдвойникованном материале статической прослойки приведены в табл. 4.2. Используя ее результаты, можно написать все реакции взаимодействия скользящих дислокации с учетом возможных (с наибольшими значениями фактора Шмида) направлений сдвига.

4.4. АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ МИКРОПЛАСТИЧНОСТИ, ОБУСЛОВЛЕННОЙ ПЕРЕСЕЧЕНИЕМ ДВОЙНИКОВ В ЦИНКЕ

Пересечение двойников в монокристаллах неоднократно рассматривалось в литературе [112 – 114]. Однако подробного анализа микропластичности в участках стыковки прослоек не проводилось. Впервые это было выполнено для монокристаллов цинка [148], позже – кадмия [152] и вольфрама [155].

Использование результатов анализа напряжений в плоскостях скольжения (табл. 4.2) позволило установить все реакции взаимодействия дислокации, скользящих в плоскостях с наибольшими значениями фактора Шмида. Для материала остаточного двойника эти взаимодействия в первом типе пересечения выглядят следующим образом:

а) базисно-пирамидальное взаимодействие:

$$\begin{aligned}
 & 2/3[2\bar{1}\bar{1}0]_t + 1/3[\bar{1}2\bar{1}3]_t \rightarrow [10\bar{1}1]_t, \\
 & 2/3[2\bar{1}\bar{1}0]_t + 1/3[\bar{2}113]_t \rightarrow 1/3[2\bar{1}\bar{1}3]_t, \\
 & 1/3[2\bar{1}\bar{1}0]_t + 1/3[\bar{2}113]_t \rightarrow [0001]_t, \\
 & 1/3[2\bar{1}\bar{1}0]_t + 1/3[\bar{1}2\bar{1}3]_t \rightarrow 1/3[11\bar{2}3]_t, \\
 & 2/3[\bar{1}2\bar{1}0]_t + 1/3[2\bar{1}\bar{1}3]_t \rightarrow [01\bar{1}1]_t, \\
 & 2/3[\bar{1}2\bar{1}0]_t + 1/3[\bar{1}\bar{2}13]_t \rightarrow 1/3[\bar{1}2\bar{1}3]_t, \\
 & 1/3[\bar{1}2\bar{1}0]_t + 1/3[\bar{1}\bar{2}13]_t \rightarrow [0001]_t, \\
 & 1/3[\bar{1}2\bar{1}0]_t + 1/3[2\bar{1}\bar{1}3]_t \rightarrow 1/3[11\bar{2}3]_t,
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& 2/3[11\bar{2}0]_t + 1/3[\bar{2}113]_t \rightarrow [01\bar{1}1]_t, \\
& 2/3[11\bar{2}0]_t + 1/3[1\bar{2}13]_t \rightarrow [10\bar{1}1]_t, \\
& 1/3[11\bar{2}0]_t + 1/3[\bar{2}113]_t \rightarrow 1/3[\bar{1}2\bar{1}3]_t, \\
& 1/3[11\bar{2}0]_t + 1/3[1\bar{2}13]_t \rightarrow 1/3[2\bar{1}\bar{1}3]_t;
\end{aligned}$$

б) пирамидально-пирамидальное взаимодействие:

$$\begin{aligned}
& 1/3[2\bar{1}\bar{1}3]_t + 1/3[11\bar{2}3]_t \rightarrow [10\bar{1}0]_t, \\
& 1/3[11\bar{2}\bar{3}]_t + 1/3[\bar{1}2\bar{1}3]_t \rightarrow [01\bar{1}0]_t, \\
& 1/3[11\bar{2}\bar{3}]_t + 1/3[1\bar{2}13]_t \rightarrow 1/3[2\bar{1}\bar{1}0]_t, \\
& 1/3[11\bar{2}3]_t + 1/3[\bar{2}113]_t \rightarrow 1/3[\bar{1}2\bar{1}0]_t.
\end{aligned}$$

Протекание этих реакций возможно в силу выполнения правила Франка о понижении энергии и соответствия требованиям [156], необходимым для образования зон рекомбинации. В приведенном исследовании рассматривались взаимодействия краевых дислокаций

Объединение полученных реакций в группы дало возможность записать следующие взаимодействия:

$$2/3[2\bar{1}\bar{1}0]_t + 1/3[\bar{1}2\bar{1}3]_t \rightarrow [10\bar{1}1]_t, \quad (4.4.1)$$

$$2/3[2\bar{1}\bar{1}0]_t + 1/3[\bar{2}113]_t \rightarrow 1/3[2\bar{1}\bar{1}3]_t, \quad (4.4.2)$$

$$1/3[2\bar{1}\bar{1}0]_t + 1/3[\bar{1}2\bar{1}3]_t \rightarrow 1/3[11\bar{2}\bar{3}]_t, \quad (4.4.3)$$

$$1/3[2\bar{1}\bar{1}3]_t + 1/3[11\bar{2}\bar{3}]_t \rightarrow [10\bar{1}0]_t, \quad (4.4.4)$$

$$1/3[11\bar{2}\bar{3}]_t + 1/3[1\bar{2}13]_t \rightarrow 1/3[2\bar{1}\bar{1}0]_t, \quad (4.4.5)$$

$$1/3[11\bar{2}3]_t + 1/3[11\bar{2}\bar{3}]_t \rightarrow 2/3[11\bar{2}0]_t, \quad (4.4.6)$$

$$1/3[2\bar{1}\bar{1}0]_t + 1/3[\bar{2}113]_t \rightarrow [0001]_t. \quad (4.4.7)$$

Базисно-пирамидальное взаимодействие (4.4.1) приводит к образованию дислокаций, не лежащих в плоскостях скольжения. Векторы Бюргерса таких дислокаций параллельны направлениям двойникового в материале двойника. Дислокации такого типа являются сидячими и способны создавать концентрацию напряжений, вызывая вторичное двойникование [148]. Кроме того, являясь стопорами для скользящих дислокаций, они могут служить причиной зарождения микротрещин (рис. 4.5, д) в двойниках от дислокационных скоплений, например, по механизму Стро.

Взаимодействие по реакции (4.4.2) приводит к образованию пирамидальных скользящих дислокаций, выход которых можно наблюдать на (0001)_l. Результатом базисно-пирамидального взаимодействия могут быть сидячие дислокации (4.4.3), линии которых и векторы Бюргерса расположены в разных плоскостях пирамиды второго рода.

Реакции взаимодействия пирамидальных дислокаций дают либо скользящие базисные (4.4.6), либо сидячие дислокации (4.4.4) и (4.4.5). Причем дислокации типа $[10\bar{1}0]_l$ могут распадаться на две дислокации $1/3[2\bar{1}10]_l$ и $1/3[\bar{1}\bar{1}20]_l$, которые тоже будут сидячими, так как их линии не лежат в плоскости базиса.

Наиболее существенной с точки зрения зарождения микротрещины является реакция (4.4.7), дающая дислокацию, две экстраплоскости которой расклинивают соседние атомные плоскости (0001)_l [157]. Образовавшаяся при этом микропора будет разрастаться при слиянии с ней скользящих дислокаций $1/3[2\bar{1}\bar{1}0]_l$ и $1/3[\bar{2}113]_l$.

Проведенный анализ дислокационных взаимодействий показывает, что рассмотренные реакции имеют место во всех трех типах пересечений за некоторым исключением (табл. 4.3). Из таблицы видно: большая часть образующихся дислокаций – сидячие. Это способствует локальной концентрации напряжений при пересечении двойников. Кроме того, появляются расклинивающие дислокации, способные положить начало образованию микротрещин. После объединения реакций в группы были определены те из них, которые наиболее вероятны в том или ином типе пересечения. Степень вероятности оценивалась значением фактора Шмида в плоскости скольжения взаимодействующих дислокации (табл. 4.2). Так, например, реакция (4.4.7) в остаточном двойнике более вероятна для III варианта пересечения.

4.3. Дислокационные реакции при различных типах пересечения двойников

Вариант пересечения	Базисно-пирамидальное взаимодействие				Пирамидально-пирамидальное взаимодействие			
	дислокация	дислокация	скользящая	дислокация	дислокация	дислокация	дислокация	скользящая
I	+	+	+	+	+	+	-	
II	+	+	+	+	+	+	+	
III	+	-	+	+	-	-	-	

Наблюдение за появлением трещин на плоскости $(\bar{1}210)$ в местах взаимодействия двойников показывает, что вскрытия по (0001)_l действительно имеют место только в третьем типе пересечения (рис. 4.3). Такие трещины имеют определенную кристаллографическую ориентировку и одинаковые ромбовидные выходы на противоположных сторонах кристалла, т.е. являются, по определению [15], каналами Розе второго рода.

Можно утверждать, что при взаимодействии двойника $(\bar{1}012)$ $[\bar{1}01\bar{1}]$ с $(10\bar{1}2)$ $[10\bar{1}\bar{1}]$ в последнем за образование каналов Розе второго рода ответственны реакции типа (4.4.7) – (рис. 4.6).

Рассмотрение дислокационных взаимодействий в матрице показывает, что подобные реакции с образованием дислокации $[0001]$ характерны для всех трех типов пересечений, т.е. возможно зарождение трещин по (0001) матрицы. Такие вскрытия описаны в литературе только для третьего варианта пересечения прослоек [105].

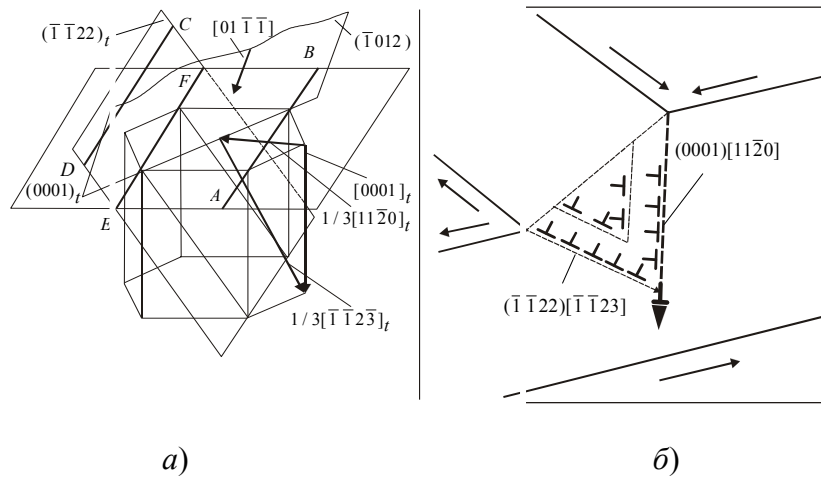


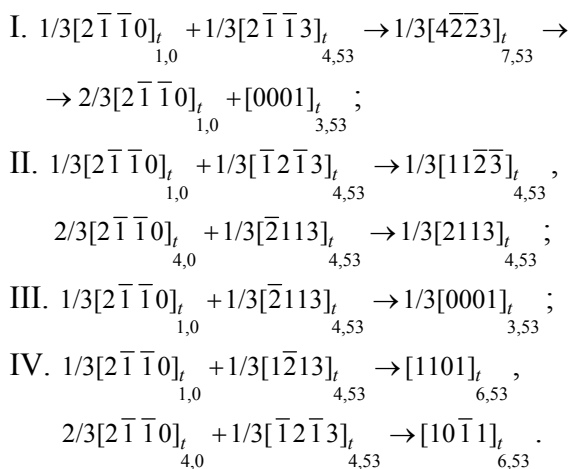
Рис. 4.6. Механизм образования канала Розе второго рода в цинке:

a – получение расклинивающей дислокации по реакции $AB(b_1) + CD(b_2) \rightarrow EF(b_3)$ взаимодействия базисных и пирамидальных дислокаций в материале остаточного двойника; $(\bar{T}012) [01\bar{T}\bar{T}]$ – плоскость и направление развития атакующего двойника; *b* – дислокационная модель вскрытия КР2 в цинке при пересечении двойников

4.5. АНАЛИЗ ДИСЛОКАЦИОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В МОНОКРИСТАЛЛАХ КАДМИЯ В РОЗЕТКАХ ПЕРЕСЕЧЕНИЯ ДВОЙНИКОВ

Для объяснения наблюдаемых в кадмии аномалий (см. п. 4.2) были рассмотрены [152] дислокационные взаимодействия, протекающие на участках сопряжения прослоек: базисно-пирамидальные, пирамидально – пирамидальные. Подобный анализ был выполнен для цинка [151], однако в кадмии при 77...190 К возможно скольжение по пирамиде первого рода, которое отсутствует в цинке и наблюдается в нем лишь при комнатной температуре [156, 158]. При записи дислокационных реакций также учтены положения, изложенные в п. 4.4.

Ниже приведены реакции базисно-пирамидального взаимодействия (для пирамиды первого рода), которые могут протекать в кристаллах кадмия. В силу их подобия рассмотрены только реакции для материала остаточного двойника в третьем варианте пересечения двойников, а именно – взаимодействие базисных дислокаций $1/3[2\bar{T}\bar{T}0]_t$ и $2/3[2\bar{T}\bar{T}0]_t$ с дислокациями типа $1/3[11\bar{2}3]_t$ пирамиды первого рода. По подобию получающихся дислокаций все взаимодействия также объединены в группы:

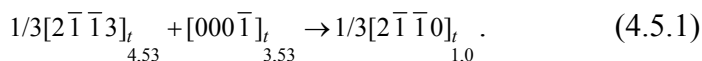


Числовые индексы в записи взаимодействия – это квадраты векторов Бюргера. Взаимодействие других базисных дислокаций с дислокациями пирамиды первого рода во всех вариантах пересечения двойников аналогично приведенным. Рассмотрим поведение результирующих дислокаций всех четырех групп.

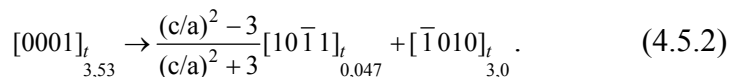
Базисно-пирамидальное взаимодействие I приводит к образованию сидячей дислокации $1/3[4\bar{2}23]_t$, которая может диссоциировать с общим понижением энергии и образованием скользящей $2/3[2\bar{1}\bar{1}0]_t$ и раскалывающей $[0001]_t$ дислокаций. Так как сидячие дислокации являются стопорами для скользящих, то такой распад облегчает релаксацию напряжений скольжением.

Взаимодействия группы II энергетически выгодны и дают скользящие дислокации, которые также способствуют релаксации напряжений в зоне конфликта двойников.

Наибольший интерес с точки зрения зарождения разрушения представляют результирующие дислокации III группы $[0001]_t$, а также аналогичные дислокации, являющиеся результатом диссоциации сидячих $1/3[4\bar{2}23]_t$. Дислокации $[0001]_t$ являются раскалывающими, способными положить начало образованию микротрещины [151]. В кадмии же за счет дополнительной плоскости скольжения по пирамиде первого рода такие дислокации, взаимодействуя с пирамидальными по энергетически выгодной реакции, предотвращают возникновение зародышей микротрещины, порождая при этом базисное скольжение [156]:



При исследовании розеток сопряжения двойников отмечено, что базисное скольжение интенсивно развивается в обеих прослойках. Кроме того, в кадмии возможно расщепление раскалывающей дислокации с образованием двойнивающей и нестабильной дислокации $[\bar{1}010]_t$, [158, 159], механизм которого приведен на рис. 4.7:



Дислокация $[\bar{1}010]_t$ диссоциирует на две скользящие базисные $1/3[\bar{2}110]_t$ и $1/3[\bar{1}\bar{1}20]_t$.

Протеканием реакции типа (4.5.2) объясняется также появление элементов раздвойнивания, наблюдаемых в эксперименте в материале остаточного двойника и дополнительного двойнивания в матрице (см. рис. 4.4).

Образующиеся по реакции (4.5.2) двойнивающие дислокации имеют вектор Бюргерса, ориентированный противоположно направлению двойнивания остаточного двойника $(10\bar{1}2)$ $[10\bar{1}\bar{1}]$, что приводит к раздвойниванию материала остаточной прослойки.

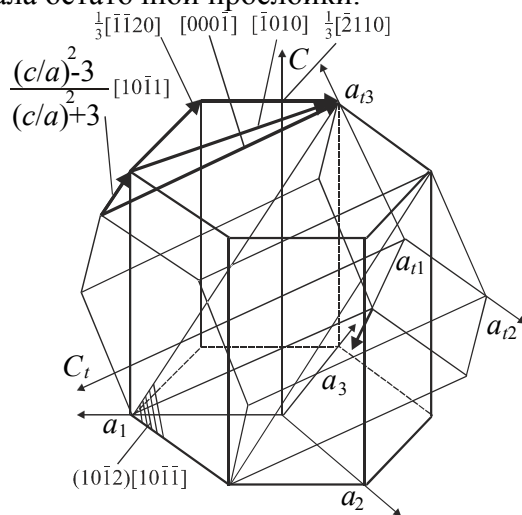


Рис. 4.7. Схема расщепления дислокаций по реакции (4.5.2) с образованием двойнивающей дислокации и нестабильной, диссоциирующей на две базисные. (a_1, a_2, a_3, c) – система координат матрицы; $(a_{t1}, a_{t2}, a_{t3}, c_t)$ система координат остаточного двойника

Дислокационные взаимодействия группы IV дают сидячие дислокации с векторами Бюргерса, лежащими в плоскостях двойнивания. Вызывая касательные напряжения в плоскостях двойнивания, они способствуют зарождению и развитию двойников, возникающих, например, по реакции (4.5.2). Энергетическая невыгодность некоторых реакций (см. первую реакцию IV группы) компенсируется развитием двойников, которое приводит к уменьшению общей энергии кристалла [156].

Анализ пирамидально-пирамидального взаимодействия между дислокациями пирамид первого и второго рода показал, что этот вид реакций практически не наблюдается в кристаллах кадмия. Причиной является или существенное повышение энергии в результате такого взаимодействия или невозможность образования зоны рекомбинации взаимодействующими дислокациями. Невыполнение одного из таких условий делает невозможным протекание реакций, несмотря на то, что значения фактора Шмида в рассматриваемых плоскостях могут быть достаточно велики.

В участках пересечения двойников имеют место дислокационные реакции с участием двойникующих дислокаций [159]:

$$1/3[1\bar{2}1\bar{3}]_{4,53} + \frac{(c/a)^2 - 3}{(c/a)^2 + 3} [\bar{1}011]_{0,047} \rightarrow 2/3[\bar{1}\bar{1}20]_{4,0}^* \quad (4.5.3)$$

$$1/3[1\bar{2}13]_{4,53} + \frac{(c/a)^2 - 3}{(c/a)^2 + 3} [10\bar{1}\bar{1}]_{0,047} \rightarrow 2/3[\bar{1}\bar{1}20]_{4,0} \quad (4.5.4)$$

(индекс t^* означает материал атакующего двойника).

В результате приведенных взаимодействий происходит поглощение двойникующей дислокации, чем, по-видимому, можно объяснить исчезновение двойниковых границ в розетках сопряжения двойников. Разориентировка кристаллических решеток пересекающихся двойников составляет $\sim 8^\circ$ (рис. 4.8), поэтому возникшие после исчезновения границ двойников базисные дислокации легко распространяются в материале обеих прослоек.

Таким образом, анализ дислокационных взаимодействий позволяет объяснить аномальные явления, сопровождающие пересечение двойников в кадмии при 77 К. Существование скольжения по пирамиде первого рода при этих температурах способствует устранению сидячих, раскалывающих и двойникующих дислокаций. При повышенных температурах преобладающим является скольжение по пирамиде второго рода [156], в связи с чем существенно изменяется и характер взаимодействия двойниковых прослоек.

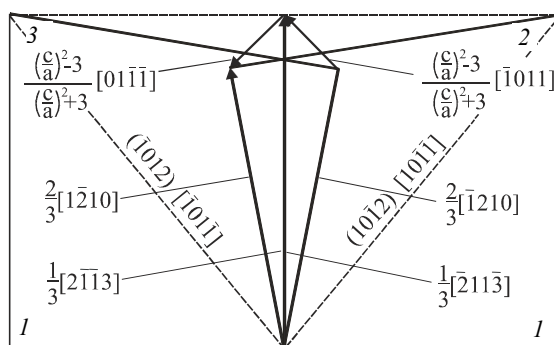


РИС. 4.8. СХЕМА ДИСЛОКАЦИОННЫХ РЕАКЦИЙ (4.5.3) И (4.5.4), ВЫЗЫВАЮЩИХ ИСЧЕЗНОВЕНИЕ ГРАНИЦ ДВОЙНИКА:

1 – материал матрицы; 2 – материал остаточного двойника $(10\bar{1}2) [10\bar{1}\bar{1}]$;

3 – материал атакующего двойника $(\bar{1}012) [\bar{1}01\bar{1}]$

4.6. КИНЕТИКА ДВОЙНИКОВАНИЯ И ОБРАЗОВАНИЯ КР2 В ЦИНКЕ

Кинетические характеристики деформации двойникованием представляют интерес как с точки зрения релаксации напряжений, так и их концентрации на фронте деформационной зоны. Кинетика двойникования будет определяться, по-видимому, динамическими свойствами двойникующих дислокаций, выявление которых затруднительно для одиночного дефекта [108]. В силу этого обстоятельства обычно исследуют динамическое поведение дислокационного ансамбля, моделирующего двойник [24, 160], а в эксперименте регистрируют скорости продольного роста двойниковых прослоек [69]. Подобные эксперименты были проведены на монокристаллах цинка [35], в которых определяли кинетику двойникования при температурах 297 и 77 К. Здесь же были рассмотрены закономерности образования КР2.

В опытах использовалась микрокиноустановка [35], содержащая скоростной фоторегистратор СФР-1М, усовершенствованный осветитель ОИ-21 с импульсной лампой-вспышкой ИСШ-100 – 3 м. Скорость съемки составляла 250000 кадр/с при десятикратном увеличении на пленке. Образцы помещали в приспособление, позволяющее регистрировать процессы деформации кристаллов в жидком азоте и при охлаждении их до 77 К без погружения в азот. Деформирование образцов осуществлялось сосредоточенной нагрузкой (ножом) при помощи электрогидравлического удара. Моменты гидроудара, вспышки лампы и открытия затвора фоторегистратора синхронизировались.

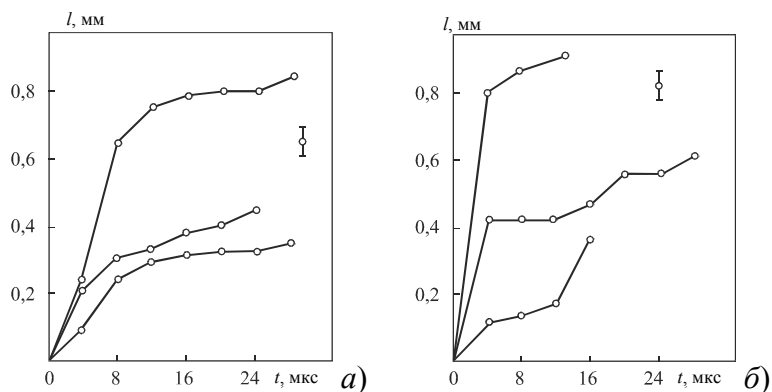


Рис. 4.9. Зависимости длины двойников во времени для трех произвольно выбранных прослоек при:
а – 77 К; б – 300 К

Развитие и взаимодействие двойников с образованием КР2 наблюдалось на плоскости $(\bar{1}\bar{2}10)$, которая выводилась шлифовкой на боковую поверхность образца, после чего ее полировали в растворе Гилмана [161]. Время между кадрами кинограмм составляло $4 \cdot 10^{-6}$ с.

Кинетику эволюции КР2, а также скорости роста и расширения двойниковых прослоек определяли по изменению размеров дефектов на кинограммах. Анализ кинограмм показал, что характерной особенностью является неравномерность в распространении двойников. При этом наблюдаются кратковременные остановки. Максимальные скорости роста прослоек при температурах 77 К и комнатной достигали

100 м/с (см. рис. 4.9), расширения – на порядок меньше.

На рис. 4.10 приведена кинограмма образования КР2 в монокристалле цинка. Видно, что динамический двойник $(\bar{1}0\bar{1}2)$ стопорится ранее возникшей прослойкой $(10\bar{1}2)$ и вызывает в ней вскрытие по плоскости (0001) . Во всех экспериментальных случаях образование КР2 наблюдалось лишь при взаимодействии вершины динамического двойника с границей статической прослойки. Встречи двух вершин двойников не замечено даже при лавинном образовании прослоек и КР2. Увеличение размеров вскрытия и его формирование происходило при расширении атакующего двойника и статической прослойки. Скорость роста КР2 в направлении $[\bar{1}010]$ составляла ~ 10 м/с и зависела от темпа развития прослоек.

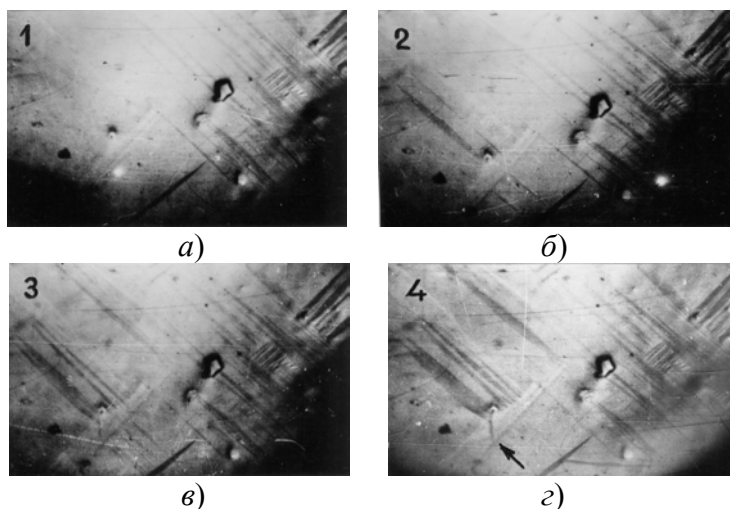


Рис. 4.10. Кинограмма роста двойников и образования КР2 в цинке
(отмечен стрелкой): *a* – 0; *б* – 4; *в* – 8; *г* – 12 мкс

При этом микротрещина-КР2, достигнув противоположной границы статической прослойки, вызывает сдвиг материала в матрице по $(\bar{1}012)$. Иногда микротрещина не доходила до противоположной границы статической прослойки. Следует отметить, что важным фактором является температура. Так, например, при комнатных температурах КР2 не обнаружено.

4.7. ТЕПЛОВЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ДВОЙНИКОВАНИИ И ОБРАЗОВАНИИ КР2 В ЦИНКЕ

Известно [162], что микрообласти кристалла, подверженные деформации, могут разогреваться. Это подтверждено экспериментально [163] и теоретически [164].

При деформации образцов цинка в жидком азоте на растущих двойниковых прослойках и вскрывающихся КР2 наблюдалось образование пузырей газообразного азота (рис. 4.11) [35]. Оценка повышения температуры в двойнике и в области КР2 проведена в адиабатическом приближении.

Это справедливо в силу высокой скорости распространения двойников и вскрытия КР2. Температура жидкого азота $T_0 = 77$ К, дебаевская температура для цинка $\Theta_D = 240$ К, для отношения $T_0/\Theta_D = 0,32$ теплоемкость по Дебаю [165]

$$C = 3R[1 - (T_0/\Theta_D)^2/20], \quad (4.1)$$

где R – универсальная газовая постоянная.

Тогда

$$A = Q = c_p \Delta T = \rho \int_{T_0}^T 3R[1 - (\Theta_D/T)^2/20]dT. \quad (4.2)$$

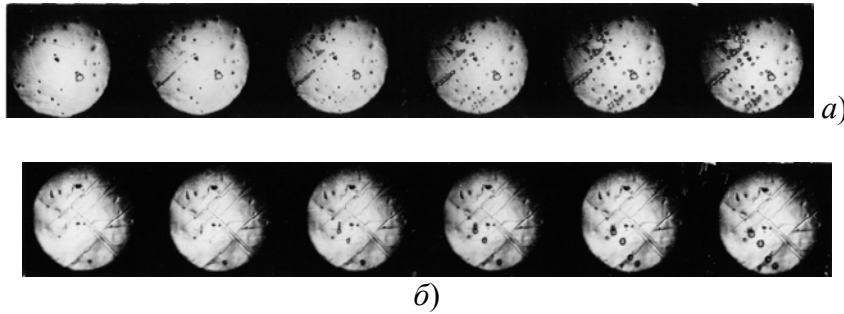


РИС. 4.11. ФРАГМЕНТЫ КИНОГРАММ ОБРАЗОВАНИЯ ПУЗЫРЕЙ АЗОТА НА РАСТУЩИХ ДВОЙНИКАХ (А) И ВСКРЫВАЮЩИХСЯ КАНАЛОВ РОЗЕ (Б)

(ПУЗЫРИ НА КАНАЛАХ ОТМЕЧЕНЫ СТРЕЛКАМИ). ВРЕМЯ МЕЖДУ КАДРАМИ 4 МКС

Здесь A – работа пластической деформации на единицу объема; Q – эквивалентная объемная плотность тепловой энергии; $\rho = 6,9$ г·см⁻³ – плотность цинка; T_0 – начальная температура образца; T – искомая температура в двойнике. Интегрированием выражения (4.2) и выполнением ряда преобразований получено выражение

$$T^2 - (A/3\rho R + T_0 + \Theta_D^2/20T_0)T + \Theta_D^2/20 = 0. \quad (4.3)$$

В уравнении (4.3), кроме искомой функции T , неизвестна A . Для одного двойника

$$A = \tau \gamma, \quad (4.4)$$

где τ – касательное напряжение в плоскости двойникования (среднее значение $\tau = 1000$ г·мм⁻²); γ – деформация в двойнике.

Согласно [166]

$$\gamma = ts / l, \quad (4.5)$$

где для конкретного двойника $t = 0,03$ мм – ширина двойника; $l = 0,5$ мм – длина двойника; $s = 0,196$ – двойниковый сдвиг в цинке. Определив A по (4.5) и (4.4), подставляем это значение в (4.3). После вычислений найдено $T = 77, 218$ К, т.е. нагрев материала в двойнике при его образовании составляет ~0,2 К.

В соответствие с [163] перегрев поверхности кристалла ΔT в месте образования КР2 можно оценить из формулы

$$R' = 2,12(\lambda \Delta T / r \rho')^{2/3}, \quad (4.6)$$

где $R' = 2,5 \cdot 10^{-5}$ м – отрывной радиус пузырька (измерен по кинограммам); $\lambda = 7,65 \cdot 10^{-3}$ Вт·м⁻¹ К⁻¹ – коэффициент теплопроводности газообразного азота; $r = 20 \cdot 10^{-4}$ Дж·кг⁻¹ – скрытая теплота парообразования жидкого азота; $\rho' = 4,9$ кг·м⁻³ – плотность газообразного азота. После вычислений по (4.6) получено $\Delta T = 5$ К.

Приведенные оценки температуры показывают, что разогрев материала двойника при деформировании в жидком азоте незначителен и не может привести к увеличению пластичности цинка, в частности, за счет пирамидального скольжения [167]. Иначе говоря, не должен изменяться механизм низкотемпературной релаксации напряженного состояния, осуществляемый вскрытием КР2. Кроме того, не должно наблюдаться повышенной релаксации напряжений скольжением и соответственно увеличения неравномерности распространения двойников. Таким образом, метод пузырьков [163] применим для исследования процессов микропластичности и в области азотных температур. Его можно использовать для изучения динамики двойникования и зарождения микротрещин.

4.8. ДИСЛОКАЦИОННЫЙ МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ КР2 В ЦИНКЕ

4.8.1. Экспериментальное исследование

МЕХАНИЗМ ЗАРОЖДЕНИЯ КАНАЛОВ РОЗЕ ВТОРОГО РОДА В ЦИНКЕ ОСНОВАН НА АНАЛИЗЕ ДИСЛОКАЦИОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ, ИНИЦИИРОВАННЫХ ПЕРЕСЕЧЕНИЕМ ДВОЙНИКОВ [151]. ПОКАЗАНО, ЧТО В РЕЗУЛЬТАТЕ БАЗИСНО-ПИРАМИДАЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В МАТЕРИАЛЕ ДВОЙНИКА ВОЗМОЖНО ОБРАЗОВАНИЕ РАСКЛИНИВАЮЩИХ ДИСЛОКАЦИЙ ТИПА $[0001]$, СПОСОБНЫХ ВЫСТУПИТЬ В РОЛИ ЗАРОДЫША МИКРОТРЕЩИНЫ. ПОДРАСТАНИЕ ТАКОГО ЗАРОДЫША ПРОИСХОДИТ КАК ЗА СЧЕТ "СЛИЯНИЯ" СКОЛЬЗЯЩИХ ДИСЛОКАЦИЙ (БАЗИСНЫХ И ПИРАМИДАЛЬНЫХ) В ПОРУ, ТАК И В РЕЗУЛЬТАТЕ РАСКРЫТИЯ ОТ НАПРЯЖЕНИЙ, ОБУСЛОВЛЕННЫХ СКОПЛЕНИЕМ ДИСЛОКАЦИЙ И ПЕРЕСЕЧЕНИЕМ ДВОЙНИКОВ. ДЛЯ ПОЛНОГО ПОНИМАНИЯ ПРЕДЛОЖЕННОГО МЕХАНИЗМА НЕОБХОДИМО ИЗУЧЕНИЕ УСЛОВИЙ ЗАРОЖДЕНИЯ СКОЛА, ЕГО МОРФОЛОГИЧЕСКИХ ОСОБЕННОСТЕЙ.

С этой целью проведены фрактографические исследования участков зарождения каналов Розе второго рода и выполнен анализ возможных вариантов дислокационного базисно-пирамидального взаимодействия, вызывающего появление зародыша микротрещины в цинке [168].

Фрактографическим исследованиям подвергали образцы, полученные и деформированные по методике, описанной в [151]. Наблюдения вели в сканирующем микроскопе на плоскости $(\bar{1}\bar{2}10)$ после химической полировки и деформирования при 77 К. Исследовали участки зарождения КР2, локализованные в местах пересечения двойников $(\bar{1}012)$ $[\bar{1}01\bar{1}]$ и $(10\bar{1}2)$ $[10\bar{1}\bar{1}]$.

Было высказано предположение, что на участке зарождения КР2 образуется несколько микротрещин, которые, объединяясь, создают канал. В другом варианте, лишь одна из возникших микротрещин в конечном итоге может развиться в канал. Появление нескольких микротрещин вполне объяснимо множественностью скольжения наблюдаемого по плоскостям базиса и пирамиды второго рода [168]. Данное предположение подтвердилось экспериментально. На рис. 4.12, в схематично представлен участок зарождения КР2. В результате множественного скольжения по плоскостям $(0001)_i$ и $(\bar{1}\bar{1}22)_i$ возникает несколько микротрещин, объединение которых и дает начало сколу, формирующему КР2 (рис. 4.12, а).

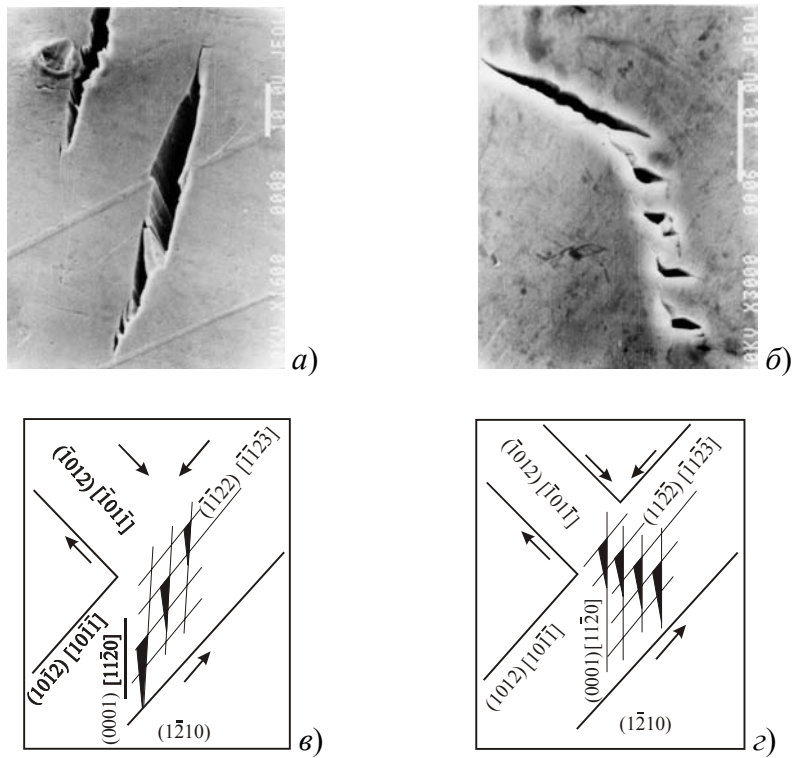


РИС. 4.12. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДВОЙНИКОВ РАЗЛИЧНЫХ СИСТЕМ С МНОЖЕСТВЕННЫМ ОБРАЗОВАНИЕМ МИКРОТРЕЩИН ПО ПЛОСКОСТИ (0001):

a – система микротрещин, объединение которых дает начало КР2;

б – схема микротрещин, каждая из которых может развиваться в КР2;

в – схема образования микротрещины по варианту *a*;

г – схема образования микротрещины по варианту *б*

Фрактографически обнаружено, что в области КР2 внутренние поверхности скола, как правило, более рельефны, что является результатом выхода активных плоскостей скольжения на свободную поверхность и образования при этом ступеней. Поверхности скола, развивающегося в плоскости спайности, в районе вершины более гладкие, без видимых ступеней. Отсутствие идентичности в картинах рельефа противоположных поверхностей трещины в участках зарождения свидетельствует в пользу дислокационного механизма подрастания микропор.

На рис. 4.12, *г* приведены схематично микротрещины, расположенные в материале статического двойника в зоне воздействия на него динамическим двойником. Обычно одна или реже две из этих трещин развиваются в КР2. Объединения микротрещин в данной ситуации практически не наблюдали (рис. 4.13, *б*).

Таким образом, фрактографические исследования дают косвенное подтверждение достоверности предложенного механизма образования КР2 в цинке.

4.8.2. Анализ дислокационного взаимодействия

Рассмотрим базисно-пирамидальное взаимодействие, приводящее к образованию зародыша микротрещины. Анализ проведем с учетом знака дислокации. Последний будем определять, исходя из ориентации единичного вектора ξ [129]. С учетом знака вектора Бюргерса пирамидальных и базисных дислокаций возможны взаимодействия, схематично представленные на рис. 4.13. Базисные дислокации расположены в плоскости (XOZ), пирамидальные – в плоскости ($-X'OZ$). Результирующая дислокация помещена в центре координат. Вектор ξ ориентирован вдоль отрицательного направления оси Z .

Как видно из рис. 4.13, возможно образование двух типов результирующей дислокации при базисно-пирамидальном взаимодействии.

Результирующие дислокации с вектором b_p , представленные на рис. 4.13. *a*, *б*, могут быть получены дислокационными реакциями вида

$$1/3[2\bar{1}\bar{1}0]_{1,00}^{(0001)} + 1/3[2\bar{1}\bar{1}3]_{4,46}^{(2\bar{1}12)} \rightarrow 1/3[4\bar{2}\bar{2}3]_{7,46}^{(2\bar{1}14)}. \quad (4.8.1)$$

Это взаимодействие энергетически не выгодно, но оно удовлетворяет условию образования зон рекомбинации [156], в связи с чем при силовом поджатии такой процесс вполне осуществим. Дислокация $1/3[4\bar{2}\bar{2}3]$ является сидячей.

Результирующие дислокации второго типа, приведенные на рис. 4.13, в, г, образуются по энергетически выгодной реакции вида

$$1/3[2\bar{1}\bar{1}0]_{1,00}^{(0001)} + 1/3[2\bar{1}13]_{4,46}^{(2\bar{1}\bar{1}2)} \rightarrow [0001]_{3,46}^{(2\bar{1}\bar{1}0)}. \quad (4.8.2)$$

Дислокация $[0001]$ является расклинивающей. В записях реакций (4.8.1) и (4.8.2) приведены плоскости залегания дислокаций (верхние индексы) в соответствии с записями реакций в [159].

Сидячая дислокация $1/3[4\bar{2}\bar{2}3]$ может принимать два положения относительно пересекающегося скопления (рис. 4.13, а, б). Такие положения дислокаций дают две возможности для развития зародыша в микротрещину. Прежде всего $1/3[4\bar{2}\bar{2}3]$ имеет составляющие в направлении осей X и Y . Составляющая b_y является

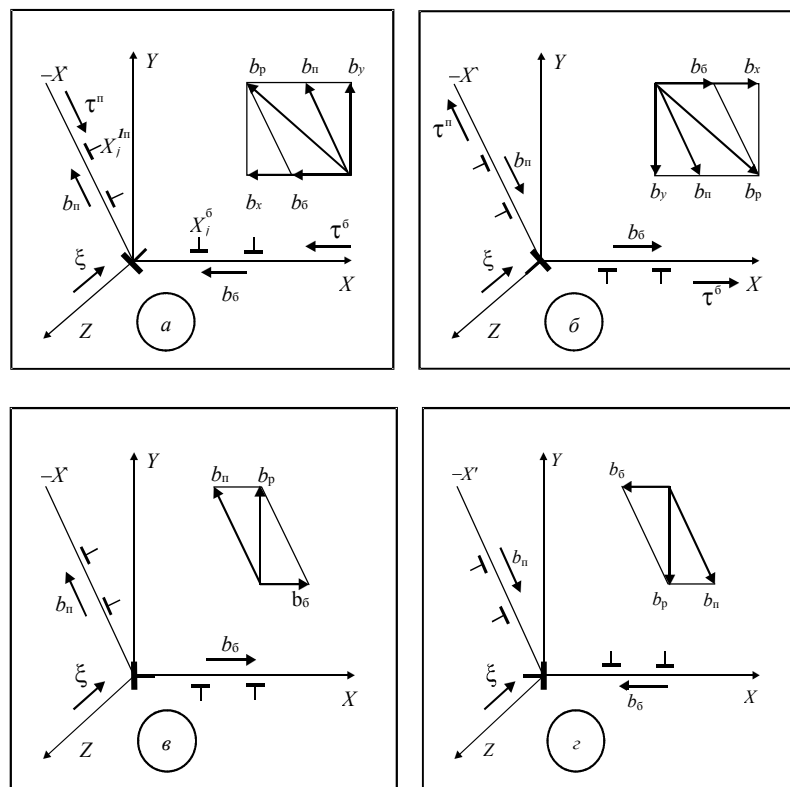


Рис. 4.13. Возможные варианты базисно-пирамидального взаимодействия дислокаций с образованием сидячих дислокаций типа $[0001]$ и $1/3[4\bar{2}\bar{2}3]$:

$b_б, b_n, b_p$ – векторы Бюргера соответственно базисной, пирамидальной и результирующей дислокации; b_x, b_y – составляющие вектора Бюргера результирующей дислокации

как по абсолютному значению она равна вектору Бюргера расклинивающей дислокации $[0001]$, т.е. по существу является зародышем микротрещины. Составляющая b_x дает касательные напряжения в плоскости (XOZ) и тем самым играет роль стопора для скользящих базисных дислокаций. Последнее обстоятельство имеет немаловажное значение при обсуждении механизма зарождения скола по (0001) .

Зародыш микротрещины в варианте рис. 4.13, а может подрастать за счет силового слияния дислокаций, залегающих в пирамидальной и базисной плоскостях. При этом необходимо преодолеть не только сопротивление решетки, но и барьерное действие стопора b_x . Критерием образования микротрещины (за счет слияния дислокаций в голове пересечения), очевидно, будет некоторое критическое расстояние d , которое в различных подходах к оценке условий зарождения трещины может принимать значения от $d = b$, до $d = (7 - 10)b$ [128]. Следует отметить, что величины критических d различны для пирамидального и базисного скоплений.

Возникшая в этом случае микротрещина будет развиваться в плоскости (0001) в направлении $(-X)$, т.е. от скопления дислокаций. Очаг зарождения разрушения, в частности, может оказаться началом формирования КР2, что наблюдали экспериментально [150].

В варианте рис. 4.13, б раскалывающая компонента b_y сидячей дислокации $1/3[4\bar{2}23]$ даст вскрытие трещины в направлении X по (0001). Вариант представляет особый интерес. Известно [169], что в ГПУ-решетке цинка наблюдается механизм образования трещины Гилмана-Рожанского: вскрытие искривленной полосы скольжения при скоплении в ней краевых дислокаций. Однако недостатком этого механизма является отсутствие зародыша разрушения. В приведенном варианте рис. 4.13, б есть все составляющие механизма Гилмана-Рожанского: совпадение плоскостей скольжения и спайности, скопление дислокаций перед препятствием и, как следствие, изгиб плоскости скольжения и возникновение в ней нормальных разрывающих напряжений. Появление же раскалывающего зародыша в плоском скоплении дислокаций облегчает отрыв скользящих поверхностей. Таким образом, компонента b_y дислокации $1/3[4\bar{2}23]$ – зародыш микротрещины – может быть инициатором срабатывания механизма Гилмана-Рожанского.

Проанализируем дислокационное взаимодействие (4.8.2). При достижении базисными и пирамидальными дислокациями некоторого критического расстояния, соответственно d_1 и d_2 , дислокации самопроизвольно объединяются с образованием раскалывающей дислокации $[0001]$. Особенность ее в том, что она не может быть стопором для базисных дислокаций. Последние легко достигают участка пересечения, взаимодействуют с пирамидальными дислокациями и увеличивают мощность вектора Бюргера результирующей дислокации $[0001]$. Аналогично сидячей дислокации $1/3[4\bar{2}23]$ раскалывающая дислокация вызывает появление зародыша микротрещины и легко зарождает скол в плоскости (0001) в направлении $(-X)$ (рис. 4.13, в) или (X) (рис. 4.13, г) в зависимости от занимаемого положения относительно пересекающихся скоплений.

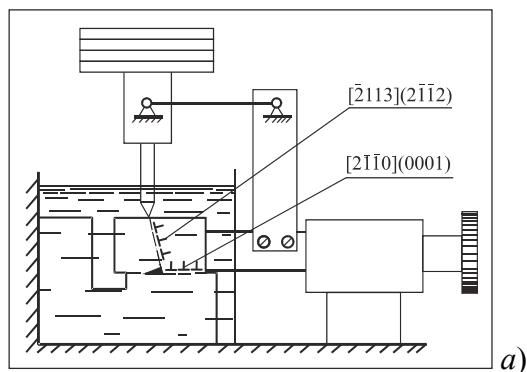
Очевидно образование именно таких дислокаций по реакции (4.8.2) может объяснить легкость зарождения скола в кристаллах цинка при сложном деформировании и низких температурах. Действительно, зарождение скола по (0001) наблюдается не только при пересечении двойников, но также при сбросообразовании, при высоких степенях обжатия, когда реальны взаимодействия (4.8.1) и (4.8.2).

Образование КР2 и микросколов по (0001) наблюдается, как правило, при пониженных температурах (~ 77 К), когда цинк имеет достаточную хрупкость, способствующую зарождению скола и его развитию. При комнатных температурах в общую деформацию образца включаются дополнительные системы скольжения, в частности, по пирамиде первого рода $[170]$. С учетом роста энтропии это может привести к диссоциации дислокации $[0001]$ и $1/3[4\bar{2}23]$ и, как следствие, к неоявлению КР2 и микросколов в участках пересечения двойников и в областях сбросов, в зонах с высокой степенью деформирования.

В подтверждение изложенного был поставлен эксперимент по взаимодействию базисных и пирамидальных дислокаций при 77 К. Для этого образцы монокристаллического цинка с размерами $5 \times 10 \times 3$ мм деформировали по двум направлениям одновременно (сдвигом по плоскости спайности (0001)) и вдавливанием ножа в направлении скольжения по пирамиде второго рода (рис. 4.14, а). При этом на полированной поверхности образца наблюдали образование микротрещин (рис. 4.14, б).

Двойникование при таком способе нагружения отсутствовало.

В случае деформирования образцов по одной из указанных систем зарождения трещин не наблюдали.



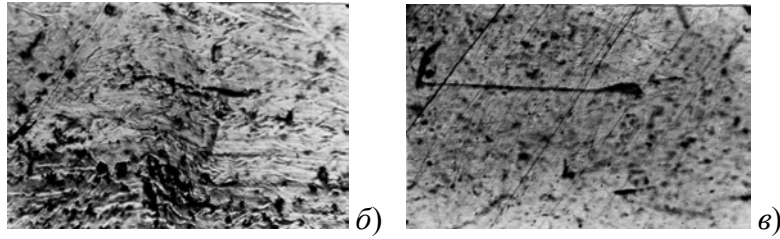


Рис. 4.14. *a* – схема деформирования монокристаллов цинка по двум направлениям: по плоскостям базиса и пирамиды второго рода;
б – микротрещины, образованные при базисно пирамидальном взаимодействии по схеме *a*, — 50 мкм

4.9. АНАЛИТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА БАЗИСНО-ПИРАМИДАЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДИСЛОКАЦИЙ

МЕХАНИЗМ ЗАРОЖДЕНИЯ МИКРОТРЕЩИН ПРИ ЗАРОЖДЕНИИ ДИСЛОКАЦИЙ В ПЕРЕСЕКАЮЩИХСЯ СИСТЕМАХ СКОЛЬЖЕНИЯ БЫЛ ПРЕДЛОЖЕН КОТТРЕЛЛОМ [171] И К НАСТОЯЩЕМУ ВРЕМЕНИ ДОСТАТОЧНО ПОДРОБНО ПРОАНАЛИЗИРОВАН [172 – 174]. ОБРАЗОВАНИЕ ТАКИХ МИКРОТРЕЩИН НАБЛЮДАЛИ ПРИ ПЕРЕСЕЧЕНИИ ПОЛОС СКОЛЬЖЕНИЯ [175]. ВЫШЕ ПОКАЗАНО, ЧТО В РЕЗУЛЬТАТЕ БАЗИСНО-ПИРАМИДАЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ЦИНКЕ ПОЯВЛЯЮТСЯ РАСКАЛЫВАЮЩИЕ $[0001]$ И СИДЯЧИЕ $1/3[4223]$ ДИСЛОКАЦИИ.

РЕЗУЛЬТИРУЮЩИЕ ДИСЛОКАЦИИ-СТОПОРЫ $1/3[4223]$ ЯВЛЯЮТСЯ ДОСТАТОЧНО ПРОЧНЫМИ БАРЬЕРАМИ, ТОРМОЗЯЩИМИ СКОПЛЕНИЯ ДИСЛОКАЦИЙ В ПЛОСКОСТЯХ СКОЛЬЖЕНИЯ. В ОТЛИЧИЕ ОТ УКАЗАННЫХ РАБОТ [171 – 175], ДИСЛОКАЦИИ ЗДЕСЬ ИМЕЮТ РАЗЛИЧНЫЕ ВЕКТОРЫ БЮРГЕРСА, ЗАЛЕГАЮТ В НЕИДЕНТИЧНЫХ СИСТЕМАХ СДВИГА В МАТЕРИАЛЕ С РЕЗКО ВЫРАЖЕННОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ СВОЙСТВ.

ПРОВЕДЕМ АНАЛИТИЧЕСКУЮ ОЦЕНКУ УСЛОВИЙ ЗАРОЖДЕНИЯ МИКРОТРЕЩИН ПРИ БАЗИСНО-ПИРАМИДАЛЬНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ДИСЛОКАЦИЙ В МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ ЦИНКЕ.

Для решения поставленной задачи необходимо написать уравнения для определения равновесного положения дислокаций в скоплениях базисных и пирамидальных дислокаций, которые поджимаются к сидячей дислокации-стопору внешними равными по величине касательными напряжениями $\tau^{\text{б}}$ и $\tau^{\text{п}}$ соответственно. Каждое дислокационное скопление состоит из n одноименных дислокаций расположенных в точках с координатами $(x_j^{\text{б}}; x_j^{\text{п}})$ (рис. 4.13, *a*).

Для описания взаимодействия дислокаций в скоплениях использовали известные выражения [129] для напряжения от краевой дислокации в анизотропной среде с вектором Бюргерса $\vec{b} = (b_x, b_y, 0)$ и линией дислокации, параллельной оси Z . При ориентации вектора ξ вдоль отрицательного направления оси Z напряжения определяются следующим образом:

$$\sigma_{xx} = (b_x, b_y, x, y) = A \left[\frac{b_x}{k} (Bx^2y + DLy^3) + b_y (Dxy^2 - x^3) \right]; \quad (4.7)$$

$$\sigma_{yy} = (b_x, b_y, x, y) = A \left[b_x (-x^2y + Dy^3) - \frac{b_y}{L} (Bxy^2 + kx^3) \right]; \quad (4.8)$$

$$\sigma_{xy} = (b_x, b_y, x, y) = A \left[b_x (-x^3 + Dxy^2) + b_y (-x^2y + Dy^3) \right], \quad (4.9)$$

где

$$A = \frac{Mc'_{66}}{2\pi r^4}, \quad B = (\bar{c}'_{11} - c'_{12})(\bar{c}'_{11} + c'_{12} + 2c'_{66}) - \bar{c}'_{11}c'_{66};$$

$$D = \frac{\bar{c}'_{11}}{c'_{22}}, \quad k = c'_{22}c'_{66}, \quad L = \bar{c}'_{11}c'_{66};$$

$$M = (\bar{c}'_{11} + c_{12}) \left[\frac{\bar{c}'_{11} - c'_{12}}{c'_{22}c'_{66}(\bar{c}'_{11} + c'_{12} + 2c'_{66})} \right]^{1/2};$$

$$\rho^4 = (x^2 + \frac{\bar{c}'_{11}}{c'_{22}}y^2)^2 + \frac{(\bar{c}'_{11} + c'_{12})(\bar{c}'_{11} - c'_{12} - 2c'_{66})}{c'_{22}c'_{66}}x^2y^2,$$

$$\bar{c}'_{11} = (c'_{11}c'_{22})^{1/2},$$

где c_{ij} – модули упругости.

Для выбранной системы координат (рис. 4.13) значения модулей упругости

$$\{c'_{ij}\} = \begin{bmatrix} c'_{11} & c'_{12} & c'_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c'_{12} & c'_{22} & c'_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c'_{13} & c'_{12} & c'_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c'_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c'_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c'_{44} \end{bmatrix}, \quad 2c'_{55} = c'_{11} - c'_{13}$$

находили через матрицу обычных упругих констант, заданных относительно системы координат с осью Z перпендикулярной к базисной плоскости [129],

$$\{c_{ij}\} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{13} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{66} \end{bmatrix}, \quad 2c_{66} = c_{11} - c_{12}.$$

Тогда

$$c'_{11} = c_{11}; c'_{44} = c_{44}; c'_{22} = c_{33}; c'_{12} = c_{13}; c'_{13} = c_{12}; c'_{55} = c_{66}; c_{66} = c'_{44}.$$

Так как рассматривали несимметричные скопления дислокаций $x_j^b \neq x_j^n$, то уравнения для определения равновесных положений дислокаций записывали отдельно для базисной и пирамидальной плоскостей.

Используя выражение (4.5) для определения касательных напряжений, получим уравнения равновесия дислокаций в плоскости базиса (0001)

$$\sigma_{xy}(b_x^c, 0, x, 0) + \sum_{j=2, j \neq i}^{n^b} \sigma_{xy}(b_x^b, 0, x_i^b - x_j^b, 0) + h \sum_{j=2}^{n^n} \sigma_{xy}(b_x^n, b_y^n, x_i^b - x_j^n \cos \theta, -x_j^n) - \tau^b = 0, \quad i = 2, 3, \dots, n, \quad (4.10)$$

где первое слагаемое уравнения – напряжение, создаваемое в базисной плоскости результирующей дислокацией; второе – базисными дислокациями; третье – пирамидальными дислокациями; θ – угол между плоскостями скольжения. Верхние индексы б, п, с означают принадлежность величины к базисной, пирамидальной и сидячей дислокациям.

При составлении уравнений равновесия дислокаций в пирамидальной плоскости необходимо определение действующих в ней сдвиговых напряжений. Для этого воспользуемся выражением преобразования компонент тензора напряжений при повороте осей координат [136]

$$\sigma'_{xy} = (\sigma_{yy} - \sigma_{xx})H + T\sigma_{xy},$$

где $H = \sin\varphi \cdot \cos\varphi$; $T = \cos^2\varphi \cdot \sin^2\varphi$; $\varphi = -\theta$ – угол поворота.

Тогда уравнения примут вид

$$(\sigma_{yy}^{\Sigma} - \sigma_{xx}^{\Sigma})H + T\sigma_{xy}^{\Sigma} + \tau^n = 0, \quad i = 2, 3, \dots, n, \quad (4.11)$$

где $\sigma_{\alpha,\beta}^{\Sigma}$ – суммарное напряжение, создаваемое дислокацией стопором и дислокациями пирамидального и базисного скоплений в области расположения i -ой пирамидальной дислокации

$$\sigma_{\alpha,\beta}^{\Sigma} = \sigma_{\alpha,\beta}(b_x^c, b_y^c, -x_i^n \cos \theta, x_i^n \sin \theta) + \sum_{j=2, j \neq i}^{n^n} \sigma_{\alpha,\beta}(b_x^n, b_y^n, (x_i^n - x_j^n) \cos \theta, (x_i^n - x_j^n) \sin \theta) + \sum_{j=2}^{n^b} \sigma_{\alpha,\beta}(b_x^b, 0, -x_i^n \cos \theta - x_j^b, x_i^n \sin \theta), \quad \alpha, \beta = x, y.$$

Системы уравнений (4.10) и (4.11) решали численно нелинейным методом Гаусса-Зейделя [130], в котором $(k+1)$ -е приближение для координат дислокаций x^{k+1} находили в результате последовательного решения i -ого уравнения системы для $i = 2, 3, \dots, n$ при фиксированных значениях остальных неизвестных. В качестве начального приближения x^0 использовали координаты дислокаций одиночного

скопления, поджимаемого приложенным напряжением к неподвижной дислокации в точке ($x = y = 0$). Вычисления прекращали при выполнении условия

$$\max |x_i^{k+1} - x_i^k| \leq \varepsilon, \quad i = 2, 3, \dots, n,$$

где ε – заданная точность.

Полученные уравнения равновесного распределения дислокаций справедливы для описания дислокационных взаимодействий в любых металлах с ГПУ структурой при подстановке в них соответствующих параметров кристаллической решетки.

При выполнении расчетов для цинка угол θ находили из соотношения $\operatorname{tg}\theta = c/a$, где a – параметр решетки ($2,66 \cdot 10^{-7}$ мм). Его значения использовали для определения проекций на оси координат векторов Бюргерса дислокаций. Они имеют следующие координаты:

$$\bar{b}^6 = (-b_x^6, 0, 0), \quad \bar{b}^n = (-b_x^n, b_y^n, 0), \quad \bar{b}^c = (-b_x^c, b_y^c, 0).$$

Подставляя в (4.7) – (4.9) численные значения c_{ij} для цинка [176] и выполняя преобразования, получим выражения для напряжений одиночной дислокации с вектором Бюргерса $\bar{b} = (b_x, b_y, 0)$

$$\sigma_{xx} = \frac{37,5b_x}{\rho^4} (72,69x^2y + 61,66y^3) + \frac{876b_y}{\rho^4} (1,624xy^2 - x^3);$$

$$\sigma_{yy} = \frac{876b_x}{\rho^4} (-x^2y + 1,624y^3) - \frac{2,3b_y}{\rho^4} (72,69xy^2 + 23,36x^3);$$

$$\sigma_{xy} = \frac{876b_x}{\rho^4} (-x^3 + 1,624y^2) + \frac{876b_y}{\rho^4} (-x^2y + 1,624y^3),$$

где $\rho^4 = (x^2 + 1,624y^2) - 1,765x^2y^2$.

Тогда уравнения для определения равновесных положений дислокаций в рассматриваемых скоплениях в цинке запишутся:

- для плоскости базиса

$$\frac{4,66 \cdot 10^{-4}}{x_i^6} + \sum_{\substack{j=2, \\ j \neq i}}^{n^6} \frac{2,33 \cdot 10^{-4}}{x_i^6 - x_j^6} + \sum_{j=2}^{n^n} \frac{10^{-4}}{\rho} [2,33x(x^2 - 1,624x) + 4,34(1,62y^2 - x^2)] - \tau^6 = 0, \quad x = x_i^6 + x_j^n \cos \theta, \quad y = -x_j^n \sin \theta.$$

- для плоскости пирамиды

$$\frac{2,13 \cdot 10^{-4}}{x_i^n \cos \theta} - \sum_{\substack{j=2 \\ j \neq i}}^{n^n} \frac{1,638 \cdot 10^{-4}}{(x_i^n - x_j^n) \cos \theta} + \sum_{j=2}^{n^6} \frac{2,66 \cdot 10^{-4}}{\rho} \times \\ \times (0,782xy^2 - 0,482x^2 - 0,371y^3 - 1,501x^2y) + \tau^n = 0 \\ x = -(x_i^n \cos \theta + x_j^6), \quad y = x_i^n \sin \theta.$$

Далее в расчетах рассматривали скопления с числом дислокаций в каждом от 10 до 100 при различных, одновременно изменяемых внешних напряжениях τ^6 и τ^n . Сопоставим координаты равновесного положения дислокаций скоплений в базисной и пирамидальной плоскостях (см. табл. 4.3 и 4.4) для одного из вариантов расчета ($n = 30$, $\tau^6 = \tau^n = 1$ МПа).

4.3. КООРДИНАТЫ x_j^6 (МКМ) БАЗИСНЫХ ДИСЛОКАЦИЙ

	0,00	0,54	1,54	2,96	4,79	7,02	9,63
12,60							
	15,95	19,65	23,70	28,11	32,86	37,97	43,43
12,25							
	55,45	62,05	69,01	76,42	84,29	92,66	101,58
111,13							
	121,42	132,58	144,84	158,56	174,48	194,46	

4.4. Координаты x_j^n (мкм) пирамидальных дислокаций

	0,00	0,49	1,52	3,02	4,96	7,33
10,11	13,31					
	16,91	20,91	25,31	30,11	35,31	40,42
46,95	53,42					
	60,34	67,73	75,62	84,05	93,06	102,70
113,05	124,22					
	136,33	149,58	180,33	200,23	224,84	

Видно, что длина скопления пирамидальных дислокаций превышает длину скопления базисных дислокаций. Это сохраняется для всех рассмотренных значений n и $\tau^{\bar{b}} = \tau^n$.

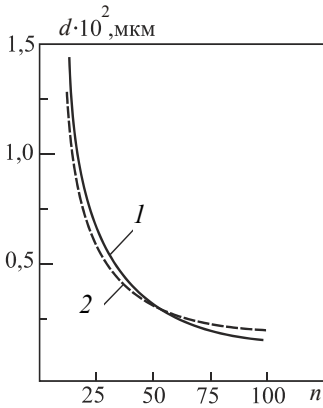


Рис. 4.15. Зависимость d от n в скоплениях:

1 – базисных дислокаций;
2 – пирамидальных дислокаций. $\tau = 0,1$ ГПа

в цинке величина $5b$ составит $13,3 \cdot 10^{-7}$ мм для базисной и $28,14 \cdot 10^{-7}$ мм для пирамидальной плоскостей (на рис. 4.16 сплошные горизонтальные линии 4 и 5).

Критические напряжения определяли для различных n отдельно для базисного и пирамидального скопления. В обоих случаях они имели гиперболическую зависимость от числа дислокаций в скоплениях (рис. 4.17). Тогда условия термофлуктуационного зарождения микротрещин, учитывающие анизотропию кристалла и неодинаковость скольжения по плоскостям базиса и пирамиды, могут быть записаны для всех ГПУ металлов в виде

$$n\tau_{кр}^n > \alpha c_{44}, \quad n\tau_{кр}^{\bar{b}} > \beta c_{44},$$

где α – коэффициент, зависящий от n ; β – постоянный коэффициент. В частности, для цинка $\alpha = 7 \cdot 10^{-4} n + 0,113$, $\beta = 0,316$.

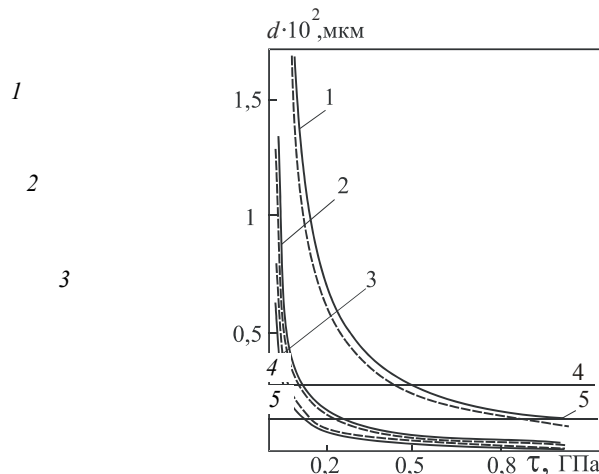


Рис. 4.16. Зависимости $d(\tau)$ для различного числа дислокаций в скоплениях:

1 – 10 дислокаций; 2 – 50; 3 – 100. Сплошными линиями обозначены скопления базисных, а штриховыми – пирамидальных дислокаций. Горизонтальные линии 4 и 5 соответствуют $d = 5b$ для базисной и пирамидальной плоскостей соответственно

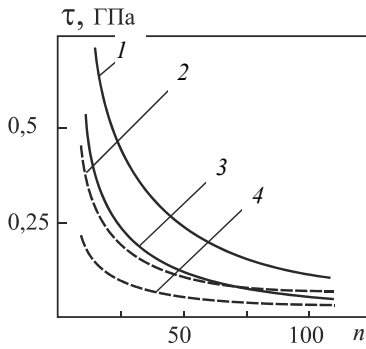


РИС. 4.17. ЗАВИСИМОСТЬ КРИТИЧЕСКИХ

Видно, что критические напряжения слияния головных дислокаций в базисном скоплении значительно выше, чем в пирамидальном.

Однако с ростом числа дислокаций в скоплениях это различие между значениями $\tau_{кр}^b$ и $\tau_{кр}^n$ уменьшается. Затем выравниваются и при $n \gg 100$ $\tau_{кр}^n$ превышает $\tau_{кр}^b$.

Повышенная плотность дислокаций в голове скопления пирамидальных дислокаций ($d^n < d^b$), более низкие критические напряжения слияния дислокаций $\tau_{кр}^n < \tau_{кр}^b$ указывают на преимущество объединения головных дислокаций в пирамидальной плоскости при $n = (10 \dots 55)$. По мере роста n напряжения $\tau_{кр}^n$ и $\tau_{кр}^b$ выравниваются, d^n становится больше d^b . Однако значительное отличие критических значений $d_{кр}^n$ и $d_{кр}^b$ оставляет предпочтительным

зарождение трещины за счет слияния дислокаций в пирамидальной плоскости.

Для окончательного вывода необходима энергетическая оценка рассматриваемых процессов. Следует также заметить, что в экспериментах не наблюдали скоплений базисных дислокаций с большим их числом. В связи с этим практический интерес представляют рассмотренные скопления с $n < 50$.

Далее рассматривалось напряженное состояние, создаваемое дислокациями базисного и пирамидального скоплений, и выяснялось его возможное влияние на морфологию подрастающей трещины. С этой точки зрения наибольший интерес представляет корреляция взаимного расположения плоскости, в которой растягивающие напряжения максимальны, и плоскостей кристалла с наименьшей поверхностной энергией.

Для взаимодействия по схеме на рис. 4.13, а плоскость максимальных значений разрывающих напряжений $\sigma_{\varphi\varphi}$ составляет угол $\varphi > 240^\circ$ (см. рис. 4.18) с плоскостью XOZ . Его значение слабо зависит от n .

В данной плоскости растягивающие напряжения в 2–3 раза превосходят значения промежуточных максимумов в диапазоне углов $0 \leq \varphi < 2\pi$.

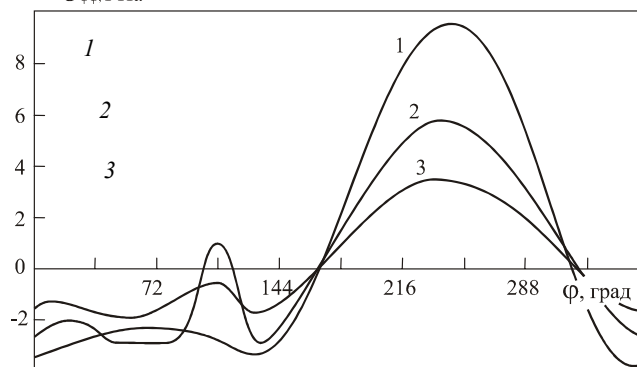


Рис. 4.18. Значение разрывающих напряжений $\sigma_{\varphi\varphi}$, действующих в плоскостях, задаваемых углом φ на расстояниях от головной дислокации:

$$1 - 0,3d^b; 2 - 0,7d^b; 3 - 2d^b; \tau^b = \tau^n = 1 \text{ МПа}, n = 50$$

Если учесть, что плоскость зарождающейся трещины, которая является продолжением экстраплоскости результирующей дислокации в голове скопления, расположена под углом $\varphi \sim 230^\circ$, то напряжения от скопления будут способствовать раскрытию подрастающей трещины в области $\sigma_{\varphi\varphi} > \sigma_{теор}$. За пределами области $\sigma_{\varphi\varphi} > \sigma_{теор}$ возможен переход трещины в плоскость (0001), для которой удельная поверхностная энергия минимальна. Подобное наблюдали в эксперименте [177].

Значения напряжения $\sigma_{\varphi\varphi}(\varphi)$ для скоплений, взаимодействующих по реакции (2) (рис. 4.13, б), будут соответствовать зеркальному отображению относительно оси φ зависимости рис. 4.18. Особый интерес в этом случае представляют нормальные растягивающие напряжения в плоскости спайности ($\varphi \cong 360^\circ$). Роль растягивающих напряжений как необходимого фактора раскрытия трещин рассматривалась ранее [178] в связи с обсуждением зарождения трещины по механизму Гилмана-Рожанского. Как показывает расчет (рис. 4.19), растягивающие напряжения перпендикулярные к плоскости скопления базисных дислокаций могут достичь значений порядка теоретической прочности, охватывая при этом участки от $0,75 \cdot 10^{-6}$ мм при $n = 10$ до $1,25 \cdot 10^{-6}$ мм при $n = 100$. Действие этих напряжений обеспечивает рост трещины по плоскости (0001) в варианте зарождения ее по реакции (2).

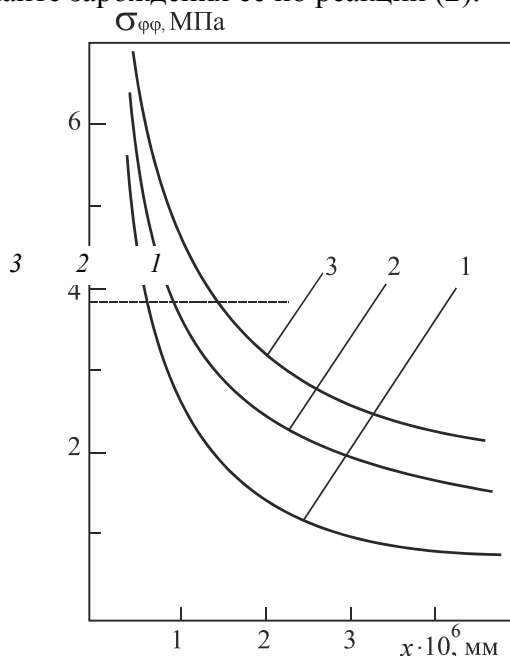


Рис. 4.19. Распределение напряжений $\sigma_{\varphi\varphi}$ в плоскости базиса вдоль скопления дислокаций:

1 – $n = 10$; 2 – $n = 50$; 3 – $n = 100$. Горизонтальная линия – значение теоретической прочности на отрыв по плоскости (0001) [179]

Таким образом, принципиальное отличие рассмотренных вариантов состоит в том, что существование растягивающих напряжений в плоскости базиса облегчит срабатывание механизма Гилмана-Рожанского, тогда как во взаимодействии по реакции (4.8.1) (рис. 4.13, а) раскрытию трещины по плоскости спайности будут препятствовать сжимающие напряжения.

4.10. Образование трещин на границах зерен и двойников в цинке при охлаждении до низких температур

Границы зерен в анизотропных материалах при температурных перепадах являются источниками термических напряжений, нередко превышающих предел прочности материала [180, 181]. Величина напряжений, как правило, зависит от угла разориентировки смежных кристаллов. Тип границы и ее свойства определяют лишь характер релаксации напряжений.

Разориентированные структуры образуются также и при механическом двойниковании. Следовательно, для анизотропных материалов можно ожидать при определенных условиях появление термических напряжений на границах двойников, что может быть причиной трещинообразования и скольжения.

Опыты проводили на бикристаллах и монокристаллах, выращенных методом зонной кристаллизации в пирофилитовом тигле. Образцы, содержащие границу или механические двойники клиновидной и

линзовидной форм, охлаждали погружением в жидкий азот. Рабочие поверхности образцов предварительно химически полировали. Для визуального определения существования термических напряжений наносили тонкое фотоупругое покрытие [182].

Установлено, что при охлаждении бикристаллов цинка на границе зарождались трещины, всегда распространяющиеся в зерне, плоскость (0001) в котором расположена ближе к плоскости, перпендикулярной границе. Во втором зерне, как правило, релаксация напряжений проходила путем образования одного или двух двойников (рис. 4.20, *а*). После нагрева кристаллов до комнатной температуры видимое вскрытие трещины на границе исчезало. Кроме трещин и двойников на границе развивалось базисное скольжение.

На образцах с фотоупругим покрытием в зоне границ обнаружено образование просветлений (рис. 4.20, *б*), что соответствует наличию напряжений. Просветления проявлялись и на границах клиновидных и линзовидных двойников. В материале двойника наблюдали также скольжение по плоскостям (0001) и [1122] и трещинообразование (рис. 4.20, *в*). В некоторых случаях зарождение трещин сопровождалось появлением в матричном материале небольших клиновидных двойников с одной или с обеих сторон первичной прослойки (рис. 4.20, *д*, *е*). Схематично это представлено на рис. 4.21.

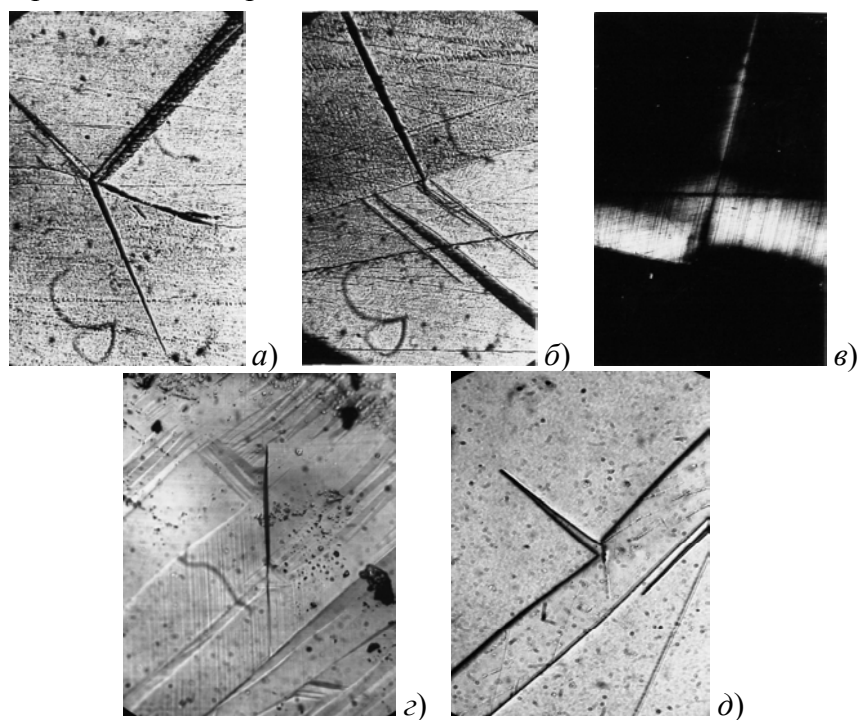


Рис. 4.20. *а* – релаксация термических напряжений на границе бикристалла:

1 – трещина по (0001); *2, 3* – двойники, — 130 мкм; *б* – просветление фотоупругих покрытий в зонах термических напряжений (на границах зерен видны следы базисного скольжения); *в* – на границах двойников;

г – скольжение и трещина (отмечена стрелочкой) в двойнике — 45 мкм;

д – релаксация напряжений на границе двойника с образованием трещины *1* и двойника *2*, *е* – релаксация с образованием двойника *1* и трещины *2*, инициирующей двойник *3*, — 65 мкм

Оценим напряжения, концентрирующиеся на границах зерен и двойников при охлаждении. Для этого воспользуемся выражением [183]:

$$\sigma = (\alpha_{\parallel} - \alpha_{\perp}) \Delta T (\gamma_1^2 - \gamma_2^2) \frac{E_1 E_2}{E_1 + E_2}, \quad (4.12)$$

где α_{\parallel} , α_{\perp} , E_1 , E_2 – коэффициенты термического расширения и модули Юнга в параллельном и перпендикулярном направлениях к главной оси кристалла; ΔT – перепад температуры; γ_1 , γ_2 – косинусы углов между главными осями кристаллов и границей $\gamma_i = \cos\varphi_i$.

Отношение $E_1 E_2 / (E_1 + E_2)$ для кристаллов с ГПУ решеткой определено [36], как

$$\frac{E_1 E_2}{E_1 + E_2} = [2S_{11} + (-2S_{11} + 2S_{13} + S_{44})(\gamma_1^2 + \gamma_2^2) + (S_{11} + S_{33} - 2S_{13} - S_{44})(\gamma_1^4 + \gamma_2^4)]^{-1},$$

где S_{ij} – коэффициенты упругости.

При охлаждении кристаллов цинка жидким азотом считаем $\Delta T = 220^\circ \text{ К}$ (от 300° до 80° К). В данном интервале температур коэффициенты термического расширения α_{\parallel} и α_{\perp} не остаются постоянными [184]. Принимали средним значение $\alpha_{\parallel} = 65 \cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}$, а α_{\perp} определяли интегрированием функции $\alpha_{\perp} = f(T)$ ($\alpha_{\perp} = 9,2 \cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}$).

Растягивающие напряжения, нормальные плоскости спайности, по которой вскрывается микротрещина в каждом из смежных зерен определяли как

$$\sigma_i^F = \sigma \cos^2 \varphi_i. \quad (4.13)$$

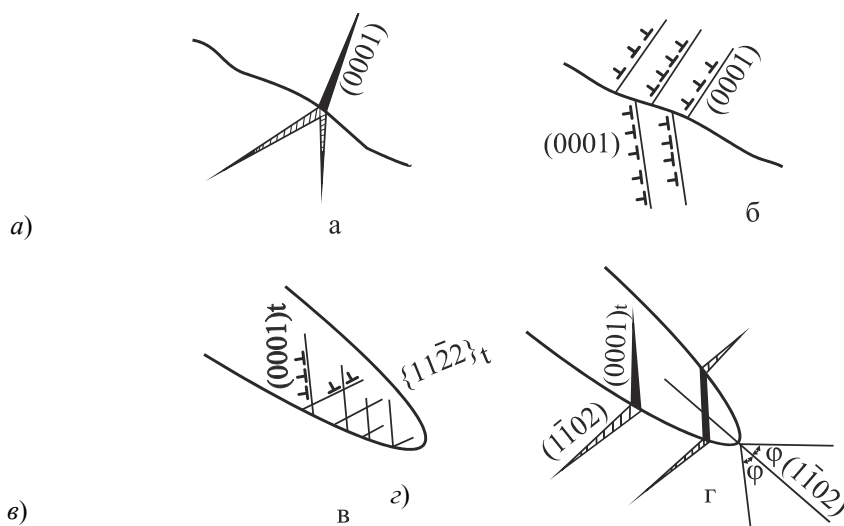


РИС. 4.21. СХЕМЫ, ИЛЛЮСТРИРУЮЩИЕ ЗАРОЖДЕНИЕ МИКРОТРЕЩИНЫ ЗА СЧЕТ ТЕРМИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ НА ГРАНИЦАХ ЗЕРЕН И ДВОЙНИКОВ

Расчет показывает (рис. 4.22, а), что при некоторых температурах и разориентировках кристаллов σ_i^F превышают критические напряжения разрыва по спайности, равные 1,9 МПа для цинка [185]. Термические напряжения имеют сдвиговые составляющие и в плоскостях двойникования. Величина их, с учетом фактора Шмида достигает ~ 7 МПа при $\varphi_1 = 0^\circ$, $\varphi_2 = 60^\circ$, и $\Delta T = 220 \text{ К}$, что превышает напряжения двойникования по плоскостям $[0112]$. Откуда следует, что релаксация напряжений на границе бикристалла возможна образованием трещин и двойников. Не исключено, что один из этих дефектов может быть следствием другого. Например, при возникновении двойника на границе кристаллита появляется ступень дающая начало трещине [73].

Напряжения сдвига в плоскости базиса достигают 10 МПа. Так как критические напряжения $\sim 0,4$ МПа [185], базисное скольжение на границе бикристалла наблюдается повсеместно.

Реальная граница двойника представляет собой скопление двойникующих дислокаций, что приводит к ее отклонению на угол β от плоскости двойникования. Наиболее сильно это проявляется у клиновидных и линзовидных двойников. С ростом ρ -плотности двойникующих дислокаций в границе – увеличивается β . В случае идеального сдвига $\beta = 0$ (когерентная граница).

Границу двойника, в смысле разориентации структур можно уподобить границе зерна. Если не учитывать свойства границ, их тип и строение, то для оценки термических напряжений на некогерентной границе двойника применимы уравнения (4.12) и (4.13).

Для цинка углы между главными осями материала матрицы и двойника с границей $\varphi_1^0 = \varphi_2^0 = 43^\circ$. При отклонении границы от плоскости двойникования на угол β изменяются и φ_i , причем, на одной из границ $\varphi_1 = \varphi_1^0 + \beta$, а $\varphi_2 = \varphi_2^0 - \beta$ на противоположной границе. Растягивающие напряжения концентрируются в материале с меньшим φ_i .

Расчеты напряжений $\sigma_i^P(\Delta T)$ производили для различных β , наблюдаемых в эксперименте ($\beta_{\max} = 6^\circ$), а так как β зависит от плотности ρ , то на рис. 4.22, б результаты приведены для различных ρ .

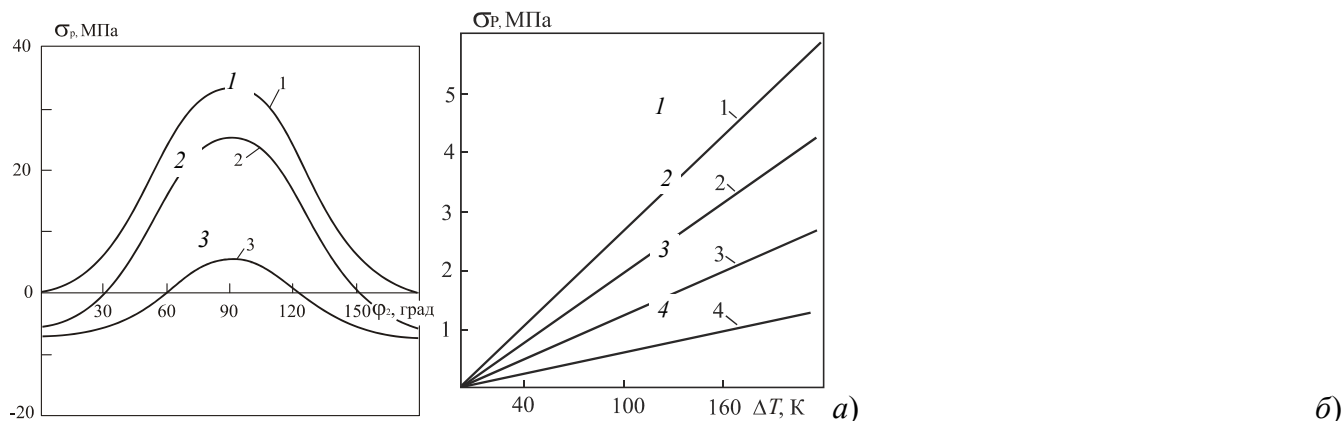


Рис. 4.22. а – зависимость растягивающих термических напряжений, нормальных плоскости спайности, от разориентировки частей бикристалла:

$1 - \varphi = 0^\circ$; $2 - \varphi = 30^\circ$; $3 - \varphi = 60^\circ$; б – зависимость термических напряжений, нормальных плоскости спайности, от величины охлаждения на границе двойника ($1 - \rho = 43,4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$; $2 - \rho = 32,5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$; $3 - \rho = 21,6 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$; $1' - \rho = 10,8 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$)

Соотношение между β и ρ определяли по [186]. Двойникующие дислокации располагаются на расстоянии Na' , где a' – параметр решетки в направлении двойникования,

$$N = \frac{1}{2}(1 + \text{ctg } \alpha' \text{ ctg } \varphi').$$

Для цинка $\varphi' = 4^\circ$ – угол двойникования, $\alpha' = 2\beta_j$ – угол при вершине клиновидной прослойки. Плотность $\rho = \frac{1}{Na'}$, так для $\beta = 6^\circ$, $\rho = 43,4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$.

Расчет напряжений, соответствующий максимальному отклонению, наблюдаемому в эксперименте, показывает, что они достигают значений 6 МПа, то есть вполне вероятно образование микротрещин по базисной плоскости и двойника, и матриц. Релаксация напряжений способна сопровождаться двойникованием в матрице (рис. 4.20, д). Совокупность микротрещин и двойников такого типа представляет собой каналы Розе второго рода, зарождение которых возможно при взаимодействии базисных и пирамидальных дислокаций [151]. Напряжения сдвига, возникающие в этих плоскостях материала двойника, сравним с критическими: расчетные – 4,0 и 4,1 МПа; критические – 0,4 и 5,5 МПа для базисных и пирамидальных дислокаций соответственно. Следовательно, происходит скольжение указанных дислокаций, реакция между которыми приводит к образованию раскалывающих – $[0001]$, дающих начало вскрытию микротрещины на границе с растягивающими напряжениями со стороны материала двойника. Так как двойникование в цинке осуществляется при сжатии

вдоль [0001], на границе двойника появление новой прослойки энергетически выгодно в сторону матрицы, где концентрируются сжимающие напряжения.

Таким образом, термические напряжения на границах зерен и двойников могут быть причиной зарождения микротрещин, способствовать вскрытию каналов Розе в двойниковых прослойках. Величина напряжений зависит от перепада температур и степени разориентации сложных кристаллитов в несимметричной границе бикристалла, а на границе двойника пропорциональна плотности двойникующих дислокаций.

Глава 5

ОСОБЕННОСТИ МЕХАНИЧЕСКОГО ДВОЙНИКОВАНИЯ ОЦК-СПЛАВА Fe + 3,25 % Si ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ И УСЛОВИЯХ ДЕФОРМИРОВАНИЯ

5.1. ВЛИЯНИЕ ДВОЙНИКОВ НА ЗАРОЖДЕНИЕ И РОСТ ТРЕЩИН

Двойственный характер влияния двойникования на образование и рост трещин не вызывает сомнения [5, 6]. В большинстве случаев двойниковые прослойки являются опасными концентраторами напряжений, способствующими зарождению хрупких трещин. Мера ответственности двойникования за окончательное разрушение материала и конкретные механизмы, вызывающие магистральный разрыв, выяснены еще недостаточно и должны определяться в каждом конкретном случае испытания.

Сопричастность двойников к зарождению микротрещины во многом также обусловлена и высокой скоростью их развития. В связи с этим для исследования механизмов, контролирующих начало разрушения, важны сведения о динамике роста двойников в различных диапазонах температур.

В то же время механическое двойникование служит дополнительным резервом низкотемпературной пластичности и прочности материала. Поглощая упругую энергию образца, двойникование способно задержать старт трещины при динамических испытаниях.

Особый интерес в плане повышения энергоемкости и "самоторможения" низкотемпературного разрушения представляют сопутствующие двойники, порождаемые самой трещиной.

В соответствии с вышеуказанным, в рамках рассматриваемого вопроса о взаимосвязи разрушения с деформационными двойниками, проводились исследования влияния температуры на интенсивность и кинетику двойникования при динамических нагрузках [41, 45, 187], обсуждена роль механических двойников при зарождении трещин в интервале 77...573 К [188, 189], и интенсивном сопутствующем скольжении [190]. Кроме того, проанализированы механизм развития быстрой трещины в системе параллельных ей двойников [71, 191], условия формирования и роста механических двойников в вершине динамической трещины [192], а также параметры двойников, генерируемых собственно трещиной [193]. Оценены барьерные свойства прослоек, как предварительно созданных на пути развития трещины [42, 194], так и прослоек, инициированных самим процессом разрушения [70].

При изучении отмеченных выше закономерностей использовали крупнозернистый (диаметр зерна до 5...6 см) ОЦК-сплав Fe + 3,25 % Si. Выбор материала обусловлен следующим. Прежде всего, сплав Fe + 3,25 % Si подвержен деформации двойникованием в широком интервале температур и склонен к хрупкому разрушению, которое протекает по вполне определенным кристаллографическим плоскостям – плоскостям спайности {100}, что дает возможность лоцировать его траекторию. Параллельно с двойникованием развивается скольжение, и, таким образом, есть возможность выяснить взаимную обусловленность этих видов деформации.

5.2. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ

Образцы для экспериментов вырезали из листов (толщина 0,35 мм) кремнистого железа с содержанием кремния (3...3,25 %) и текстурой (110) [001]. После шлифовки и полировки образцы отжигали при 1073...1173 К в течение 4...5 ч в вакууме ($\sim 10^{-4}$... 10^{-5} мм рт. ст.). Размер монокристалльной рабочей зоны составлял ~40...50 мм.

Динамическое растяжение испытуемых пластин осуществляли электрогидравлическим ударом [42] (рис. 5.1). Гидравлический удар возникает при взрыве тонкого проводника ВП в воде, в момент пропускания через него импульса электрического тока от батареи конденсаторов C_p . Нагружающее усилие передается на образец через полусферическую чашу и шток. Импульс, инициирующий взрыв проводника ВП, подавался от пульта управления сверхскоростной камеры СФР-1. При этом через высоковольтный разрядник Р и проводник ВП разряжалась емкость C_p .

Исследуемый объект освещался в момент съемки импульсными лампами ИСШ 100-3М (L_1, L_2), питаемыми конденсаторами C_4-C_7 . Поджиг лампы также осуществлялся управляющим импульсом от пульта камеры СФР-1.

Регистрация процессов роста деформационных двойников и разрушающей трещины велась сверхскоростной камерой СФР-1 по схеме фиксирования световых лучей, отраженных от дефектов, возникающих на полированной поверхности образца. Скорость съемки варьировалась в пределах 62 500...250 000 кадр/с. Синхронизация разрыва образцов, их освещения и съемки достигалась подбором веса нагружающего устройства, величины разрядных сопротивлений R_1 и R_2 и индуктивностей L_1 и L_2 . Регулировалось также положение вращающегося зеркала камеры по отношению к началу процесса.

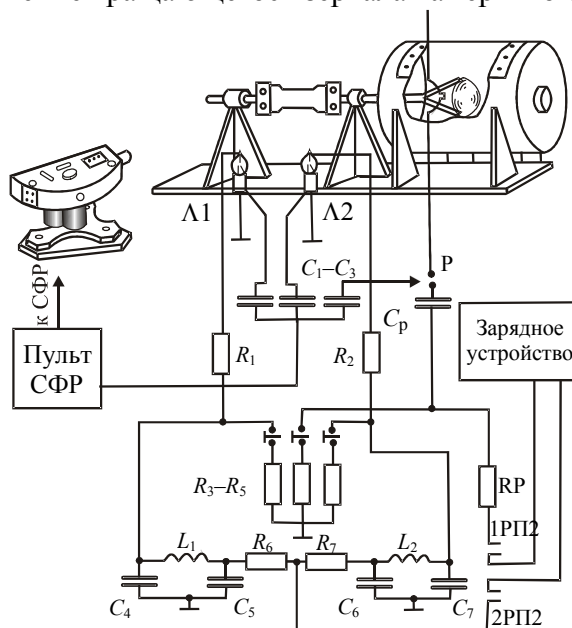


Рис. 5.1. Электрическая схема установки для динамических испытаний

С целью кинофильмирования деформации и разрушения образцов при низких температурах была разработана простая методика охлаждения образцов. Для этого на тыльную поверхность образца 1 (рис. 5.2, а) приклеивался бумажный карман 2 с прорезью 3. Прозрачный хладагент (жидкий азот или охлажденный этиловый спирт) непрерывно подавался в карман из резервуара 4 через кран-дозатор 5. По лицевой полированной поверхности жидкость стекала через прорезь 3 тонким слоем и собиралась в сосуд 6. Для утончения стекаемого слоя охлаждающей жидкости, а также удаления ее паров из зоны кинорегистрации зеркальная поверхность образца за 1-2 с до съемки и непосредственно в момент ее проведения обдувалась потоком сжатого воздуха 7.

Вследствие этого образец относительно равномерно охлаждался с обеих сторон и, главное, исключалось покрывание его полированной поверхности изморозью, что совершенно недопустимо при проведении съемок.

Для испытаний при повышенных и высоких температурах (до 873 К) плоские образцы нагревались от электроспирали (рис. 5.2, б). Температура замерялась термопарой ХА, контактирующей с образцом.

Напряжения двойникования, скольжения и разрушения оценивали по величине упругой деформации образца в моменты, соответственно,

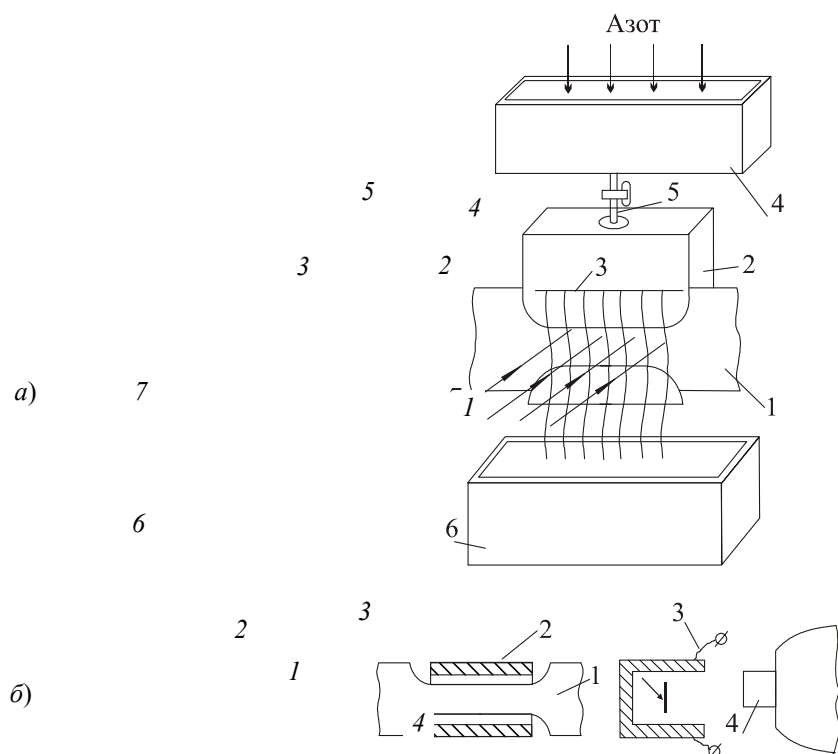


Рис. 5.2. Схемы охлаждения (а) и нагрева (б) образцов:
а: 1 – образец; 2 – бумажный карман; 3 – прорезь; 4 – резервуар; 5 – кран;
 6 – сборный сосуд; 7 – поток воздуха; *б:* 1 – образец; 2 – каркас из асбоцемента;
 3 – нихромовая спираль; 4 – объектив кинокамеры.
 Стрелкой отмечено место контакта с термопарой

НАЧАЛА ДВОЙНИКОВАНИЯ, СКОЛЬЖЕНИЯ, РАЗРЫВА. ДИСЛОКАЦИОННУЮ СТРУКТУРУ В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ОБРАЗЦАХ ВЫЯВЛЯЛИ СТАНДАРТНЫМ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКОГО ТРАВЛЕНИЯ В РЕАКТИВЕ МОРИСА ПОСЛЕ ДЕКОРИРОВАНИЯ ПРИ 453 К В ТЕЧЕНИЕ 15...20 Ч И ЭЛЕКТРОПОЛИРОВКЕ В РАСТВОРЕ ОРТОФОСФОРНОЙ КИСЛОТЫ И ХРОМОВОГО АНГИДРИДА.

5.3. ПЛАСТИЧЕСКАЯ ДЕФОРМАЦИЯ СКОЛЬЖЕНИЕМ, ПРЕДШЕСТВУЮЩАЯ И СОПУТСТВУЮЩАЯ ДВОЙНИКОВАНИЮ СПЛАВА Fe + 3,25 % Si

В большинстве материалов с ОЦК-решеткой механическое двойникование в широком диапазоне температур и условий нагружения предваряется и сопровождается пластической деформацией скольжением [6, 15, 54–57]. Оба вида деформации взаимосвязаны [6, 54, 194].

В связи с этим изучение закономерностей развития двойникования в ОЦК-металлах и сплавах необходимо вести с параллельным анализом изменяющейся дислокационной структуры скольжения.

Такие исследования были проведены на крупнозернистых плоских образцах из сплава Fe + 3,25 % Si [45, 187]. Изучены кристаллография, характер и степень деформации скольжением, предшествующей и сопутствующей процессу двойникования. Исследования двойникования и скольжения ограничивались разрушением образцов.

Установлено, что при растяжении вдоль направления [001] ($\dot{\epsilon} = 0,5 \cdot 10^2 \text{ с}^{-1}$) в области 77 К скольжение минимально и связано с зонами концентрации напряжений (надрез, трещина, двойники и т.д.). Наиболее развито оно в зоне старта разрушения, где сложное напряженное состояние вызывает множественное скольжение по плоскостям (011) и (101) и незначительное – по (112) и $(\bar{1}\bar{1}2)$. На участках быстрого равномерного движения трещины скольжение минимально и осуществляется в плоскостях $(1\bar{1}2)$ и $(\bar{1}12)$. В зонах торможения разрыва появляются линии сдвига по $(\bar{1}10)$. Описанный характер пластичности с некоторыми увеличениями деформированных областей сохраняется вплоть до 223 К (рис. 5.3, а).

При температурах выше 223 К скольжение начинает развиваться по всему образцу в плоскостях (011) и (101) (рис. 5.3, б) и наблюдаются поперечные перемещения дислокаций в (112) и ($\bar{1}\bar{1}2$) плоскости (рис. 5.3, в).

В интервале 293...523 К дислокационная структура хорошо развита как в (011), (100), так и в (112) ($\bar{1}\bar{1}2$) плоскостях (рис. 5.3, з). Если при 223 К наблюдаются в основном отдельные тонкие линии скольжения, то выше 373 К формируются плотные пачки.

При достижении температур >523 К становится характерным легкое расширение линий скольжения, приводящее к образованию мощных полос Людерса (рис. 5.3, д), с доминированием отдельных систем скольжения. Сдвиги в других системах при этом выражены слабо.

Зависимости рис. 5.4 количественно дополняют описанную дислокационную структуру. Плотности "отдельных" линий и полос скольжения в {110} и {112} плоскостях изменяются по закону с максимумом. Толщина полос, оставаясь минимальной до 373 К, затем сильно возрастает с повышением температуры. Отмечается изменение критических напряжений скольжения $\tau_{ск}$ и величины деформации скольжением, предшествующей двойникованию (рис. 5.5).

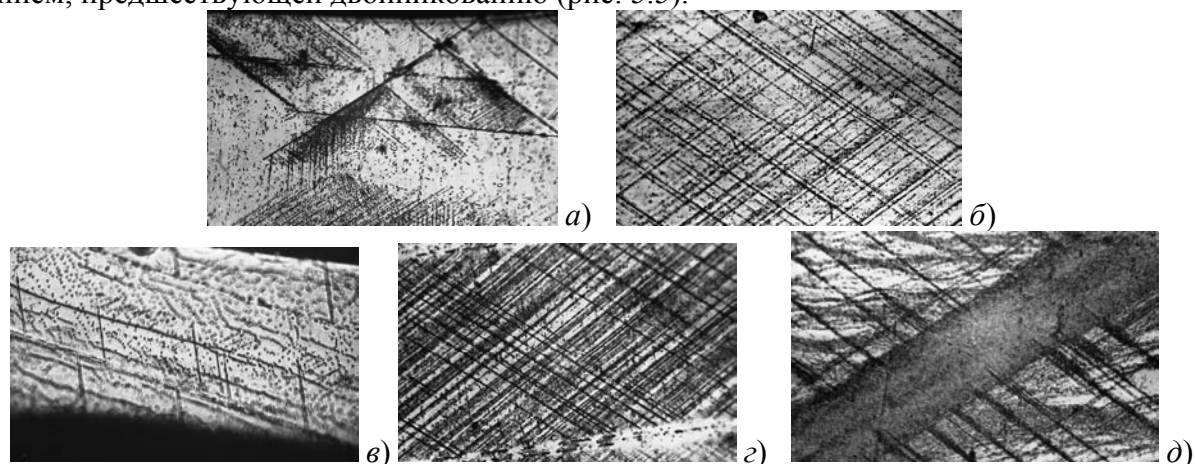


Рис. 5.3. Скольжение при температурах:

а – 77 К; б – 273 К; в – 273 К – поперечное перемещение дислокаций из (011) и (101) плоскостей в плоскости (112) и ($\bar{1}\bar{1}2$); з – 393 К; д – 643 К

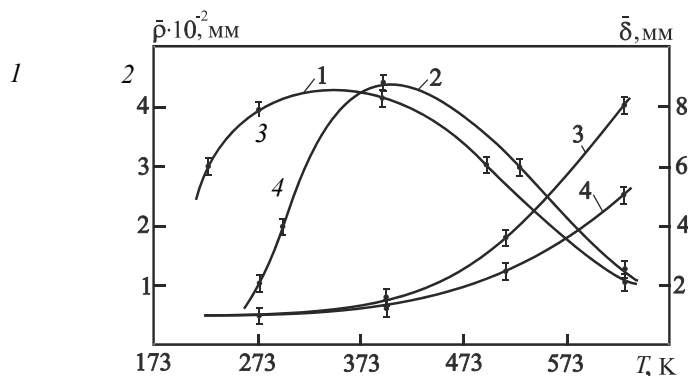


РИС. 5.4. ИЗМЕНЕНИЕ ПЛОТНОСТИ (1, 2) И ШИРИНЫ (3, 4) ОТДЕЛЬНЫХ ПОЛОС СКОЛЬЖЕНИЯ СООТВЕТСТВЕННО В {110} И {112} ПЛОСКОСТЯХ

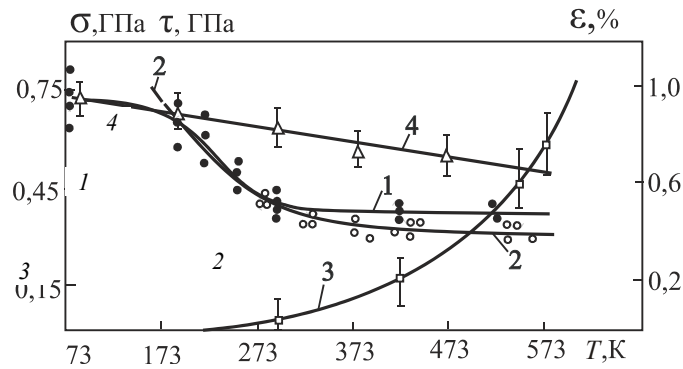


Рис. 5.5. Напряжения двойникования – 1; скольжения – 2; величина деформации скольжением, предшествующей двойникованию – 3; разрушающие напряжения – 4

5.3.1. Конкурирующее и стимулирующее влияние скольжения на двойникование сплава Fe + 3,25 % Si

Теоретические и экспериментальные данные о механическом двойниковании указывают на необходимость больших локальных перенапряжений для зарождения двойников [6, 15], природа которых не совсем ясна. Преобладает точка зрения о необходимости некоторого скольжения [47, 54 – 59], когда образование двойниковых зародышей происходит в областях негомогенности напряжений вносимых предшествующей деформацией.

В то же время скольжение конкурирует с двойникованием в релаксировании напряженного состояния [194, 195, 6]. Такое двойственное влияние скольжения на возникновение двойников требует конкретного рассмотрения его роли в разных условиях испытания (T , $\dot{\epsilon}$, кристаллография нагружения и пр.).

Анализ, проведенный в работах [45, 187] показывает, что скольжение в кремнистом железе в определенной степени предшествует двойникованию. Двойниковые зародыши возникают в участках скопления винтовых дислокаций в $\{112\}$ плоскостях, в которых, по-видимому, формируются микропрослойки по одному из возможных механизмов [47, 58, 59].

5.4. КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДЕФОРМАЦИИ ДВОЙНИКОВАНИЕМ СПЛАВА Fe + 3,25 % Si

Механическое двойникование ОЦК-металлов и сплавов наблюдается в широком диапазоне температур и скоростей деформирования [6, 15]. Считается, что понижение температуры и увеличение скорости деформирования способствуют двойникованию, а обратные процессы препятствуют. Однако в количественном отношении этот процесс совершенно не исследован. Имеющиеся сведения о температурных областях проявления двойникования зачастую существенно отличаются [60 – 62], а влияние скорости деформирования и кристаллографической ориентации образцов при разных температурах испытания практически не изучалось.

5.4.1. Влияние температуры

Влияние температуры испытания на процесс двойникования сплава Fe + 3,25 % Si изучали при динамическом нагружении образцов вдоль направления $[001]$ со скоростью деформирования $\dot{\epsilon} = 0,5 \dots 10^2 \text{ с}^{-1}$ [45]. Применяли образцы с размерами монокристалльной рабочей зоны $25 \times 13 \times 0,35$ мм. Общую и локальную деформации в образце измеряли методом сеток.

Оказалось, что интенсивность (под интенсивностью двойникования понимается общее количество двойников, возникающих при испытаниях в рабочей зоне образца) двойникования минимальна при 77 К и 623...673 К, а максимальна в области 293...473 К (рис. 5.6). В интервале температур 77...223 К двойники образуются, как правило, только вблизи траектории разрушения, что свидетельствует об их пре-

имущественно "сопутствующем" [3] характере. Выше 223 К двойникование начинает предшествовать разрушению, увеличивается площадь образца, подверженная двойникованию. Наибольшее развитие процесс получает в интервале 293...473 К. Выше 473 К количество прослоек постепенно уменьшается, они локализируются в отдельных участках образца, а при 623...673 К полностью исчезают.

С ростом температуры качественно меняется кинетика развития деформации двойникованием (рис. 5.7), При 77...213 К появляется обычно одна пачка двойников, развитие которой длится 4...12 мкс. В области 213...293 К образуется несколько последовательных групп, а продолжительность двойникования увеличивается до 12...20 мкс. Для температур 293...473 К характерно последовательное формирование партий двойников с интервалами от 8...30 до 60...80 мкс. Общая продолжительность развития двойникования достигает 60...100 мкс, а часто и 140...180 мкс. Выше 473 К длительность процесса сокращается и при 573...623 К составляет всего 15...30 мкс.

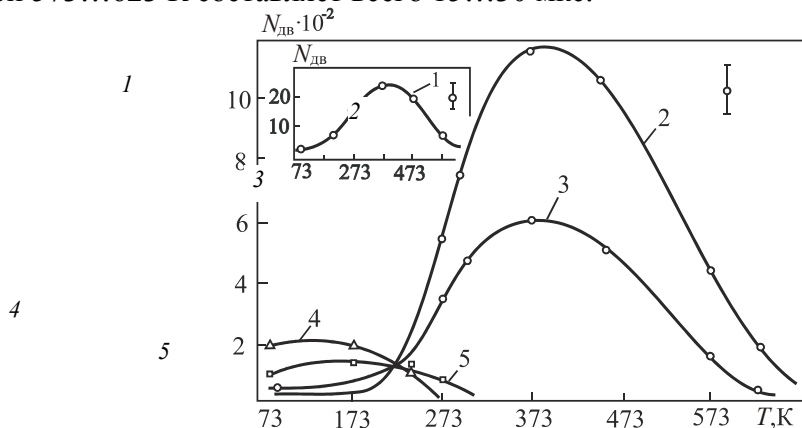


Рис. 5.6. Влияние температуры испытания на интенсивность образования двойников:

1 – количество первичных двойников; 2 – количество вторичных двойников в плоскостях $(1\bar{1}2)$ и $(\bar{1}12)$; 3 – число прослоек в плоскостях (112) и $(\bar{1}\bar{1}2)$, 4 – по направлению $[\bar{1}10]$; 5 – по $[\bar{1}11]$

Двойникование осуществляется в плоскостях (112) , $(\bar{1}\bar{1}2)$ и $(\bar{1}12)$, $(1\bar{1}2)$. Среди $(\bar{1}12)$ и $(1\bar{1}2)$ двойников выделяются "первичные", пронизывающие весь кристалл и короткие – "вторичные", локализуемые вдоль границ прослоек. Число вторичных двойников сильно зависит от температуры испытания (рис. 5.6, кривая 2).

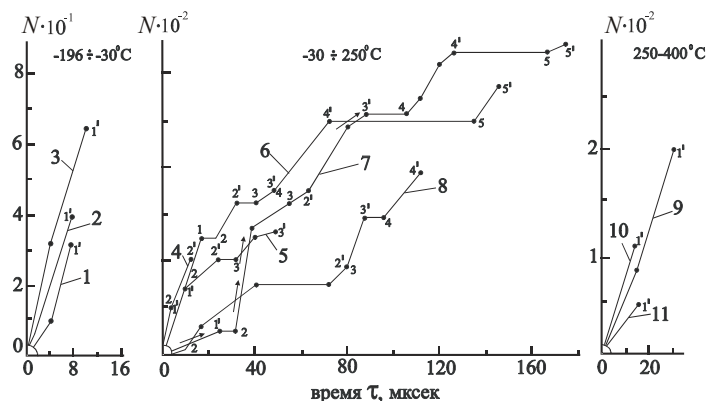


Рис. 5.7. Изменение количества двойников во времени при:

1, 2 – 77 К; 3 – 233 К; 4 – 258 К; 5, 6 – 293 К; 7 – 393 К; 8 – 503 К; 9 – 543 К; 10 – 573 К; 11 – 643 К. Цифры вдоль кривых обозначают начало (например 2) и конец (2') развития очередных партий двойников

В табл. 5.1 приведены исходные данные и результаты расчетов деформации за счет двойников разных кристаллографических систем, выполненных по соотношению 1:1. Рис. 5.8 отражает сравнительный вклад двойникования в общую деформацию образца. Видно, что при переходе от низких температур к повышенной деформация, обусловленная двойниками, возрастает более чем в 20 раз. Основной вклад дают прослойки, залегающие в плоскостях (112) . Незначительная роль двойников $(1\bar{1}2)$ обусловлена небольшим количеством первичных и малыми размерами вторичных прослоек. Доля, вносимая двойникованием в общее удлинение образца, оказывается существенной вплоть до 473 К. Ограниченность двойникования в низкотемпературной области (77...233 К) объясняется, с одной стороны, затруд-

ненностью образования винтовых скользящих дислокаций в $\{112\}$ плоскостях – источников микродвойников, с другой – быстрой блокировкой начавшегося двойникования разрушением.

В области температур 233...373 К, когда $\tau_{ск} < \tau_{дв}$, деформация скольжением облегчается по всему образцу. Так как растяжение вдоль $[001]$ в ОЦК-решетке практически равноценно для нескольких пересекающихся плоскостей $\{110\}$ и $\{112\}$ и благоприятно для поперечного перемещения и размножения дислокаций [196], то при динамическом нагружении с самого начала возможно появление большого числа участков локальных перенапряжений. Так при пересечении винтовых дислокаций, лежащих в плоскостях (112) , $(\bar{1}\bar{1}2)$ с дислокациями систем $\{110\}$, возникают барьерные дефекты типа $[001]$ [58]. Распад последних может привести к созданию трехслойных зародышевых двойников:

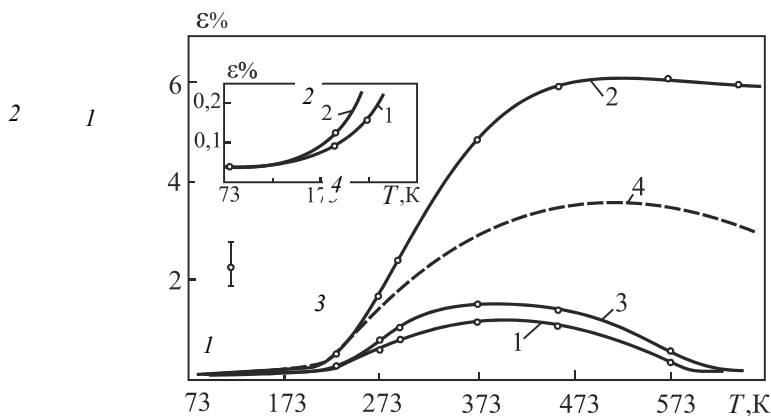
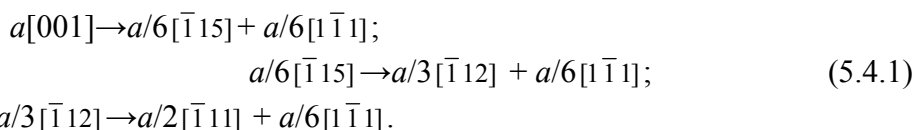
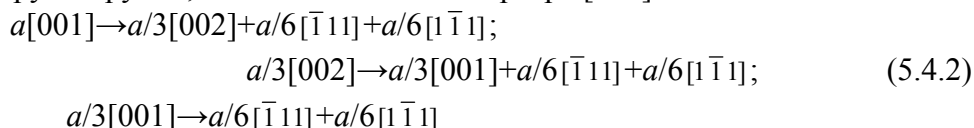


Рис. 5.8. Вклад двойникования в общую деформацию (2) образца:
 1 – рассчитанный; 3 – определенный экспериментально; 4 – деформация образца без учета макротечения вдоль берегов разрушения



Наблюдающееся облегчение скольжения в плоскостях $\{112\}$ с повышением температуры обеспечивает быстрое увеличение количества очагов двойникования, способных зарождаться и при встрече полос пластического течения $\{112\}$ друг с другом, когда диссоциация барьера $[001]$ по схеме:



дает два двойниковых зародыша [58, 59]. Этим, по-видимому, и объясняется сильное возрастание числа двойников в области 233...373 К (рис. 5.9). Следует отметить, однако, что распад барьера $[001]$ по схеме (5.4.1) возможен при 45-кратной концентрации напряжений, а по схеме (5.4.2) – 15-кратной.

Приведенная модель предполагает зарождение и рост микродвойников из различных независимых центров. Действительно, характерной особенностью развития процесса в области повышенных температур является практически одновременное появление двойников на поверхности образца из множества участков. При этом они часто оказываются прерывистыми, с многочисленными зародышевыми очагами.

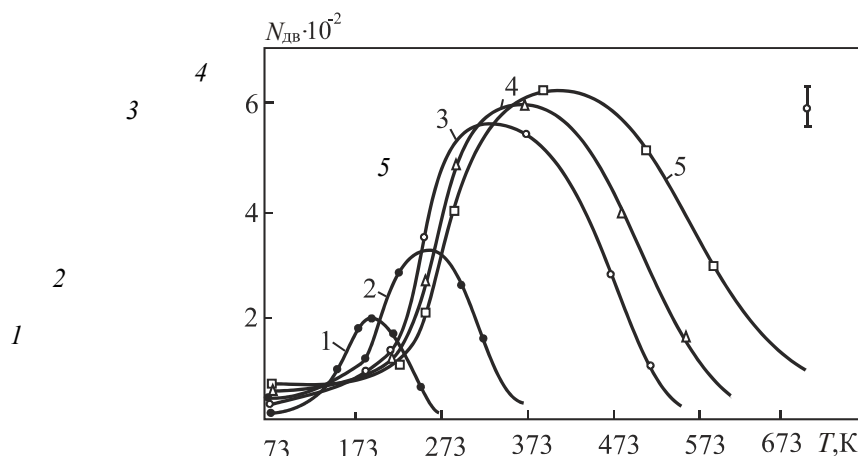


Рис. 5.9. Зависимость количества образующихся двойников от температуры испытания при скоростях деформирования:
 $1 - 4 \cdot 10^{-2} \text{ c}^{-1}$; $2 - 8 \cdot 10^{-1} \text{ c}^{-1}$; $3 - 2 \cdot 10 \text{ c}^{-1}$; $4 - 0,5 \cdot 10^2 \text{ c}^{-1}$; $5 - 2 \cdot 10^3 \text{ c}^{-1}$

Выше 473 К уменьшение интенсивности двойникования связано с изменением ряда температурно-зависимых факторов: поперечное движение дислокаций, преодолевающих барьеры выходом в другие плоскости; доминирование одной системы скольжения за счет облегчающегося с повышением температуры поворота кристаллической решетки при деформировании [197]; уменьшение устойчивости барьеров против распада.

Температурная устойчивость дислокационных барьеров характеризуется средним временем $\bar{\tau}$ [198]:

$$\bar{\tau} = (1/\nu)\exp(-u/kT),$$

где ν – частота попыток преодоления дислокационным сегментом препятствий; u – энергия активации.

Вероятность того, что распад барьера не произойдет за время t , равна

$$p = \exp(-t/\bar{\tau}) = \exp[-\nu t \exp(-u/kT)],$$

где t – время достижения величины деформации, при которой происходит зарождение двойников.

Оценки показывают, что в макрохрупкой области (при $t \approx 0$) $p = 1$, при 373 К p снижается лишь до 0,9, а затем быстро падает и выше 523 К становится равной нулю.

По-видимому, интенсивность двойникового в диапазоне температур выше 233 К определяется динамическим равновесием между возможностью возникновения и распада дислокационных скоплений.

5.4.2. Влияние скорости деформирования

Влияние скорости деформирования исследовалось на плоских образцах [187]. Растяжение вдоль [001] осуществлялось со скоростями: $\dot{\epsilon}_1 \approx 4 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ – квазистатический разрыв; $\dot{\epsilon}_2 \approx 8 \cdot 10^{-1} \text{ с}^{-1}$ – на гидрорессе; $\dot{\epsilon}_3 \approx 2 \cdot 10 \text{ с}^{-1}$ – на маятниковом копре; $\dot{\epsilon}_4 \approx 0,5 \cdot 10^2 \text{ с}^{-1}$ – при использовании электрогидравлического удара; $\dot{\epsilon}_5 \approx 2 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ – выстрелом бойка из пороховой пушки.

Экстремальный характер зависимости $N_{\text{дв}}(T)$ сохраняется при всех $\dot{\epsilon}$. С ростом скорости нагружения максимумы смещаются в сторону больших температур и числа двойников (рис. 5.9). Сильное нарастание максимальной плотности прослоек происходит при переходе от медленного к быстрому нагружению (от $\dot{\epsilon}_1$ до $\dot{\epsilon}_3$), а в дальнейшем (от $\dot{\epsilon}_3$ до $\dot{\epsilon}_5$) ее изменение незначительно.

Анализ приведенных результатов показывает, что интенсивность двойникового не при всех температурах будет повышаться с ростом $\dot{\epsilon}$. Если в интервалах 77...143 К и 373...673 К она всегда усиливается с увеличением скорости нагружения, то в диапазоне 143...373 К картина иная: наибольшее число двойников образуется не при максимальных, а при некоторых оптимальных $\dot{\epsilon}$, уменьшающихся с понижением температуры (для 293 К при $\dot{\epsilon}_3$, а для 173 К при $\dot{\epsilon}_1$). Такое воздействие $\dot{\epsilon}$ на количество двойников обуславливает сложную, совершенно неоднозначную зависимость $N_{\text{дв}}(\dot{\epsilon})$ для разных температур (рис. 5.10).

Наблюдаемое влияние скорости деформирования на образование двойников также объясняется изменениями в характере и уровне предшествующего и сопутствующего скольжения. Например, при $\dot{\epsilon}_1$ заметная пластичность и начало скольжения в {112} плоскостях наблюдаются вблизи 203 К (табл. 5.2).

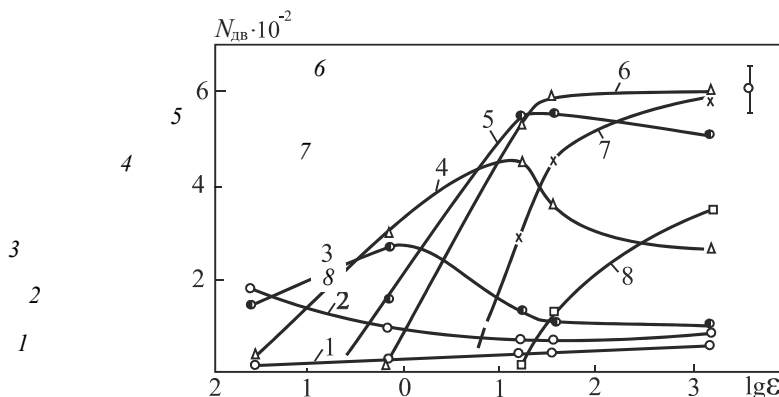


Рис. 5.10. Изменение числа двойников от скорости деформирования при:
 1 – 77 К; 2 – 173 К; 3 – 223 К; 4 – 273 К; 5 – 323 К;
 6 – 373 К; 7 – 473 К; 8 – 573 К

5.2. Интервалы температур начала скольжения в плоскостях двойникового и изменение вида разрушения в зависимости от скорости деформирования

Скорость	Температуры T , К
----------	---------------------

деформирования, с^{-1}	появления скольжения в $\{112\}$ плоскостях	перехода от квазихрупкого к вязкому разрушению	стабильного вязкого разрушения
$4 \cdot 10^{-2}$	203	183...213	>258
$8 \cdot 10^{-1}$	213	203...223	>253
$2 \cdot 10^1$	243	223...253	>243
$0,5 \cdot 10^2$	253	233...273	>223
$2 \cdot 10^3$	273	253...293	>193

Здесь же облегчено и зарождение двойников (рис. 5.9, кривая 1). При динамических испытаниях с $\dot{\epsilon}_4$ появление дислокационных полос скольжения в $\{112\}\langle 111 \rangle$ системах и переход от квазихрупкого к пластическому разрушению отодвигается в область 233...273 К (см. табл. 5.2). Соответственно смещается и интервал нарастания числа двойников (рис. 5.9, кривая 4). Вследствие такой зависимости интенсивности двойникового разрушения от скорости деформирования число двойниковых ламелл не при всех температурах возрастает с увеличением $\dot{\epsilon}$. В диапазоне 143...373 К возможно и обратное (рис. 5.9, кривые 2 – 5).

5.4.3. Влияние кристаллографической ориентации образца

Влияние ориентации образца на интенсивность и температурные интервалы двойникового разрушения исследовалось при нагружении плоских образцов по направлениям $[001]$, $[\bar{1}10]$, $[\bar{1}11]$ [187]. Вариант деформирования вдоль $[001]$ подробно обсужден в п. 5.4.1.

В варианте растяжения по направлению $[\bar{1}10]$ (рис. 5.11, кривая 1) работают четыре двойниковые системы (см. табл. 5.3). В начале, как правило, появляется сбросовая пачка двойников (121), на которой возникают прослойки (211) и $[\bar{1}\bar{2}1]$. В зоне распространяющегося разрушения дополнительно образуются двойниковые ламеллы в (112) и $[\bar{1}\bar{1}2]$ плоскостях. Длительность процесса двойникового разрушения составляет 12...40 мкс.

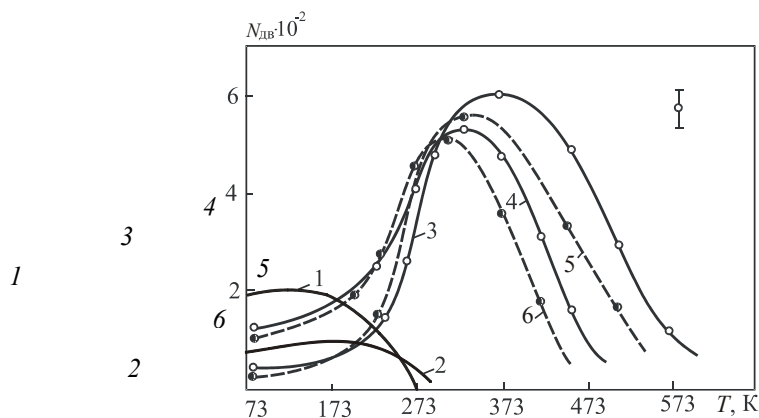


Рис. 5.11. Температурная зависимость числа двойников при ориентациях оси растяжения:

1 – $[\bar{1}10]$; 2 – $[\bar{1}11]$; 3 – $[001]$ ($\dot{\epsilon} = 0,5 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$); 3, 5 – кривые, построенные для отожженных образцов; 4, 6 – кривые, построенные для предварительно деформированных образцов; 3, 4 – $\dot{\epsilon} = 0,5 \cdot 10^2 \text{ с}^{-1}$; 5, 6 – $\dot{\epsilon} = 20 \text{ с}^{-1}$

При деформировании по $[\bar{1}11]$ двойникование осуществляется по шести системам (табл. 5.3). Однако общее количество двойников невелико (рис. 5.11, кривая 2) и в сравнении с нагружением по $[\bar{1}10]$ их возникновение более локализовано. Время двойникования сокращается до 8...20 мкс, а область проявления, как и в предыдущем случае, ограничивается низкими температурами.

Неодинаковый характер зависимостей $N_{дв}(T)$ при растяжении по $[001]$, $[\bar{1}10]$, $[\bar{1}11]$ объясняется наблюдаемой сменой действующих кристаллографических систем скольжения и двойникования.

В случае нагружения по $[\bar{1}10]$ в ориентационном отношении скольжение предпочтительнее двойникования (табл. 5.3) и легко осуществляется в плоскостях $\{110\}$. Выход дислокаций в систему $\{112\}\langle 111\rangle$ затруднен, так как должен происходить в невыгодном антидвойниковом направлении [196] и возможен лишь в местах концентрации напряжений. Созданию таких участков способствует многоочаговый характер скольжения, обусловленный уменьшением отношения $\tau_c/\sigma_{вн}$ [197] (τ_c , $\sigma_{вн}$ – соответственно сдвиговые и внешние напряжения) в действующих системах сдвига в ходе деформирования по $[\bar{1}10]$. Такое распределение деформации, наряду с повышенной ее степенью, обеспечивает значительное и равномерное по образцу двойникование в области 77...173 К. При дальнейшем повышении температуры сильное облегчение скольжения приводит к доминированию макроскопического течения, что существенно сокращает, а затем и вовсе исключает создание двойников.

При разрыве по направлению $[\bar{1}11]$ незначительность двойникования обусловлена предпочтительностью скольжения в системе плоскостей $\{110\}$, а локальность – высокой неравномерностью пластической деформации. Последнее является следствием увеличения $\tau_c/\sigma_{вн}$ [197] в процессе деформирования по $[\bar{1}11]$.

5.4.4. Влияние предварительной деформации скольжением

Интересным и неоднозначным является влияние предварительной деформации скольжением на интенсивность образования двойников. Например, в цинке [54] и ниобии [55] их возникновение облегчается, если кристаллы предварительно продеформировать. В то же время в железе [199 – 201] и кремнистом железе [40] низкотемпературное двойникование подавляется первоначальным скольжением, осуществленным при повышенной температуре. Эти результаты получены в квазистатических режимах нагружения.

Предварительное скольжение при последующих динамических испытаниях по-разному влияет на возникновение двойников. В области низких температур введенные дислокации усиливают двойникование (рис. 5.11, кривые 3, 4 и 5, 6), выше 273 К, напротив, затрудняют, и с повышением температуры – все в большей степени. Характерно, что в заранее деформированных областях двойники при низких температурах зарождаются по всему образцу, в то время как в отожженных – лишь в вершине надреза или трещины.

Приведенные результаты объясняются тем, что предварительное скольжение по пересекающимся $\{110\}\langle 111\rangle$ и $\{112\}\langle 111\rangle$ системам создает в объеме образца многочисленные концентраторы напряжений. В ходе последующего импульсного нагружения в низкотемпературной области, когда скольжение затруднено, эти концентраторы становятся источниками двойников, что подтверждается зарождением их во многих участках образца. При повышенных температурах свежие дислокации, напротив, облегчая начало скольжения и способствуя равномерному его развитию, блокируют образование двойников.

5.5. ВЛИЯНИЕ ВЕЛИЧИНЫ ДЕФОРМАЦИИ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ДВОЙНИКОВАНИЯ

Для более глубокого понимания процессов, контролирующих интенсивность двойникования, важными являются сведения о характере влияния отдельно температуры и величины общей деформации образцов на образование двойников. С этой целью для каждой температуры определяли [187] число двойников, появляющихся при достижении определенного уровня деформации ε (рис. 5.12). Как видно из графиков, при $T = \text{const}$ число двойников растет с увеличением деформации, однако неравноценно для разных значений ε и T (см. рис. 5.12, например, 0,5...1 и 2...2,5 % при 373 и 473 К). Для $\varepsilon = \text{const}$ с ростом температуры испытания ($T > 273$ К) двойникование постепенно блокируется. При этом меняются $\tau_{\text{дв}}$ и $\tau_{\text{ск}}$, степень деформации, кристаллография и характер скольжения, устойчивость дислокационных барьеров и пр. Для выяснения параметров, определяющих интенсивность двойникования в разных областях температур, процесс развития скольжения и двойникования можно представить в виде дислокационных преобразований [187]:

$$q \leftrightarrow S \rightarrow tw,$$

где q , S , tw – соответственно скользящие, сидячие и двойниующие дислокации.

Зарождение двойников по этой схеме происходит из сидячих конфигураций дислокаций, в качестве которых могут быть или

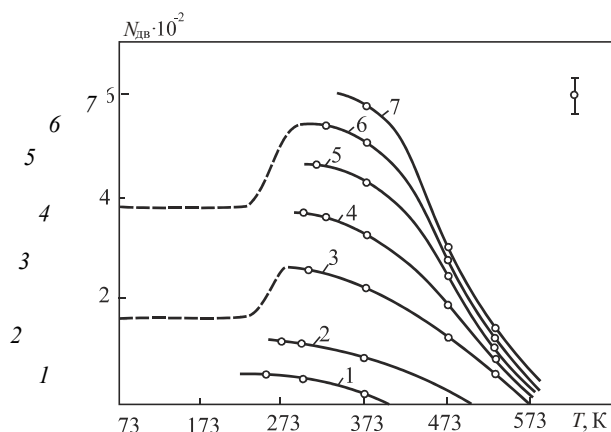


Рис. 5.12. Изменение интенсивности двойникования от температуры для различных степеней деформации:
 1 – 0,2 %; 2 – 0,5 %; 3 – 7 – через 0,5 % каждая

расщепленные $1/2\langle 111 \rangle$ винтовые дислокации S_1 [59], или сидячие барьерные $[001] - S_2$ [58].

- 77...233 К. Здесь $\tau_{дв} < \tau_{ск}$ и переходы $S \rightarrow tw$ энергетически выгоднее, чем $S \rightarrow q$. Однако эти реакции могут осуществляться при наличии винтовых дислокаций в плоскостях $\{112\}$ (S_1 – тип сидячих конфигураций). Появление последних при низких температурах затруднено и оказывается возможным лишь на участках сложного напряженного состояния (надрез, вершина трещины и др.). Именно с этими местами и связано возникновение двойников.

- 233 – 293 К. Скольжение становится предпочтительнее двойникования ($\tau_{ск} \leq \tau_{дв}$), развиваясь в плоскостях $\{110\}$ и $\{112\}$. В рамках рассматриваемой схемы это означает превалирование $S \rightarrow q$ переходов над $S \rightarrow tw$. Однако взаимодействие скользящих дислокаций в $\{110\}$ и $\{112\}$ плоскостях приводит к росту числа барьеров $[001]$. При достижении необходимых локальных напряжений сидячие конфигурации

(S_2 – тип) распадаются на двойникующие дислокации с зарождением микродвойников, т.е. в процессе деформирования вместе с продолжающимися $S \rightarrow q$ переходами все многочисленнее будут $S_2 \rightarrow tw$ преобразования, приводящие к быстрому увеличению числа двойников. При этом в указанном диапазоне температур скольжение активно способствует двойникованию. Это связано как с увеличением его степени, так и возрастающим поворотом активных плоскостей к благоприятной ориентации. Последнее, приводя к существенному повышению доли $\{112\}$ дислокаций, должно увеличивать $N_{дв}$ даже в случае $\epsilon = \text{const}$. Следовательно, экстремум на кривых $N_{дв}(T)$ будет сохраняться и для постоянных значений ϵ .

- 293...373 К. При этих температурах системы скольжения стабилизируются и для постоянных величин деформации число двойников начинает сокращаться (рис. 5.12). В связи с этим наблюдающийся рост интенсивности двойникования (в этом же температурном интервале) (см. рис. 5.6) можно связать лишь с повышением степени общей деформации образца. Но вследствие снижения температурной устойчивости дислокационных барьеров и "самоторможения" двойникования за счет большой плотности прослоек скорость нарастания числа двойников постепенно уменьшается, становясь минимальной в районе 373 К.

- $T > 373$ К. Здесь $\tau_{ск} < \tau_{дв}$. Устойчивость дислокационных скоплений быстро падает, затрудняя достижение необходимых для зарождения двойников локальных напряжений. Это приводит к возрастанию числа $S_1 \rightarrow q$ и $S_2 \rightarrow q$ переходов и сокращению $S_2 \rightarrow tw$ с подавлением образования зародышей двойников.

ГЛАВА 6

МЕХАНИЧЕСКОЕ ДВОЙНИКОВАНИЕ И ЗАРОЖДЕНИЕ ТРЕЩИН В ОЦК-СПЛАВЕ Fe + 3,25 % Si

Связь двойникования и разрушения рассмотрена в п. 1.6 главы 1. Показана опасность механических двойников как концентраторов напряжений. Вместе с тем влияние механического двойникования на зарождение трещин при различных температурах практически не рассматривалось. Подобные эксперименты по изучению конкретных механизмов, ответственных за образование разрушающих трещин в сплаве Fe + 3,25 % Si, были выполнены при динамическом нагружении плоских образцов в интервале температур 77...600 К [188 – 190].

В опытах использовали скоростную съемку, позволяющую фиксировать двойникование, скольжение и разрушение образцов (см. гл. 5). На участках зарождения трещин металлографическими методами определяли активные системы скольжения и двойникования. Динамическое растяжение образцов вдоль направления $[001]$ проводилось в четырех областях температур: 1) 77...223 К – квазихрупкое поведение материала; 2) 223...273 К – переходная область от квазихрупкого к вязкому разрыву; 3) 273...473 К – интервал вязкого разрушения при сильном двойниковании; 4) выше 473 К вязкое разрушение при ослабляющемся двойниковании.

6.1. РОЛЬ ДВОЙНИКОВ В ОБРАЗОВАНИИ РАЗРУШАЮЩИХ ТРЕЩИН В ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУР КВАЗИХРУПКОСТИ

Как свидетельствуют киносъемки [189], началу разрушения всегда предшествует механическое двойникование. Разрушение начинается, как правило, от края образца, в участках скопления пересекающихся двойников ($1\bar{1}2$) и ($\bar{1}12$), возникающих вследствие динамического нагружения (рис. 6.1). При этом пересекающиеся двойники могут зарождаться по двум вариантам: одновременно, непосредственно от края образца (в этом случае на сколе в очаге старта разрушения всегда наблюдается неметаллическое силикатное включение (рис. 6.2, а)) либо, когда при деформации на край образца выходит динамический двойник ($1\bar{1}2$) или ($\bar{1}12$), вызывающий зарождение под поверхностью пересекающихся его прослоек ($\bar{1}12$) или ($1\bar{1}2$) соответственно (рис. 6.2, б).



Рис. 6.1. Участок зарождения трещины (отмечен стрелкой) в зоне взаимодействия двойников у поверхности образца.

$T = 203 \text{ K}$ — 70 мкм

Зарождение трещин представляется двумя вариантами. По первому – при нагружении образца повышенная концентрация напряжений около приповерхностного включения релаксирует вначале испусканием двойников. Их взаимодействие друг с другом (а также с включением) вблизи поверхности пластины приводит к расколу последней и образованию разрушающей трещины. По второму – динамический двойник (или несколько двойников), приближаясь к грани образца и увеличивая напряжения на ней, способствует инициации в этом очаге вторичных ламелей. Пересечение или упругий контакт первичных и вторичных двойников под поверхностью вызывает ее разрыв.

Известно [202], что круглое включение вблизи свободной поверхности создает более высокую концентрацию напряжений ($K_{\text{п}}$), чем центральное ($K_{\text{ц}}$). Величина $K_{\text{п}}$ определяется соотношением между расстоянием от поверхности до центра включения d и размером R последнего. Наибольшие напряжения достигаются в перемычке между поверхностью и включением, где $K_{\text{п}}$ может быть равным $5 \dots 7$, в отличие от центрального дефекта с $K_{\text{ц}}^{\text{max}} = 3$. С увеличением R краевые эффекты сказываются на больших расстояниях d .

Тогда в исследуемом кремнистом железе, содержащем значительное количество силикатных включений с размерами от 1 до $10 \dots 30$ мкм, имеются предпосылки для достижения высоких концентраций напряжений в приповерхностных слоях материала. Участки с критическим отношением d/R [202] и могут стать, в первую очередь, очагами зарождения двойников или хрупкого разрыва.

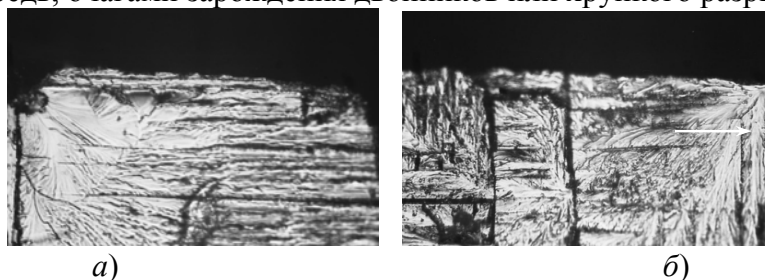


РИС. 6.2. ЗАРОЖДЕНИЕ ТРЕЩИНЫ В УЧАСТКЕ С ВКЛЮЧЕНИЕМ (А) И БЕЗ НЕГО (Б); ПОВЕРХНОСТЬ СКОЛА (001); ОЧАГ ЗАРОЖДЕНИЯ ТРЕЩИНЫ ПОКАЗАН СТРЕЛКОЙ.

$$T = 203 \text{ K} \quad \text{—} \quad 30 \text{ мкм}$$

Напряжения скола на поверхности образца $(\bar{1}10)$ оценены [189] при приближении к ней одного и двух параллельных и разноориентированных прослоек краевой ориентации $(1\bar{1}2)$, $(\bar{1}12)$ (рис. 6.3). Двойник моделировался системой из 50 краевых дислокаций [203] с $b' = 250b$ на каждой границе (b – вектор Бюргера двойнивающей дислокации, равный $0,827 \text{ \AA}$). Каждая последующая дислокация смещалась по оси y на величину $250d$, где d – расстояние между плоскостями $\{112\}$, равное $1,17 \text{ \AA}$. (Выбор $b' = 250b$ обусловлен характерной толщиной прослоек, наблюдаемых в эксперименте: $2 \cdot 50 \cdot 250 \cdot 1,17 \text{ \AA} \approx 2,9 \text{ мкм}$.) Координаты x_i дислокаций находились из формулы, описывающей скопление, поджатое к препятствию [203]:

$$x'_i = Gb/4\Pi(1 - \nu)\tau_{\text{дв}},$$

а y'_i как $y'_i = y_0 + n_i 250d$, где x_i – обобщенные, а x'_i, y'_i – истинные координаты i -й дислокации; $y_0 = 0$ – координата вершинной дислокации; n_i – номер i -й дислокации; $\tau_{\text{дв}}$ – сдвиговые напряжения в плоскости двойникования в направлении $\langle 111 \rangle$; G, ν – соответственно модуль сдвига и коэффициент Пуассона.

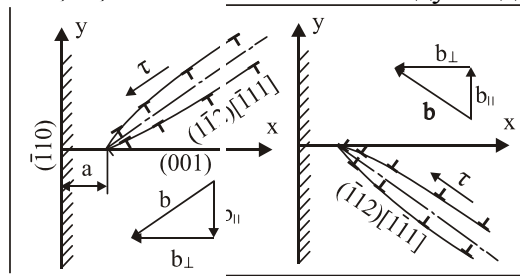


Рис. 6.3. Схема к расчету взаимодействия двойников $(1\bar{1}2)$ и $(\bar{1}12)$ с поверхностью образца $(\bar{1}10)$

Для нахождения напряжений использовали решение А. Хида [204] для краевой дислокации под поверхностью. Так как у дислокации двойника $(\bar{1}10)$ вектор Бюргера наклонен под углом 35° к оси X (см. рис. 6.3), то каждая из них представлялась совокупностью, перпендикулярной и параллельной поверхности образца составляющих с векторами b_\perp и b_\parallel . Компоненты поля напряжений $\sigma_{xx}^\perp, \sigma_{xy}^\perp, \sigma_{yy}^\perp$ и $\sigma_{xx}^\parallel, \sigma_{xy}^\parallel, \sigma_{yy}^\parallel$ вблизи поверхности образца записывались аналогично [204], а решения для σ_{xx}, σ_{xy} и σ_{yy} находились суперпозицией соответствующих компонент. Анализировались разрывающие напряжения в спайности (001) (σ_{yy}) и сдвиговые $\tau_{\text{дв}}$ в плоскостях двойникования $(1\bar{1}2)$:

$$\tau_{\text{дв}}^{(1\bar{1}2)} (\cos^2 35^\circ - \sin^2 35^\circ) \sigma_{yy} - \sin 35^\circ \cos 35^\circ (\sigma_{xx} - \sigma_{yy}).$$

С приближением к поверхности образца одного или двух двойников растягивающие и сдвиговые напряжения на ней сильно возрастают (рис. 6.4). При подходе одной прослойки точка, где σ_{yy} и $\tau_{\text{дв}}^{(1\bar{1}2)}$ максимальны, лежит, примерно, на пересечении оси двойника с поверхностью, а в случаях с двумя ламелями ее положение определяется взаимной ориентацией двойников и их расстоянием до поверхности. Из всех вариантов наибольшую концентрацию напряжений приносят разноориентированные прослойки $(1\bar{1}2)$ и $(\bar{1}12)$, оси которых пересекаются на краю образца (рис. 6.4, кривая 4).

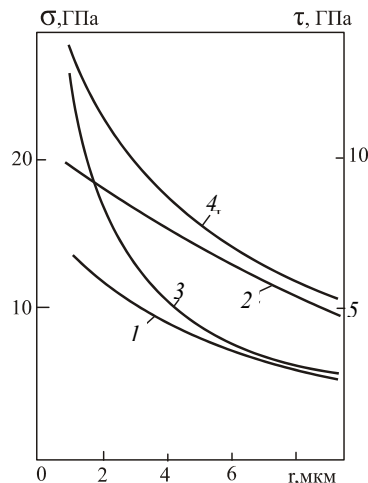


РИС. 6.4. ИЗМЕНЕНИЕ СДВИГОВЫХ Т ПОВЕРХНОСТИ ОБРАЗЦА (на глубине 0,1 мкм) при приближении к ней одного (1), параллельных (2) и пересе-

РАСТЯГИВАЮЩИХ Σ И НАПРЯЖЕНИЙ НА

двух кающихся (3) прослоек; 4 – для двух оси которых пересекаются на грани $(\bar{1}10)$

образца. Для кривой 2

расстояние между двойниками 4 мкм

Если возможность зарождения микротрещины или микродвойника определяется величиной напряжений на поверхности, то для подрастания и развития этих дефектов в макроскопическом плане важно также распределение напряжений в глубь образца по направлению их роста [188, 189]. Оказывается, что изменение σ_{yy} из точки с σ_{yy}^{\max} в глубь пластины по направлению $[\bar{1}10]$ роста трещины наиболее благоприятно для случая пересечения вершин прослоек под поверхностью (рис. 6.5, а, кривые 1'', 2'', 3''). В этом варианте плоскость разрушения с наибольшей вероятностью может проходить непосредственно через очаг пересечения. Распределение сдвиговых напряжений наилучшее для встречных краевых двойников (рис. 6.5, б). Для винтовых прослоек (112) и $(\bar{1}\bar{1}2)$, растущих вдоль $[\bar{1}10]$, характер изменения τ_{dv} определяется распределением напряжений, аналогичным для σ_{yy} (рис. 6.5, а, кривые 1 – 3). Последние лишь уменьшаются в соответствии с ориентационным фактором, равным 0,471.

Приведенный анализ в совокупности с экспериментальными результатами позволяет обосновать и конкретизировать ранее предложенные механизмы зарождения разрушающих трещин. В первом варианте концентрация напряжений в области между поверхностью и включением может релаксировать или непосредственно расколом материала или предварительно испусканием двойников. Последнее является предпочтительным, так как энергия образования двойника в кремнистом железе $92...473$ мДж/м² [6], а скола – 1400 мДж/м² (как следствие, двойникование всегда предшествует разрушению).

Возникшие прослойки, взаимодействуя под поверхностью, существенно повышают напряжения на ней (рис. 6.4). Особо опасно пересечение близко расположенных к грани образца краевых прослоек $(1\bar{1}2)$ и $(\bar{1}12)$. В этом случае система поверхность – очаг пересечения двойников – включение представляет собой благоприятную совокупность условий для зарождения и роста трещины. Механизм образования разрыва иллюстрирует рис. 6.6, а.

Не исключена возможность возникновения скола в участках выхода на поверхность параллельных краевых двойников, а также при взаимодействии краевых и винтовых прослоек. Последнее наблюдалось в эксперименте (см. рис. 6.2, а). Однако условия для его зарождения и развития в этих вариантах более трудные, что связано как с меньшими напряжениями на поверхности (рис. 6.4) и их быстрым спадом при удалении от нее, так и с кристаллографическими особенностями взаимодействия краевых и винтовых двойников [197].

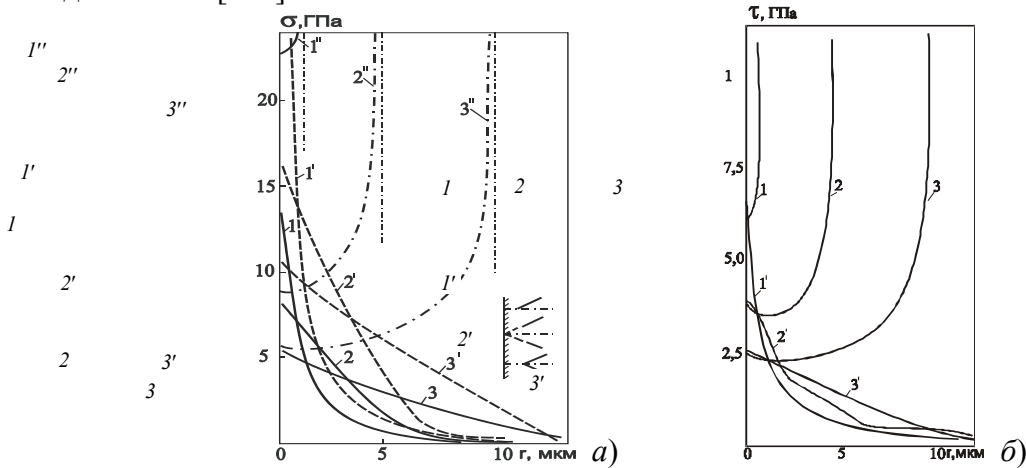


Рис. 6.5. а – распределение напряжений σ_{yy} при удалении с поверхности образца по направлению роста трещины $[\bar{1}10]$ для одного (1 – 3) и двух двойников, оси которых пересекаются на поверхности (1' – 3'); (1'' – 3'') – для двух прослоек, пересекающихся под поверхностью (см. схемы); 1, 1', 1'' – двойники на расстоянии 1 мкм от поверхности; 2, 2', 2'' – 5 мкм; 3, 3', 3'' – 10 мкм; б – изменение сдвиговых напряжений для встречного (1 – 3) и пересекающегося (1' – 3') краевых двойников при удалении с поверхности образца соответственно по $[\bar{1}11]$ и $[\bar{1}\bar{1}1]$. 1, 1' – вершина взаимодействующего с поверхностью двойника на расстоянии 1 мкм от поверхности; 2, 2' – 5 мкм; 3, 3' – 10 мкм

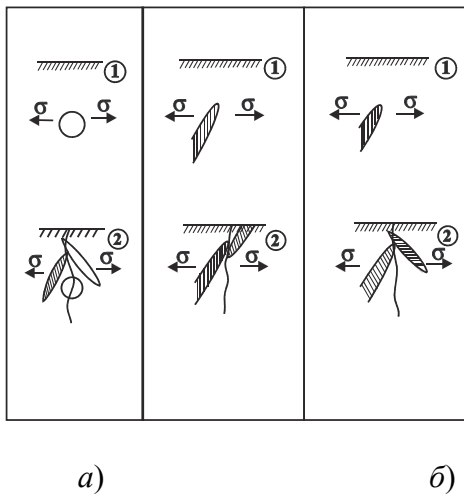


Рис. 6.6. Схемы механизмов образования квазихрупкой разрушающей трещины:
а – при взаимодействии двойников, инициируемых приповерхностным включением; *б, в* – при контакте динамического двойника с "вторичными" двойниками, возникшими в результате взаимодействия двойника с краем образца

По второй модели концентрация напряжений, обусловленная выходом динамического двойника на поверхность, также релаксирует вначале вторичным двойникованием (рис. 6.7). Напряжения сдвига на поверхности одинаковы для срабатывания четырех систем двойникования: встречающихся и пересекающихся краевых прослоек $(112) [\bar{1}\bar{1}1]$, $(\bar{1}\bar{1}2) [111]$ и винтовых ламелей $(112) [\bar{1}\bar{1}1]$, $(\bar{1}\bar{1}2) [111]$. Поэтому вероятность возникновения тех или иных двойников будет определяться условиями для их зарождения и подрастания. Условия зарождения наиболее благоприятны для пересекающихся краевых прослоек, что подтверждается их массовым "вторичным" образованием при движении первичного двойника, условия подрастания – для встречающихся ламелей (рис. 6.5).

Пересечение или упругий "контакт" вершин первичных и вторичных двойников под поверхностью вызывает разрушение материала (рис. 6.6, *б, в*). На возможность зарождения трещины в его поверхностных слоях при взаимодействии с ними изолированного двойника указывалось ранее [25]. Следует, однако, заметить, что в энергетическом плане изолированной прослойке легче в начале вызвать вторичное двойникование, чем раскол.

Как отмечалось выше, наиболее опасным для зарождения трещин является пересечение вершин двойниковых ламелей. Однако вероятность такой "встречи" в образце ничтожно мала. Вблизи же поверхности возможность упругого "контакта" или пересечения вершин двойников $(1\bar{1}2)$ и $(\bar{1}12)$ значительно возрастает, что является одной из причин, повышающих опасность приповерхностных областей как очагов возникновения квазихрупких трещин. Следовательно, в диапазоне температур 77...223 К двойники (в ряде случаев совместно с включениями) непосредственно ответственны за разрушение сплава Fe + 3,25 % Si при динамическом растяжении вдоль направления [001].



Рис. 6.7. Образование вторичных двойников (показаны стрелкой) с поверхности образца; $T = 203 \text{ K}$ \square 30 мкм

6.2. ВЛИЯНИЕ ДВОЙНИКОВ НА ЗАРОЖДЕНИЕ ТРЕЩИН В СПЛАВЕ Fe + 3,25 % Si В ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУР 223...273 К

В области температур перехода от квазихрупкого разрыва к вязкому началу разрушения предшествует усиливающееся двойникование в пересекающихся плоскостях (112) , $(\bar{1}\bar{1}2)$ и $(1\bar{1}2)$, $(\bar{1}12)$. Характер процесса стадийный с последовательным образованием и ростом нескольких пачек двойников. Длительность развития двойникования возрастает с 15...25 мкс при 223 К до 100...150 мкс при 273 К, а средняя плотность двойников соответственно с 4...8 мм^{-1} до 15...20 мм^{-1} [188].

Трещина стартует из сильно сдвойникованной зоны после насыщения образца прослойками. Она зарождается, как правило [188, 190], в очаге скопления пересекающихся двойников (112) и $(1\bar{1}2)$ после

значительной локальной деформации в этом участке (рис. 6.8). Дальнейший рост разрыва осуществляется вязко, с участками квазихрупких сколов.

Совокупность экспериментальных результатов (сильное предшествующее двойникование по нескольким системам и возникновение разрушения в очагах пересечения двойников после локального пластического течения) позволила предложить [188, 190] следующий механизм зарождения трещин (рис. 6.9, а). При торможении пересекающихся динамических двойников под действием высоких напряжений в зоне контакта стимулируется образование и движение скользящих дислокаций. Последние, стопорясь на границах барьерных двойников и взаимодействуя между собой, приводят к возникновению раскалывающих дислокаций в плоскостях спайности. Эти дислокации, объединяясь в поле внешних растягивающих напряжений, образуют микротрещину, способную дать начало разрушению.

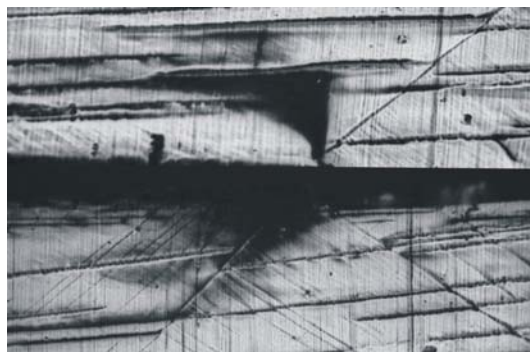
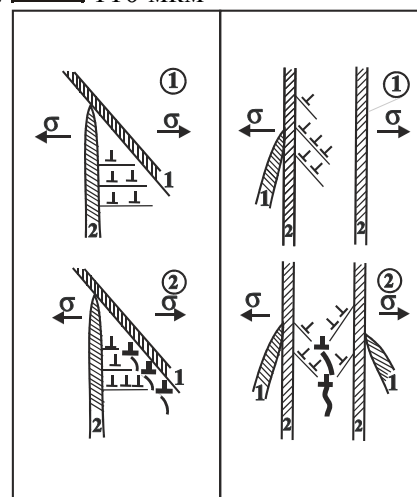


Рис. 6.8. Микроснимок очага зарождения разрушения. — 110 мкм

Рис. 6.9. Механизм зарождения трещины в зоне блокирования динамического двойника 2 на статическом 1 (а) и механизм образования трещины в участке стопорения краевых двойников $(1\bar{1}2)$ (2) и $(\bar{1}12)$ (2') на винтовых (112) (1) (б). Раскалывающие дислокации изображены утолщенными линиями

а) б)



Для обоснования и конкретизации предложенного механизма исследованы [188, 190] характер и кристаллография локального скольжения на участках торможения двойников и проанализированы возможности образования в этих областях раскалывающих дислокаций. Для этого рассматривали два варианта пересечения двойниковых ламелей, наблюдаемых в эксперименте: торможение двойников винтовой ориентации (112) , $(\bar{1}\bar{1}2)$ на краевых $(1\bar{1}2)$, $(\bar{1}12)$ и блокирование краевых прослоек на винтовых.

6.2.1. Стопорение винтовых ламелей на краевых

Так как векторы сдвига материала по направлениям $[\bar{1}\bar{1}1]$ $[111]$ и $[1\bar{1}1]$ $[\bar{1}11]$ взаимодействующих двойников практически ортогональны друг другу, то сами прослойки являются мощными препятствиями для растущих двойников [197]. Высокие напряжения, возникающие в зоне блокирования, могут релаксировать или зарождением трещин, или пластической деформацией. Но в силу того, что линии пересечения двойников не параллельны плоскости скола (001) [25], образование хрупких разрывов на них затруднительно. Поэтому релаксация напряжений при всех температурах происходит скольжением с характерной дислокационной структурой (рис. 6.10, а, б). Скольжение осуществляется главным образом по плоскостям $\{\bar{1}10\}$, параллельным оси растяжения. Дислокационные сдвиги в других системах выражены слабее и проявляются только в местах пересечения многих двойников при повышении температуры испытания (рис. 6.10, б).

Наблюдаемое скольжение в зоне торможения двойниковой прослойки соответствует полю напряжений в ее вершине. Действительно, винтовой двойник, описываемый в декартовой системе координат: X' – вдоль прослойки, Y' – перпендикулярно плоскости двойникования, Z' (рис. 6.10, в), характеризуется двумя составляющими сдвиговых напряжений $\tau_{ZY'}$ и $\tau_{ZX'}$ [80]. При блокировании двойникующих дислокаций напряжения в вершине прослойки возрастают. При этом компонента $\tau_{ZX'}$, ориентированная в плоскости $(\bar{1}10)$ в направлении $[\bar{1}\bar{1}1]$ или $[111]$ (соответственно для двойников (112) и $(\bar{1}\bar{1}2)$), легче всего может вызвать скольжение дислокаций $1/2 \langle 111 \rangle$ в системах $(\bar{1}10) [\bar{1}\bar{1}1]$ или $(\bar{1}10) [111]$, что согласуется с экспериментом.

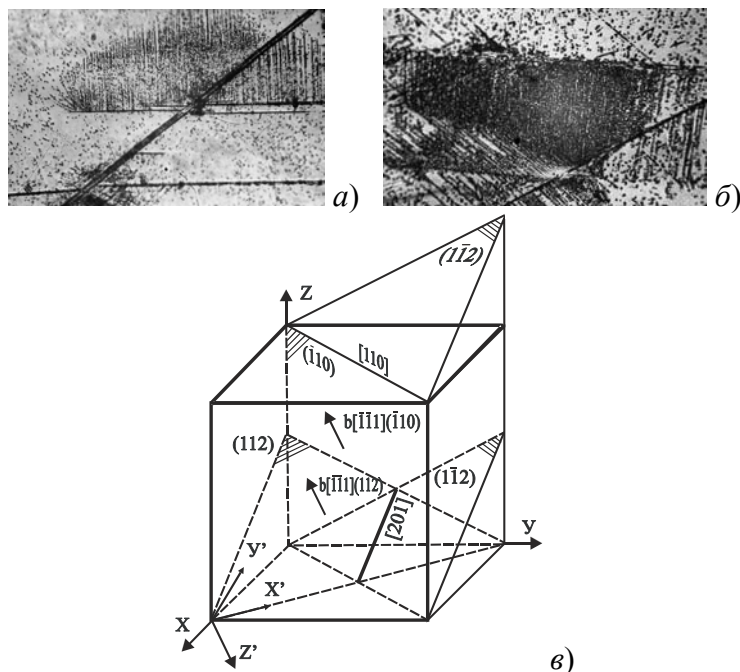


Рис. 6.10. Дислокационная структура в участках стопорения винтовых двойников (112) на краевых $(\bar{1}\bar{1}2)$ при 77 К (а) и 248 К (б).

— 30 мкм; в – кристаллографическая ориентация плоскостей двойникования (112) , $(\bar{1}\bar{1}2)$ и скольжения $(\bar{1}10)$ относительно оси растяжения по $[001]$

Зарождение скользящих дислокаций возможно при срабатывании источников в вершине и на границах заблокированной ламели. Кроме того, они могут возникать и непосредственно из двойникующих винтовых дислокаций $1/6 \langle 111 \rangle$. При сильном поджатии друг к другу последние способны или "переползать" в одну плоскость и объединяться, согласно [79], или диссоциировать на скользящие $1/2 \langle 111 \rangle$ и дополнительные двойниковые $1/3 \langle 111 \rangle$ по схеме Слизвика [81]. Возникшие дислокации $1/2 \langle 111 \rangle$, "выталкиваясь" напряжениями $\tau_{ZX'}$ в плоскости $(\bar{1}10)$, обеспечивают повышенную деформацию в системе $(110) \langle 111 \rangle$ в зоне торможения двойников.

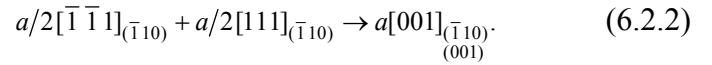
Возможность образования в этом очаге раскалывающих дислокаций (лежащих параллельно плоскости скола (001) и имеющих вектор Бюргерса $b = a[001]$) определяется ориентацией скользящих дислокаций и вероятностью протекания дислокационных взаимодействий, приводящих к раскалывающему дефекту. В общем случае линии подвижных дислокаций $1/2 \langle 111 \rangle$, лежащих в плоскостях $(\bar{1}10)$, не параллельны плоскости (001) . Однако при поджатии напряжениями $\tau_{ZX'}$ к границе барьерного двойника $(\bar{1}\bar{1}2)$ дислокации вынуждены ориентироваться $[205]$ вдоль $[110]$ – линии пересечения плоскостей $(\bar{1}10)$ и $(\bar{1}\bar{1}2)$, т.е. параллельно спайности (001) (рис. 6.10, в). При их сближении и взаимодействии становится возможным возникновение раскалывающих дислокаций несколькими вариантами.

В случае стопорения одного и более одноименных двойников (например (112)) – слиянием дислокаций с одинаковым вектором Бюргерса b , по схеме [206]:

$$a/2[\bar{1}\bar{1}1]_{(\bar{1}10)} + a/2[\bar{1}\bar{1}1]_{(\bar{1}10)} \Leftrightarrow a[\bar{1}\bar{1}1]_{(001)} \rightarrow a[\bar{1}10]_{(\bar{1}10)} + a[001]_{(001)} \quad (6.2.1)$$

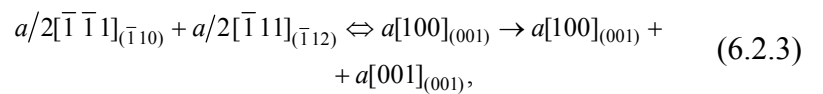
Дислокация $a[\bar{1}\bar{1}1]$ с большим вектором Бюргерса неустойчива. Ее обратному распаду препятствует скопление. Поэтому более вероятна диссоциация по схеме (6.2.1) на дислокации с меньшим b [207] с возникновением расклинивающей $a[001]$.

При одновременном блокировании близко расположенных прослоек (112) и $(\bar{1}\bar{1}2)$, генерирующих в одном направлении дислокации $1/2[\bar{1}\bar{1}1]$ и $1/2[111]$ (рис. 6.10, б), согласно энергетически выгодной реакции



При торможении одинаковых или разных двойников, распространяющихся навстречу, ситуация аналогичная первым двум вариантам может реализоваться на обеих границах барьерных ламелей. Вероятность возникновения раскалывающих дислокаций в этом варианте, очевидно, самая высокая. Причем, в этом случае зарождение микротрещин становится возможным и по механизму встречных дислокационных скоплений [208], испускаемых двойниками.

Во всех рассмотренных вариантах появление расклинивающих дислокаций может происходить и при слиянии дислокаций доминирующей системы скольжения $(\bar{1}10)\langle 111 \rangle$ с дислокациями других систем, наблюдаемых в эксперименте. Например, по реакции



когда сидячая дислокация, имеющая вектор Бюргерса $a[\bar{1}01]$, может распасться с образованием расклинивающей [207].

Следовательно, при скоплении скользящих дислокаций $1/2\langle 111 \rangle (\bar{1}10)$ у границ барьерных двойников вполне вероятно зарождение раскалывающих дислокаций в плоскостях спайности. Наиболее опасный вариант – одновременное заклинивание близко расположенных параллельных и антипараллельных прослоек (112), $(\bar{1}\bar{1}2)$.

Тогда, в рамках рассмотренного выше, механизм зарождения микроразрыва в очагах стопорения винтовых двойников на краевых заключается в объединении раскалывающих дислокаций в плоскостях спайности (001), возникших в результате взаимодействия скользящих дислокаций системы $(\bar{1}10)\langle 111 \rangle$ у границ барьерных прослоек по одному из предложенных вариантов.

Зародышевая микротрещина оказывается под одновременным воздействием двух напряжений: сдвиговых τ_{zx} , в плоскостях $(\bar{1}10)$ от застопорившихся двойников и растягивающих $\sigma_{[001]}$ от внешней нагрузки (рис. 6.6, а). Подрастание зародышевой трещины обеспечивается как непрерывным "сваливанием" в нее дислокаций $1/2\langle 111 \rangle (\bar{1}10)$, так и раскрытием за счет растягивающих напряжений.

6.2.2. Торможение краевых двойников на винтовых

В случае стопорения прослоек $(1\bar{1}2)$ локальное скольжение развивается в плоскостях (011), $(\bar{1}01)$, $(1\bar{1}2)$, а при блокировании $(\bar{1}12)$ двойников – в (101), (01 $\bar{1}$), $(1\bar{1}2)$ (рис. 6.11, а). Дислокации перемещаются, как правило, в одном направлении от заторможенной ламели. При одновременном же торможении нескольких двойников $(1\bar{1}2)$ и $(\bar{1}12)$, а также в зоне между заклинивающимися близко расположенными параллельными ламелями они движутся навстречу друг другу (рис. 6.11, б, в). Наибольшая плотность дислокаций наблюдается у границ барьерных прослоек.

При анализе возможностей зарождения трещин в местах стопорения краевых двойников рассмотрено три варианта [190]. В первом – взаимодействуют дислокации одной плоскости скольжения у границ барьерных двойников. Все действующие плоскости скольжения $\{110\}$ пересекаются с двойниковыми (112) и $(\bar{1}\bar{1}2)$ по направлениям $\langle 111 \rangle$ и $\langle 211 \rangle$, а плоскости $(\bar{1}12)$, $(1\bar{1}2)$ – по направлениям [210], т.е. при поджатии к границам (112) или $(\bar{1}\bar{1}2)$ ламелей дислокации не ориентируются параллельно спайности (001). Более того, образование раскалывающих дислокаций по любой реакции энергетически не выгодно. Отсюда и вероятность зарождения дислокационной трещины мала.

По второму варианту взаимодействуют дислокации в разных плоскостях скольжения при стопорении одного двойника. Здесь энергетически возможна реакция

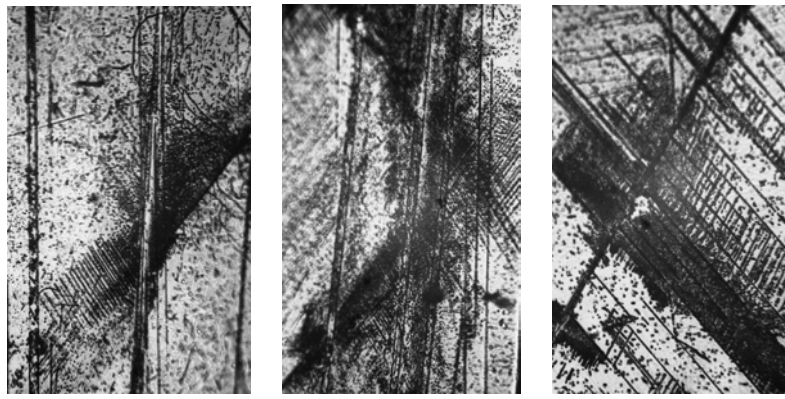
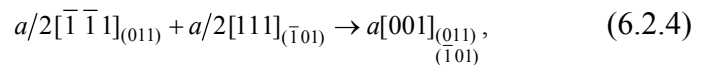


Рис. 6.11. Дислокационная структура при блокировании одного (а), двух пересекающихся (б) и системы параллельных (в) краевых двойников $(1\bar{1}2)$, $(\bar{1}12)$ на винтовых (112) при 248 К. — 30

МКМ



приводящая к результирующей дислокации $a[001]$. Однако последняя не является расклинивающей, так как ориентирована по направлению $[\bar{1}\bar{1}1]$, т.е. и в этом случае образование разрывов затруднительно.

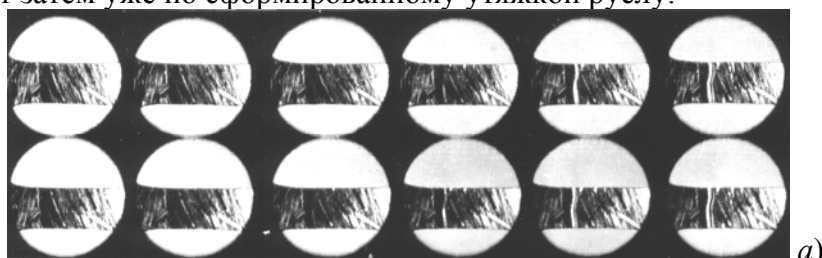
Третий случай рассматривает одновременное торможение на одном участке двух или более двойников. Этот вариант является благоприятным для возникновения дислокационной трещины. В результате множественного локального скольжения по пересекающимся плоскостям возможно появление микро-разрывов по схеме Коттрелла [171]. Как следует из анализа, зародыши разрушения способны возникать при взаимодействии скользящих дислокаций в активных плоскостях $(011) - (0\bar{1}1)$, $(101) - (\bar{1}01)$ и $(1\bar{1}2) - (\bar{1}12)$. Результирующие дислокации являются раскалывающими, так как имеют вектор $b = a[001]$ и лежат параллельно плоскости спайности (001) вдоль направлений $[100]$, $[010]$ и $[110]$. Механизм зарождения раскалывающих дислокаций и трещины в этом случае иллюстрируется схемой рис. 6.9, б.

Таким образом, и на участках стопорения краевых двойников вполне вероятно возникновение микро-разрушения. Область зарождения и старта макроскопической трещины определяется реальной ситуацией в том или ином скоплении двойников. Наиболее опасным является участок одновременного торможения краевых и винтовых динамических прослоек, где, как правило, и начинается макроразрушение.

6.3. РОЛЬ ДВОЙНИКОВ В ОБРАЗОВАНИИ ТРЕЩИН ПРИ ВЯЗКОМ РАЗРУШЕНИИ ($T > 273$ К)

- 273...473 К. Как и при 223...273 К разрушению предшествует интенсивное двойникование (рис. 6.12, а). Длительность процесса достигает 150...200 мкс, а средняя плотность прослоек – 20^{-1} мм. После двойникования, как правило, от края образца, в области относительно свободной от двойниковых прослоек, начинается макроскопическое течение. Через 32...40 мкс с момента образования полоса деформации тормозится на системе двойников.

В этом месте формируется и разрастается зона максимальной деформации, из которой спустя 48...64 мкс возникает трещина. Вначале она развивается по центру или по краю утяжки в направлении от барьерных двойников, а затем преодолевает и их. Часто в момент или после образования микро-разрыва наблюдается прорыв макроскопического течения через двойники и его распространение до края образца. Трещина идет затем уже по сформированному утяжкой руслу.



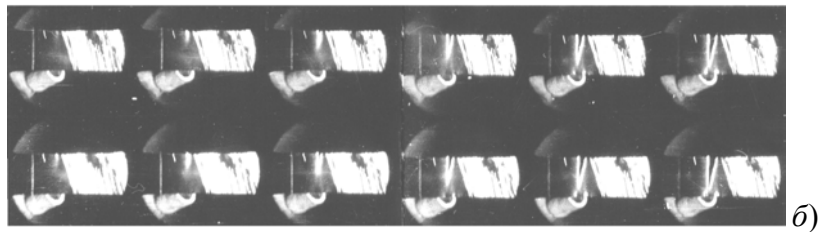


Рис. 6.12. Кинограмма зарождения и роста трещины в зоне стопорения макрополосы течения (показано стрелкой) на системе предшествующих двойников при 293 К (а) и кинограмма зарождения вязкой трещины вне сдвойникованной зоны при 423 К (б).

Начало макротечения показано стрелкой. Время между кадрами 16 мкс

Как видно, роль двойников в инициации трещин в рассматриваемом интервале температур иная, чем при 223...273 К. Локального скольжения в местах стопорения прослоек уже недостаточно для образования вязкой трещины. Она возникает лишь после сильного макротечения пластины. Система двойников, блокируя деформацию скольжением, стимулирует зарождение разрыва.

- $T > 473$ К. По мере роста температуры воздействие двойников на зарождение разрушающих трещин практически исключается. Вязкий разрыв возникает от края образца после сильной макродеформации в области, свободной от двойников (рис. 6.12, б). При его приближении к противоположной грани пластины на последней подобным образом появляется встречная трещина.

Глава 7

ВЛИЯНИЕ ДВОЙНИКОВ НА МЕХАНИЗМ И КИНЕТИКУ РАЗВИТИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ ТРЕЩИН В СПЛАВЕ Fe + 3,25 % Si

Деформационное двойникование в большом классе материалов предваряет разрушение. Обладая большой релаксационной способностью и быстродействием, интенсивное двойникование способно в принципе задерживать начало разрушения.

Зарождению двойников предшествует высокая аккумуляция энергии упругой деформации [29]. При нагружении в реальном кристалле формируется непрерывный интервал напряжений от очень высоких локальных величин до уровня приложенных и ниже. Возникновение двойниковой ламели – это предотвращение разрушения кристаллической решетки в участке, где достигается высокая концентрация упругой энергии. Ее аккомодация на границе двойника с матрицей приводит к значительному понижению средней энергии в исходной решетке. Образование двойников непосредственно перед трещиной повышает энергию зарождения и подрастания последней [42]. Затрудняя или облегчая двойникование, можно регулировать размеры микротрещин, приводящих к разрушению, напряжения для их развития, начало старта разрыва.

Многочисленными экспериментальными исследованиями показано [3, 8], что двойниковые ламели, наряду с другими структурными и деформационными несовершенствами, являются барьерами на пути развития трещин. В частности, в кальците [108] прослойки снижают концентрацию напряжений в вершине трещины, вызывают многочисленные ступени скола, изменяют геометрию фронта разрыва и т.д. Все это приводит к возрастанию энергетических затрат на разрушение.

Интересны результаты, полученные при воздействии на трещину в кальците упругими статическими и динамическими двойниками [37, 126]. Так, при взаимодействии скола по плоскости (100) с прослойкой (011) наблюдалось стопорение разрушения продолжительностью до 40...50 мкс, а иногда и сокращение размеров трещин, обусловленное залечиванием отдельных участков. При параллельном движении быстрой трещины и динамического упругого двойника разрушение замедляется вплоть до полной остановки. После исчезновения упругого двойника трещина получает дальнейшее развитие. Таким образом, кратковременно вмешиваясь в процесс разрушения упругими двойниками, можно, не

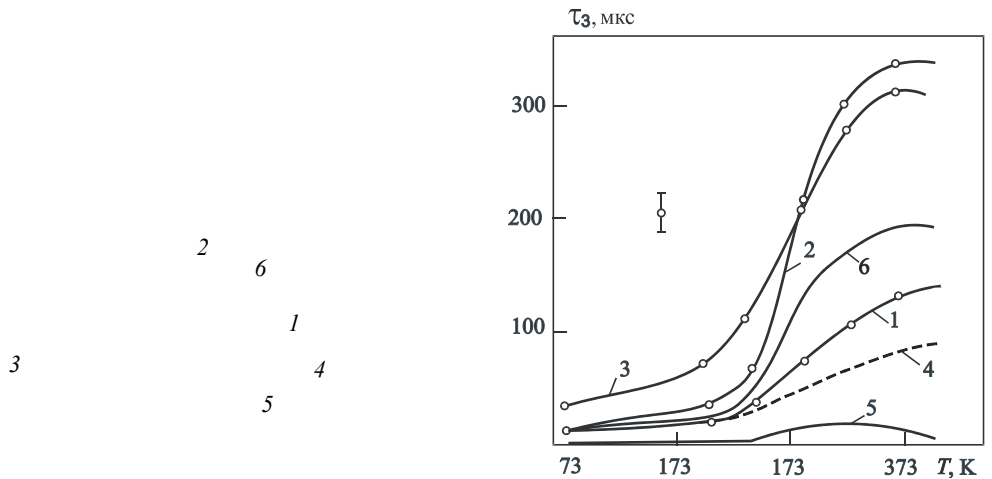
нарушая структуры материала в течение основного времени его эксплуатации, управлять разрушением [37].

7.1. ВЛИЯНИЕ ПРЕДШЕСТВУЮЩЕГО ДВОЙНИКОВАНИЯ НА ЗАДЕРЖКУ СТАРТА ДИНАМИЧЕСКОГО РАЗРУШЕНИЯ

Для более глубокого понимания вопроса о связи двойникования с разрушением, а также для выяснения возможностей блокирования разрушения двойниками на начальной стадии его развития необходимо знание временных интервалов, определяющих моменты появления двойников и старта трещины. Время задержки разрушения двойниками τ_3 определяется, главным образом, интенсивностью предшествующего двойникования и кинетикой его развития. Так как эти характеристики процесса двойникования существенно изменяются (см. гл. 5), то и время запаздывания разрушения должно заметно зависеть от температуры испытания, скорости и кристаллографии нагружения образцов.

Величину τ_3 в условиях динамического растяжения ($\dot{\epsilon} = 0,5 \cdot 10^2 \text{ с}^{-1}$) вдоль направления [001] определяли методом сверхскоростной киносъемки при разных температурах испытания. Установлено [23], что в пластинах с надрезом τ_3 минимально при 77 К и слабо изменяется вплоть до 233 К (рис. 7.1, кривая 1). При дальнейшем повышении температуры величина задержки возрастает. В образцах без надреза-концентратора τ_3 заметно отличается для температур $\geq 233 \text{ К}$ (рис. 7.1, кривая 2). В таких же пластинах, но предварительно продеформированных квазистатически при 293 К до $\epsilon = 0,5 \%$, величина τ_3 имеет повышенные значения лишь при низких температурах (рис. 7.1, кривая 3) и практически не отличается от зависимости рис. 7.1, кривая 2 при возросших T .

Рис. 7.1. Время запаздывания разрушения от начала двойникования в образцах:
 с надрезом (1); без надреза (2);
 в предварительно деформированных образцах (3);
 4 – τ_3 за счет двойников; 5 – τ_3 за счет различия в напряжениях двойникования и разрушения;
 6 – теоретическая оценка $\tau_3^{\text{дв}}$ за счет релаксации напряжений двойниками



Приведенные оценки τ_3 отражают совокупное действие предшествующего двойникования и скольжения на запаздывание старта разрыва. Доля каждого из них при разных температурах может быть различной. Оценить отдельный вклад двойникования в величину задержки старта разрушения можно, построив зависимость τ_3 от количества двойников, варьируя $T = \text{const}$ (рис. 7.2) (зависимости приведены для образцов с надрезом). При 77 К запаздывание трещины обусловлено практически одним двойникованием. Тогда для исключения роли скольжения и при других температурах нужно экстраполировать эту зависимость (рис. 7.2) в сторону больших значений $N_{\text{дв}}$. Видно, что даже при 373 К вклад двойникования в задержку разрушения весомее, чем скольжения. С учетом же возрастающих размеров двойников при повышении температуры он должен быть еще больше.

Зная напряжения начала двойникования $\tau_{\text{дв}}$ и разрушения $\sigma_{\text{р}}$ (рис. 5.5, кривые 1, 4), а также среднюю скорость нарастания внешних напряжений ($\sigma_{\text{вн}} = 1,1 \text{ кг/мм}^2 \cdot \text{мкс}$), можно определить величину задержки старта трещины только за счет различия этих величин (рис. 7.1, кривая 5). Как видно, отставание разрыва в этом случае минимально.

Основной причиной эффекта задержки, очевидно, является релаксация напряжений в образце в момент "проскакивания" двойников. Величину $\tau_3^{\text{дв}}$ можно оценить через относительное удлинение $l_{\text{рел}}$, вносимое прослойками (табл. 5.1). Определив величину релаксированных напряжений как

$$\sigma_{\text{рел}}^{\text{дв}} = E l_{\text{рел}},$$

где E – модуль Юнга материала, из выражения

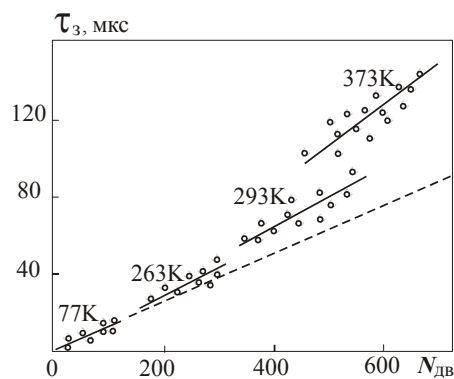


Рис. 7.2. Зависимость задержки разрушения от числа предшествующих двойников при различных $T = \text{const}$. Штриховая линия показывает примерное значение τ_3 только за счет двойникования

$$\tau_3^{дв} = \sigma_{\text{рел}} / \dot{\sigma}_{\text{вн}}$$

оценим время запаздывания старта трещины за счет двойников для каждой температуры испытания (рис. 7.1, кривая б). Рассчитанные значения дают удовлетворительное совпадение с экспериментальными для варианта испытаний образцов с надрезом. Наибольшее совпадение с кривой 1 рис. 7.1 наблюдается лишь для низких температур. При других температурах корреляция отсутствует: $\tau_3^{дв} > \tau_3$.

Последнее обстоятельство трудно объяснить. Возможно, надрез, облегчая разрушение материала, одновременно способствует процессу двойникования, которое в свою очередь задерживает старт трещины. Причем, влияние надреза сильнее проявляется при температурах вязкого разрушения (рис. 7.1, кривые 1, 2, б). В квазихрупкой области роль концентратора менее заметна, а при 77 К величина τ_3 во всех вариантах (кроме кривой 3) одинакова. По-видимому, при низких температурах достигаются, примерно, равные концентрации напряжений, как в надрезе, так и на других дефектах, что подтверждается часто наблюдаемыми случаями старта трещины не из концентратора.

Определенный вклад в запаздывание разрушения вносят двойники, испускаемые из вершины стартовой трещины. Быстро понижая напряжения в самом опасном очаге, измельчая эффективный размер зерна, создавая двойниковые "каркасы" [6], они дополнительно осложняют условия для начала движения трещины, способствуя ее торможению.

Таким образом, двойники, с одной стороны, облегчают образование зародышевых трещин (см. гл. 6), а с другой – отодвигают по времени старт макроразрыва и способствуют его самоторможению в начале движения. Возможность окончательного блокирования разрушения определяется соотношением факторов, от которых зависят величина τ_3 и условия для подрастания трещины в сдвойникованном очаге.

7.2. ВЛИЯНИЕ ПРЕДШЕСТВУЮЩИХ ДВОЙНИКОВ НА КИНЕТИКУ И МЕХАНИЗМ РАЗВИТИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ ТРЕЩИН

Предшествующие двойники, являясь естественными барьерами на пути разрушения, могут стать инструментом для перевода быстрых закритических трещин в неопасную квазистатическую стадию роста и окончательного торможения. Это имеет крайне важное значение для торможения квазихрупких трещин при низких температурах в ОЦК-материалах, где двойникование является основным видом пластической деформации.

Взаимодействие разрыва с системой предварительно созданных двойниковых прослоек исследовалось в кремнистом железе [3]. Установлено, что прохождение трещиной двойниковых "каркасов" сопровождается образованием многочисленных ступеней скола, областей локальной деформации, неоднократными замедлениями и остановками.

Предшествующее двойникование в сплаве Fe + 3,25 % Si главным образом проявляется в плоскостях (112) и ($\bar{1}\bar{1}2$) (гл. 5), выход которых на поверхность образца (110) оказывается параллельным сколу по плоскости (001). Поэтому в практическом плане особый интерес представляют исследования движения динамической трещины вдоль системы параллельных ей двойников.

Такие исследования проводились на кремнистом железе [71, 125, 191]. При теоретическом анализе [71, 191] трещина моделировалась прямой внутренней щелью с размером $2a$ в плоскости скола (001), распространяющейся с постоянной скоростью по направлению $[\bar{1}10]$ под действием напряжений σ_0 . В системе координат: X_1 – вдоль направления роста $[\bar{1}10]$; Y_1 – перпендикулярно плоскости скола – направление [001]; Z_1 – в плоскости разрушения по [110]. Компоненты напряжений в вершине трещины записывались аналогично [36]. Двойник задавали системой из 50 винтовых дислокаций на обеих границах с вектором $b' = 400b$. Координаты двойникующих дислокаций находили из выражения [203]

$$X'_i = Gb/4\pi(1 - \nu)\tau_{дв},$$

а y'_i как $y'_i = y_0 + n_i 400(d)$ обозначения аналогичны принятым в гл. 6.

Компоненты поля напряжений винтовой ламели (112) в координатной системе: X_2 – вдоль прослойки по направлению $[\bar{1}10]$; Y_2 – ортогонально плоскости двойникования – [112]; Z_2 – перпендикулярно X_2 и Y_2 – по [11 $\bar{1}$], рассчитывались по уравнениям [80]:

$$\sigma_{Y_2Z_2} = (-Gb/2\pi) \sum_{i=0}^{99} \frac{x - x_i}{(x - x_i)^2 + (y \pm y_i)^2} - \tau_{дв};$$

$$\sigma_{X_2Z_2} = (Gb/2\pi) \sum_{i=0}^{99} \frac{y \pm y_i}{(x - x_i)^2 + (y \pm y_i)^2},$$

где x и y – координаты точек, в которых определяются напряжения.

Для анализа упругого воздействия двойника на трещину тензор напряжений винтовой двойниковой прослойки

$$\sigma_{дв} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \sigma_{xz} \\ 0 & 0 & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & 0 \end{pmatrix}$$

приводили к системе координат, связанной с вершиной трещины [209]:

$$\sigma'_{дв} = M\sigma_{дв}M^{-1}, \quad (7.2.1)$$

где $\sigma'_{дв}$ – тензор напряжений двойника в новых координатах; M – матрица трансформации, компоненты m которой находятся как [197]:

$$m_{ij} = \frac{h_i U_j + k_i V_j + l_i W_j}{[(h_i^2 + k_i^2 + l_i^2)(U_j^2 + V_j^2 + W_j^2)]},$$

где h_i, k_i, l_i и U_j, V_j, W_j – индексы Миллера соответственно старых и новых координатных осей; M^{-1} – транспонированная матрица M .

Определив компоненты матрицы M и применив преобразование (7.2.1), нашли значение тензора напряжений двойника в новых координатах:

$$\sigma'_{дв} = \begin{pmatrix} 0 & 1/\sqrt{3}\sigma_{X_2Z_2} & 2/\sqrt{6}\sigma_{X_2Z_2} \\ 1/\sqrt{3}\sigma_{Z_2X_2} & 4/3\sqrt{2}\sigma_{Y_2Z_2} & 1/3\sigma_{Y_2Z_2} \\ 2/\sqrt{6}\sigma_{Z_2X_2} & 1/3\sigma_{Y_2Z_2} & -4/3\sqrt{2}\sigma_{Y_2Z_2} \end{pmatrix}.$$

Просуммировав затем соответствующие компоненты поля напряжений трещины и двойника и ограничиваясь лишь составляющими в плоскости X_1Y_1 , получили суммарный тензор системы трещина + двойник

$$\sigma_c = \begin{pmatrix} \sigma_{X_1X_1} & \sigma_{Y_1Y_1} & 1/\sqrt{3}\sigma_{X_2Z_2} \\ 0 & \sigma_{Y_1Y_1} & 4/3\sqrt{2}\sigma_{Y_2Z_2} \end{pmatrix}.$$

Результаты расчетов приведены на рис. 7.3 – 7.6. При прохождении трещины вдоль двойника разрывающие усилия в ее устье меняются: при подходе к вершине прослойки возрастают, при удалении от нее вдоль границы уменьшаются (рис. 7.3). Система двойников усиливает эффект. Так, 10 плотно расположенных ламелей полностью подавляют упругое поле трещины при ее продвижении вдоль границ на расстояние 30...40 мкм.

Как известно [3], траекторию разрыва контролирует направление действия компоненты напряжений $\sigma_{\Theta\Theta}^{\max}$. Для невозмущенной трещины $\sigma_{\Theta\Theta}^{\max}$ отклоняется от оси движения лишь при скоростях более 0,6 C_2 [210] (рис. 7.4, кривая I) (C_2 – скорость распространения упругих поперечных волн в материале).

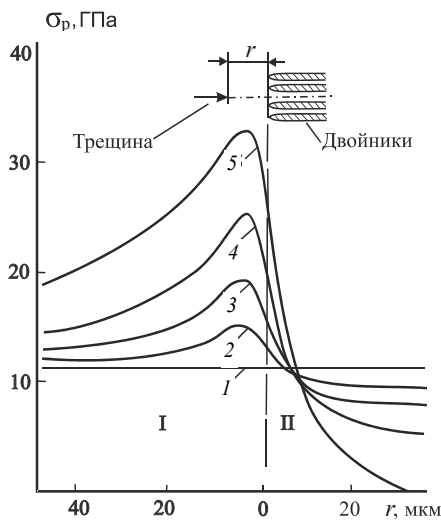


Рис. 7.3. Изменение растягивающих напряжений в трещине на расстоянии 1 мкм от вершины в зависимости от расстояния до двойников (см. схему):

1 – невозмущенная трещина;
 2 – при взаимодействии с одним двойником; 3 – с двумя;
 4 – с четырьмя; 5 – с десятью.
 Расстояние от оси трещины до оси ближайшего двойника и между осями двойников 5 мкм

При взаимодействии с двойниками картина усложняется. Во многих случаях отклонения наблюдаются при самых малых $V_{тр}$ (рис. 7.4, кривые 2 – 3), тогда как при скоростях больших $0,7C_2$, наоборот, возможна стабилизация траектории разрушения.

Распределение напряжений $\sigma_{\Theta\Theta}$ отдельно для трещины и при ее взаимодействии с двойниками иллюстрирует рис. 7.5.

Отличительной особенностью ориентации напряжений $\sigma_{\Theta\Theta}$ в устье трещины при ее упругом контакте с двойниковой прослойкой является непостоянство направленности $\sigma_{\Theta\Theta}^{max}$ при удалении от вершины разрыва (рис. 7.6).

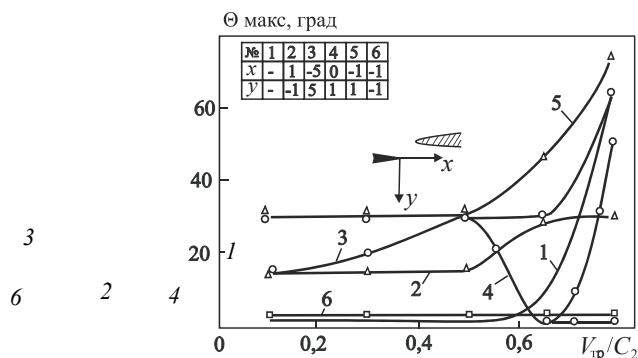


Рис. 7.4. Изменение направлений действия напряжений $\sigma_{\Theta\Theta}^{max}$ в вершине трещины в зависимости от ее скорости:

1 – для невозмущенной трещины; 2 – 6 – при взаимодействии с вершинами двойников. Координаты x, y вершин двойников даны в таблице

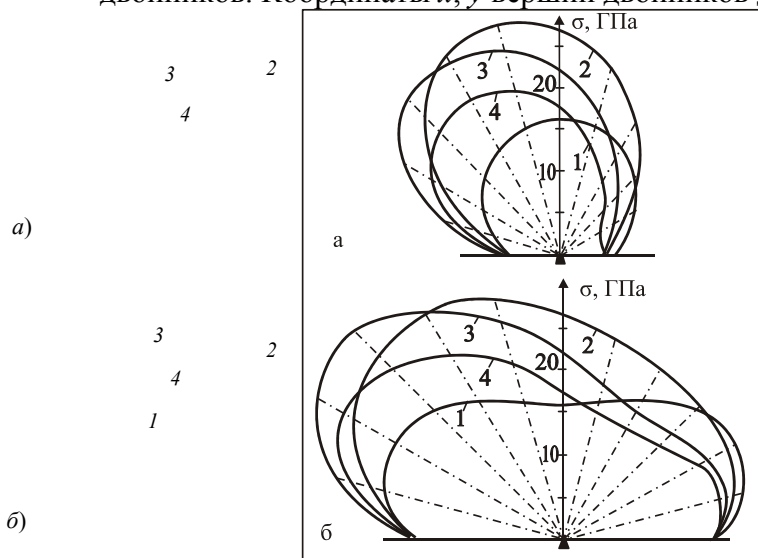


Рис. 7.5. Распределение напряжений $\sigma_{\Theta\Theta}$ на расстоянии 0,5 мкм от вершины трещины по оси роста:

1 – невозмущенной трещины; 2 – 4 – взаимодействие с вершиной двойника;

$a - V_{\text{тр}} = 0,1C_2$; $b - 0,8C_2$. Координаты X, Y вершины двойника (см. схему рис. 7.4) в мкм для кривых 2 – (1,1); 3 – (0,1); 4 – (-1,1)

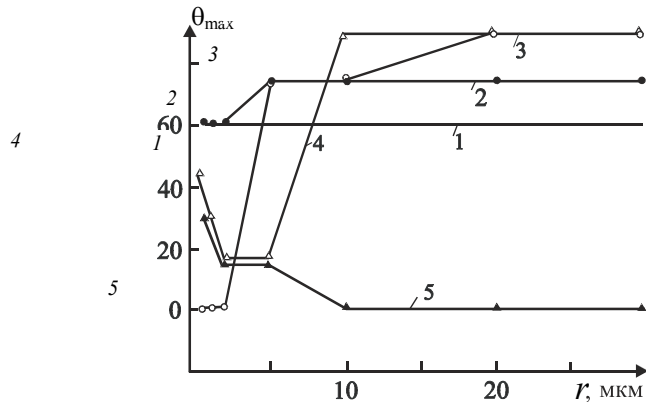


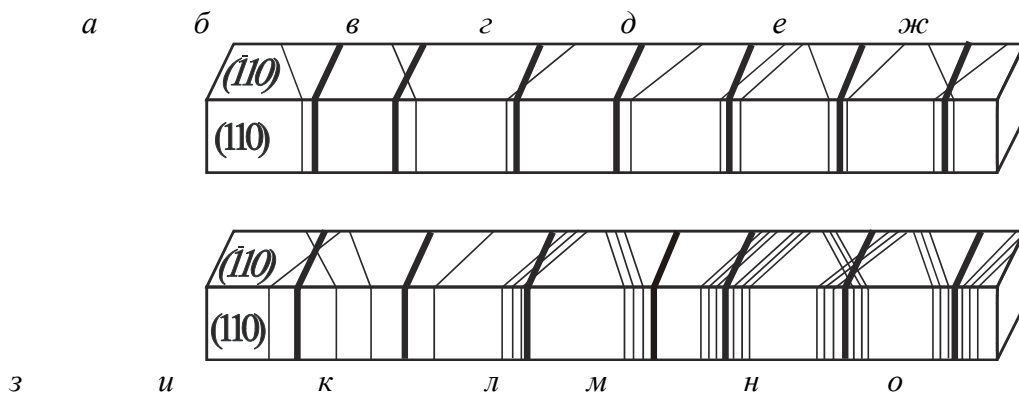
Рис. 7.6. Изменение величины угла Θ^{\max} (при $\sigma_{\Theta\Theta} = \sigma_{\Theta\Theta}^{\max}$), отсчитываемого от оси разрыва при удалении от вершины трещины, движущейся со скоростью $0,85C_2$:

l – для невозмущенной трещины; 2 – 5 – при взаимодействии с двойником. Координаты x, y вершин двойников в мкм для зависимостей: 2 – (0, -10); 3 – (1, -1); 4 – (0, 1); 5 – (1, 1)

Таким образом, при развитии трещины сквозь сдвойникованную структуру должен иметь место крайне нестабильный ее рост вследствие частой и резкой трансформации напряжений, при сближении скола с вершинами и границами двойников. Так, при встрече с вершиной ламели разрушение должно ускоряться, а при движении вдоль границы – тормозиться. Поворот направления действия $\sigma_{\Theta\Theta}^{\max}$ может вызвать искривление траектории разрыва, ответвления, образование поперечных вскрытий и т.д. Так как при прохождении трещины вдоль двойников время ее упругого контакта с границами прослоек несравнимо больше, чем с их вершинами, основной тенденцией разрушения в макроплане должно быть возрастание его энергоемкости за счет снижения средней скорости, остановок и окончательного торможения.

Металлографический анализ разрушенных образцов позволил выделить различные варианты движения трещины в сдвойникованной области (рис. 7.7). В зависимости от расстояния до ламели и ее кристаллографической ориентации скол или "рассекает" последнюю, или проходит рядом (схемы $a - z$). В случае с двумя прослойками (схемы $\delta - u$) разрыв может двигаться часто в матрице, в одной или в обеих из них. Пачка двойников еще больше увеличивает число вариантов (схемы $\kappa - o$).

Трещина, не пересекающая двойник, только упруго взаимодействует с его вершиной и границами. В случаях же пересечения часть фронта разрушения движется по телу двойника, где условия для его движения дополнительно затруднены.



**Рис. 7.7. Варианты движения трещины (001) (жирная линия) вдоль "параллельных" ей двойников (112), ($\bar{1}\bar{1}2$).
Плоскость наблюдения – (110)**

Перечисленные возможности роста трещины в параллельных двойниках (рис. 7.7) приводят к многообразию вариантов искажения траектории разрыва (рис. 7.8): ветвлению, переходу в соседние плоскости, прерывистому росту, отколу в ортогональном направлении и т.д.

В условиях эксперимента трещина, кроме параллельных прослоек (112), $(\bar{1}\bar{1}2)$, взаимодействует с барьерными $(1\bar{1}2)$ и $(\bar{1}12)$ (рис. 7.9). При низких температурах можно выделить три модели: движение по телу двойника (рис. 7.9, а, схемы 1, 2), выход в спайность (010) или (100) (схемы 3, 4) и суперпозиция предыдущих вариантов (схемы 5 – 7). Преодоление двойников медленной трещиной ($V_{тр} < 500$ м/с) сопровождается заметной локальной деформацией (рис. 7.9, б). Степень деформации и размеры "факелов" возрастают с падением $V_{тр}$, увеличением плотности ламелей и температуры испытания.

Совокупное воздействие параллельных и барьерных двойников проявляется в падении скорости трещины и росте энергоемкости разрушения при увеличении температуры (рис. 7.10). Для зависимостей (рис. 7.10) выделяются три области. В первой (77...233 К) коэффициент $K = \Delta V_{тр}/\Delta T \approx -3,7$, во второй (243...373 К) – $K \approx -5$, в третьей ($T > 373$ К) – $K \approx -0,8$. При этом энергоемкость разрушения ($\mathcal{E}_р$) образцов может принимать экстремальные (максимальные) значения в области II (рис. 7.10, кривая 2).

Наблюдаемый характер разрушения объясняется влиянием предшествующих двойников. Так, сильное увеличение интенсивности двойникования в диапазоне 233...373 К (см. гл. 5) вызывает значительное падение $V_{тр}$ и рост $\mathcal{E}_р$. При уменьшении же и полном исчезновении двойникования ($T > 473$ К) энергоемкость падает.

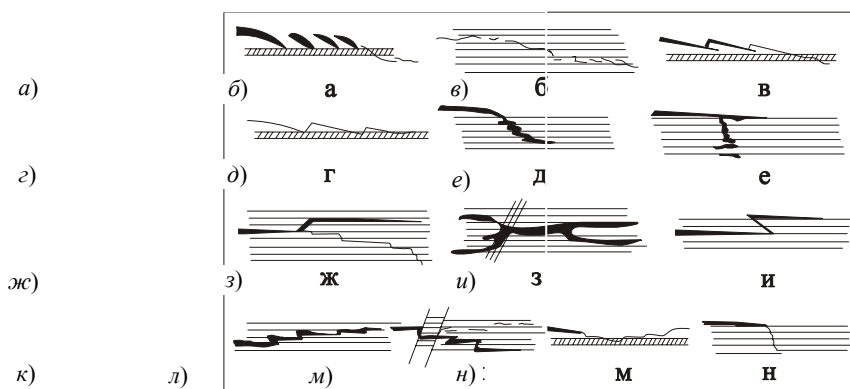


РИС. 7.8. ВАРИАНТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ БЫСТРОЙ ТРЕЩИНЫ (001) С "ПАРАЛЛЕЛЬНЫМИ" ЕЙ ДВОЙНИКАМИ (112)

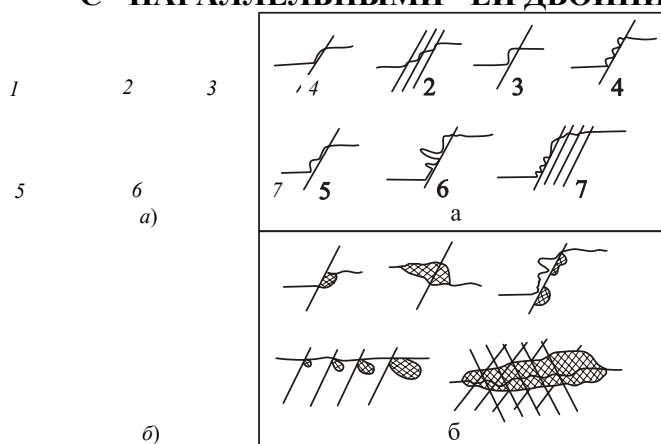


Рис. 7.9. Варианты преодоления трещиной барьерных двойников:
а – квазихрупкий прорыв; б – с пластической деформацией

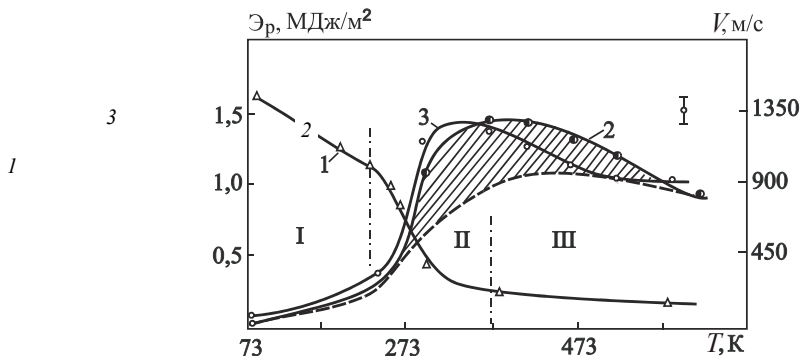


Рис. 7.10. Температурная зависимость скорости (1) и энергоемкости (2) разрушения; 3 – \mathcal{E}_p для образцов, предварительно деформированных скольжением при 293 К. Заштрихованная область – оценка минимальных затрат энергии, связанных с двойникованием

Обусловленность экстремального характера кривой $\mathcal{E}_p(T)$ двойниками подтверждается экспериментально. Как отмечалось в гл. 5, при динамическом растяжении предварительно деформированных скольжением образцов, во-первых, увеличивается интенсивность низкотемпературного двойникования, а во-вторых, максимальное двойникование происходит при меньших температурах (при 293 К в отличие от 373 К для отожженного материала). При измерении \mathcal{E}_p в предварительно деформированных образцах также наблюдаются две особенности: возрастание $\mathcal{E}_p >$ при низких температурах и смещение максимума на кривой $\mathcal{E}_p(T)$ к 293 К (рис. 7.10, кривая 3).

К выводу об обусловленности максимума \mathcal{E}_p двойникованием можно также прийти, проведя грубую оценку затрат энергии разрушения, связанной с двойникованием, при различных температурах. Перед стартом разрыва упругий потенциал образца частично релаксирует деформацией за счет двойников и их зоны аккомодации:

$$\mathcal{E}_{\text{рэл}} = 1/2 \sigma_{\text{рэл}} l_{\text{рэл}}.$$

При движении трещины затрачивается работа на упругое взаимодействие с областью приспособления и телом прослойки и на повышенную пластическую деформацию в них [42]:

$$\mathcal{E}_{\text{деф}} = \gamma_{\text{эф}} S,$$

где $\gamma_{\text{эф}}$ – эффективная поверхностная энергия разрыва в двойнике или в его зоне аккомодации; S – соответствующая площадь скола.

Эффективная энергия связана со скоростью разрушения:

$$\gamma_{\text{эф}} = \gamma_0 (V_{\text{рэл}}/V_{\text{тр}})^2.$$

Здесь γ_0 – удельная поверхностная энергия скола; $V_{\text{рэл}}$ – скорость рэлеевских волн; $V_{\text{тр}}$ – скорость трещины в зоне приспособления или в двойнике. Последнюю можно определить как

$$V_{\text{тр}} = k\sigma^2,$$

где $k = \sigma_0/V_{\text{отр}}$ – коэффициент пропорциональности; σ – величина напряжений в области аккомодации; σ_0 – разрушающие напряжения; $V_{\text{отр}}$ – начальная скорость разрушения.

Зная уровень σ , величину $V_{\text{отр}}$, а также все необходимые параметры деформационного двойникования (число прослоек, их размеры, ориентацию, $l_{\text{рэл}}$, S и др.), можно определить минимальные затраты энергии разрушения, связанные с двойникованием, для каждой температуры испытания. Результаты показаны заштрихованной областью на рис. 7.10.

Видно, что при вычитании из \mathcal{E}_p (кривая 1) работы, связанной с двойниками, экстремум практически исчезает, что подтверждает его обусловленность процессом двойникования.

Приведенная оценка способствует выяснению природы максимума, но не является строгим количественным расчетом необратимых энергетических затрат, связанных с двойникованием. В действительности последние должны быть намного больше, так как работа пластической деформации при преодолении трещиной каждого последующего двойника не остается постоянной, как считалось, а возрастает.

7.3. ОБРАЗОВАНИЕ ДВОЙНИКОВ БЫСТРОЙ ТРЕЩИНОЙ И ИХ ВЛИЯНИЕ НА МЕХАНИЗМ И КИНЕТИКУ РАЗРУШЕНИЯ

Предшествующие двойники – не единственный вид двойниковых ламелей, возникающих на пути трещины. Одной из особенностей распространения быстрого скола в двойникующихся материалах является образование "сопутствующих" двойников, испускаемых самим разрушением [3].

Физические закономерности зарождения и формирования сопутствующих прослоек, их влияние на характер движения разрыва и возможность его "самоторможения" неоднократно анализировались [70, 71, 192, 193]. Опыты проводились в двух вариантах динамического нагружения: вдоль направлений [001] и $[\bar{1}10]$ (рис. 7.11). В обоих случаях исследовались закономерности образования и роста сопутствующих двойников при распространении трещин по плоскостям спайности (001).

При теоретическом анализе [192] рассматривались условия формирования и роста двойников (112) в вершине динамической трещины при нагружении вдоль направления [001] (моделирование трещины выполнено аналогично п. 7.2). Находились компоненты сдвиговых напряжений в системе (112) $[\bar{1}\bar{1}1]$ в устье движущегося по (001) разрыва. Для этого преобразовывали тензор напряжений трещины (см. п. 7.2)

$$\begin{pmatrix} \sigma_{XX} & \sigma_{XY} \\ \sigma_{YX} & \sigma_{YY} \end{pmatrix}$$

в координатах X, Y, Z (рис. 7.11) в систему координат, связанную с двойником (112): X_1 – вдоль про- слойки – $[\bar{1}\bar{1}0]$, Y_1 – ортогонально плоскости двойникования – $[112]$, Z_1 – по направлению сдвига $[111]$. Тензор напряжений при этом имел вид

$$\begin{pmatrix} \sigma_{X_1X_1} & -2/\sqrt{6}\sigma_{X_1Y_1} & -1/\sqrt{3}\sigma_{X_1Y_1} \\ 0 & 2/\sqrt{3}\sigma_{Y_1Y_1} & 2/3\sigma_{Y_1Y_1} \\ 0 & 0 & 1/3\sigma_{Y_1Y_1} \end{pmatrix}$$

Так как двойник (112) $[\bar{1}\bar{1}1]$ при растяжении по [001] имеет винтовую ориентацию на плоскости шлифа (110), то искомая сдвиговая составляющая в направлении двойникования $\tau_{(112)[111]}$ в вершине разрыва равна $2/3\sqrt{2}\sigma_{Y_1Y_1}$. Последнюю рассчитывали для трещины, движущейся со скоростями $V_{тр} = (0,1...0,85) C_2$.

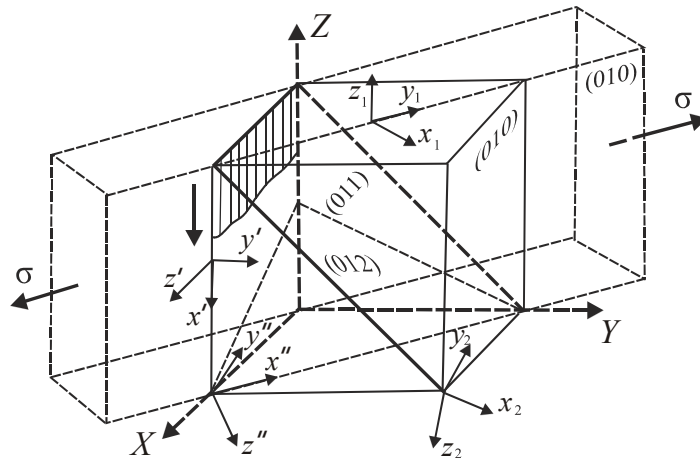


Рис. 7.11. Кристаллографическая ориентация образцов, используемых в экспериментах при растяжении вдоль [110]. Штриховкой со стрелкой обозначена плоскость трещины. При растяжении вдоль [001] образцы вырезались и нагружались вдоль оси Z

Отмечая, что с повышением $V_{тр}$ величина напряжений изменяется неравноценно по разным направлениям от кончика разрыва: вдоль скола распределение τ постоянно для всех $V_{тр}$, в других направлениях – переменено. Во-вторых, с ростом $V_{тр}$ увеличивается угол Θ , при котором $\tau_{(112)} = \tau_{(112)}^{max}$, а за вершиной трещины появляется и разрастается область сдвиговых напряжений противоположного знака. При $V_{тр} =$

0,6C₂ она охватывает диапазон углов Θ от 180° до 140°, а при $V_{тр} = 0,8 C_2$ – до 120°. Сильно повышается и абсолютная величина этих напряжений.

Знание поля сдвиговых напряжений $\tau_{(112)[111]}$ в устье трещины позволило проанализировать ряд условий для зарождения и роста сопутствующих двойников. На рис. 7.12 показано изменение наибольшего расстояния r_1 перед трещиной по направлению роста, на котором может зародиться двойник при различных $\tau_{дв}$ в зависимости от скорости разрушения. Рис. 7.13 иллюстрирует изменение максимального отрезка времени ($t_{дв}^{max}$), отпускаемого движущейся трещиной на его формирование при разных $\tau_{дв}$. С ростом $\tau_{дв}$ это время уменьшается. Для всех значений $\tau_{дв}$ величина $t_{дв}^{max}$ минимальна при $V_{тр} = (0,6 \dots 0,7) C_2$.

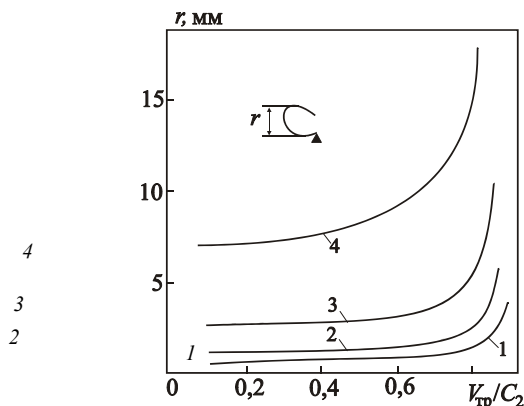


Рис. 7.12. Изменение максимального расстояния от вершины трещины вдоль направления ее роста, на котором может зародиться двойник при $\tau_{дв}$ равном 1000 (1), 750 (2), 500 (3) и 300 кг/мм² (4) в зависимости от скорости движения трещины

Характер зависимостей $t_{дв}^{max}(V_{тр})$ определяется изменением поля сдвиговых напряжений со скоростью разрушения. Спадающие ветви на кривых обусловлены тем, что увеличение $V_{тр}$ недостаточно компенсируется приростом эффективных расстояний, на которых возможно зарождение двойника. При скоростях выше $0,7 C_2$, наоборот, сильное возрастание напряжений при малых изменениях $V_{тр}$ приводит к увеличению $t_{дв}^{max}$. Движение разрыва с $V_{тр} = (0,6 \dots 0,7) C_2$ оказывается неблагоприятным для формирования сопутствующих двойников.

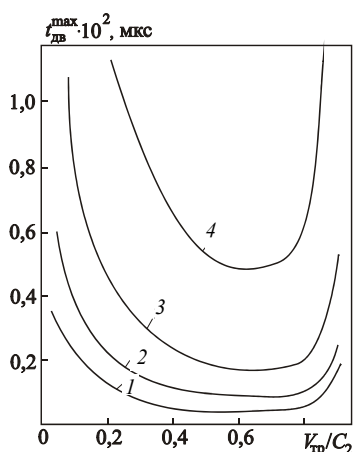


Рис. 7.13. Изменение максимального времени, "отпускаемого" движущейся трещиной на образование зародыша двойника, формирующегося при $\tau_{дв}$ равном 1000 (1), 750 (2), 500 (3) и 300 кг/мм² (4) в зависимости от ее скорости

Возможность образования и роста сопутствующих прослоек в вершине трещины во многом зависит от времени инкубационного периода срабатывания двойникового источника ($t_{ин}$), критического размера зародыша двойника ($R_{кр}$) и скорости подрастания до $R_{кр}$. Зная отрезок времени, "отпущенный" трещиной на формирование прослойки, можно оценить (приняв $t_{ин} = 0$) минимально возможные скорости подрастания зародышей до $R_{кр}$ для различных значений $V_{тр}$ [192]. Для этого необходимо воспользоваться рассчитанными в [211] значениями критических радиусов двойниковых дефектов при разных $\tau_{дв}$. Поверхностная энергия (α) границ двойников в Fe и Fe + 3,25 % Si оценивается от 92 до 473 мДж/м² [6], в связи с чем расчеты проводились для $\alpha = 100$ и 400 мДж/м².

Для всех $V_{тр} = \text{const}$ с уменьшением $\tau_{дв}$ критическая скорость формирования двойника ($V_{дв}^{кр}$) возрастает (рис. 7.14). Однако при $\alpha = 100$ мДж/м² этот рост незначителен.

4

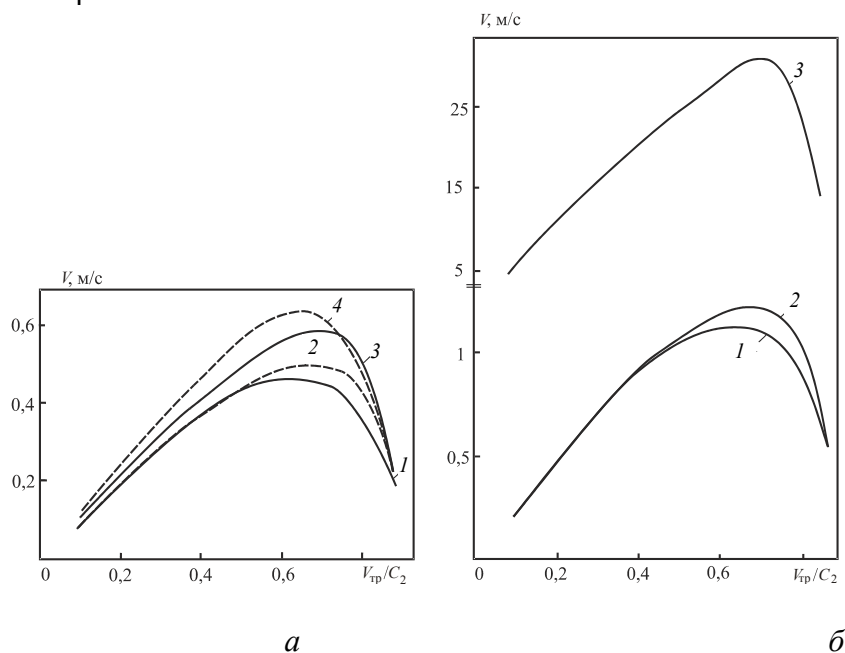


Рис. 7.14. Изменение минимальной критической скорости формирования зародыша двойника, при которой он успевает зародиться и вырасти до критического радиуса в поле напряжений движущейся трещины при $\tau_{дв}$, равном 1000 (1), 750 (2), 500 (3) и 300 кг/мм² (4) в зависимости от ее скорости:

a – для поверхностной энергии α границ двойника, равной 100 эрг/см²;

б – 400 эрг/см²

С ошибкой, не превышающей 0,2 мкм/мкс, можно считать, что кинетические условия формирования такого двойника при $V_{тр} = \text{const}$ для любых значений $\tau_{дв}$, примерно, одинаковы.

Иные результаты получаются для случая $\alpha = 400$ Дж/м². Лишь при $\tau_{дв} = 1000$ и 750 кг/мм² кривые $V_{дв}^{кр}$ ($V_{тр}$) близки друг к другу. При напряжениях 500 кг/мм² критическая скорость возрастает в 25 – 30 раз, а при более низких $\tau_{дв}$ стремится к бесконечности, т.е. при этих условиях зародыш двойника с $\alpha = 400$ Дж/м² вообще не может возникнуть. Последнее обстоятельство является результатом неограниченного роста $R_{кр}$ при напряжениях ниже 500 кг/мм² [211].

Известно [15], что напряжения роста прослойки намного меньше напряжений ее зарождения. Поэтому микродвойник, сформировавшийся до $R_{кр}$ при высоких $\tau_{дв}$, в дальнейшем способен распространяться при малых напряжениях, сравнимых со средними, приложенными к образцу. Определив расстояния, на которых возможен рост двойника, пока его не "поглотит" трещина, можно найти максимальную длину сопутствующих прослоек в зависимости от скорости их развития и темпа движения разрыва (рис. 7.15). Длина двойников сильно увеличивается при значениях $V_{тр}$, стремящихся к $V_{дв}$. С ростом разницы $V_{тр}$ и $V_{дв}$ размеры ламелей сначала уменьшаются, а затем при $V_{тр} \gg V_{дв}$ снова возрастают. Длины двойников в зависимости от расстояния до берега разрушения приведены на рис. 7.16.

Экспериментально наблюдаемые варианты возникновения сопутствующих двойников (рис. 7.17) и их количественные характеристики приведены на рис. 7.18 – 7.20. Наиболее интенсивно прослойки зарождаются в системе $\{112\}\langle 111\rangle$, возникая как на участках равномерного (рис. 7.17, схема *a*) и неустойчивого (схема *б*) движения скола, так и при пересечении им включений (*в*) и в местах стопорения (*г*). Прослойки $(1\bar{1}2)$ образуются, как правило, только на участках кратковременного (*д*) или окончательного (*з*) блокирования разрыва, а (121) – или на поверхности скола (*е*), или на предшествующих двойниках (112) (схема *ж*). Многообразие вариантов зарождения сопутствующих прослоек связано с предшествующими двойниками (схемы *a* – *л*) и с выходом трещины на поверхность образца (схема *м*).

На частоту возникновения двойников ($\rho_{дв}$) влияют температура испытания и меняющаяся с ней скорость трещины (рис. 7.18). Воздействие каждого из этих факторов в отдельности можно оценить из рис.

7.19. При небольших постоянных значениях $V_{тр}$ (менее 800...1000 м/с) сопутствующее двойникование с ростом температуры уменьшается, а при высоких – или слабо зависит от T , или увеличивается.

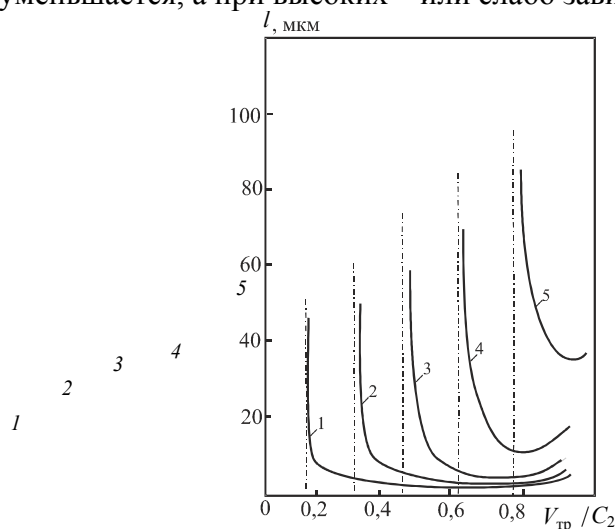


Рис. 7.15. Изменение максимальной длины сопутствующих двойников, формирующихся при $\tau_{дв}$, равном 1000 кг/мм в зависимости от скорости трещины. Скорость роста двойников: 1 – 500; 2 – 1000; 3 – 1500; 4 – 2000; 5 – 2500 м/с (см. вертикальные штрихпунктирные линии)

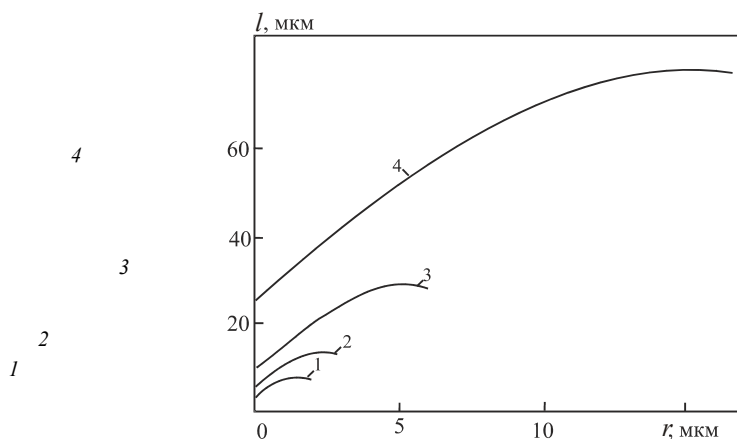


Рис. 7.16. Максимальная длина сопутствующих прослоек, формирующихся при 1000 (1), 750 (2), 500 (3) и 300 кг/мм² (4) в функции расстояния до берега трещины. $V_v = 0,6 C_2$; $V_{дв} = 1500$ м/с

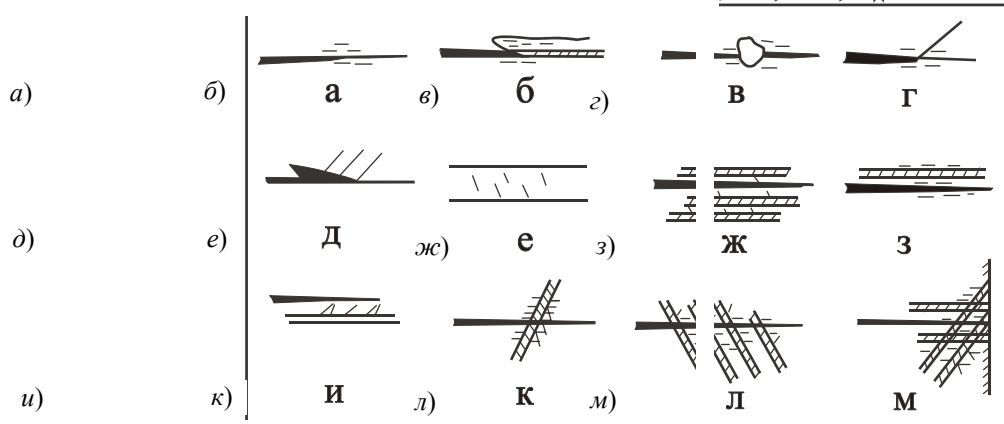


Рис. 7.17. Варианты образования сопутствующих разрушению двойников

Изменения $\rho_{дв}(T)$ и $\rho_{дв}(V_{тр})$ объяснимы ранее полученными результатами зависимости интенсивности двойникования от температуры и скорости деформирования (см. гл. 5). При малых $V_{тр} = \text{const}$ с по-

нижением T сопутствующее двойникование облегчается вследствие затрудненности релаксационных процессов за счет скольжения. С увеличением T скольжение начинает доминировать, подавляя двойникование.

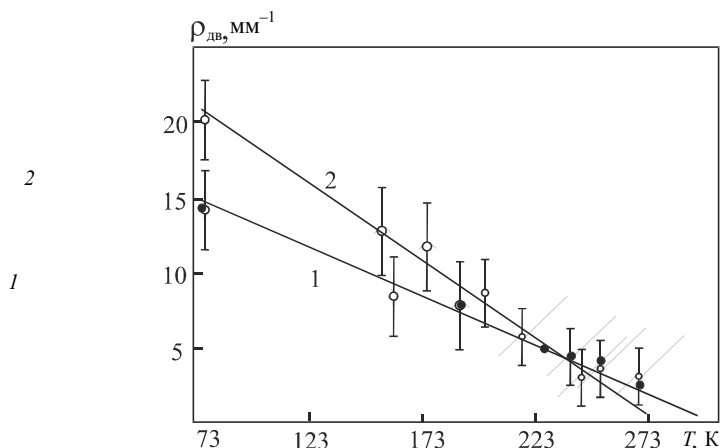


РИС. 7.18. ЧАСТОТА ОБРАЗОВАНИЯ СОПУТСТВУЮЩИХ ДВОЙНИКОВ (112) ВДОЛЬ ТРАССЫ РАЗРУШЕНИЯ ДЛЯ ОТОЖЖЕННОГО (1) И ПРЕДВАРИТЕЛЬНО ДЕФОРМИРОВАННОГО СКОЛЬЖЕНИЕМ (2) СОСТОЯНИЙ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ ИСПЫТАНИЯ

При высоких $V_{тр}$ картина иная. Здесь конкуренция со стороны скольжения ослаблена и двойникование становится практически единственным способом релаксации напряжений в вершине трещины. А так как с повышением температуры в интервале до 273 К при динамическом нагружении двойникование облегчается (гл. 5), то и плотность сопутствующих движению трещины прослоек увеличивается (рис. 7.19), т.е. наблюдаемые зависимости $\rho_{дв}(V_{тр})$ при $T = \text{const}$ (а также $\rho_{дв}(T)$ при $V_{тр} = \text{const}$ в специфических условиях в области вершины быстрой трещины согласуются с общими закономерностями изменения двойникования при варьировании температуры испытания и скорости деформирования.

В силу неконтролируемости в опытах истинных локальных значений $\tau_{дв}$, $V_{дв}$, $V_{тр}$ и т.д. сравнение результатов экспериментов и теоретического анализа может быть лишь качественным. Хорошее совпадение наблюдается для распределения двойников по размерам, в зависимости от расстояния до берега разрушения (рис. 7.16, 7.20). Наблюдаемый ход кривых объясняется характером изменения эффективной длины, "отпускаемой" трещиной на рост прослоек.

Статистические результаты длин двойников растущих при различных локальных значениях $V_{тр}$ и $V_{дв}$, отражены на рис. 7.20, кривая 2. Ее непосредственное сопоставление с теоретическими значениями (рис. 7.16) затруднительно. Можно говорить лишь об одинаковой тенденции к снижению размеров двойников с ростом скорости трещины.

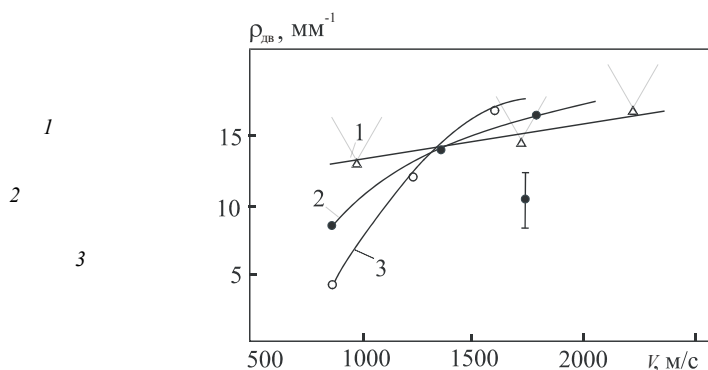


Рис. 7.19. Частота зарождения сопутствующих двойников (112) при 77 К (1); 193 К (2); 248 К (3) в зависимости от скорости движения трещины

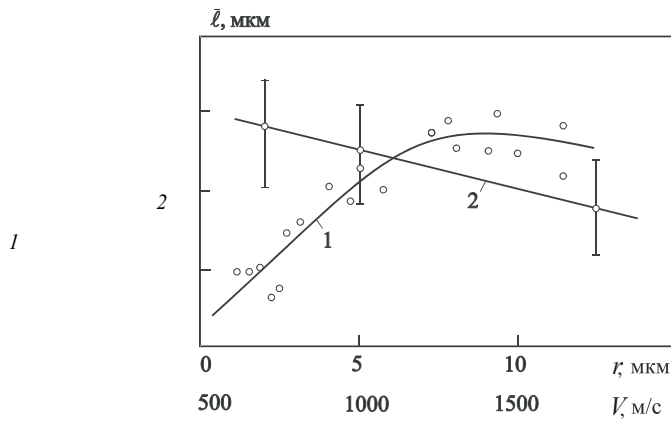


Рис. 7.20. Изменение средней длины сопутствующих двойников (1) при удалении от берега трещины (1); 2 – средняя длина прослоек в зависимости от скорости трещины. $T = 77 \text{ К}$

Массовое образование сопутствующих двойников в вершине трещины оказывает воздействие на ее движение. Быстрое многократное изменение напряженного состояния и увеличение эффективной поверхности вблизи кончика разрыва способствует дестабилизации роста трещины, повышению энергоемкости разрушения.

Сопутствующее двойникование в момент кратковременного притормаживания разрыва, связанного с образованием ступеней скола, частично релаксирует локальное нарастание напряжений в его кончике. Тем самым усугубляется процесс притормаживания и увеличивается время остановки на ступенях. Самым эффективным оказывается воздействие сопутствующих прослоек на разрушение в сочетании с предшествующими. Совокупное их воздействие способно в ряде случаев полностью заблокировать разрушение.

Отличительной особенностью низкотемпературного разрушения при динамическом растяжении образцов вдоль направления $[\bar{1}10]$ является массовое образование вдоль трассы "поперечных" двойников (112), $(\bar{1}\bar{1}2)$ и микротрещин (001) (рис. 7.21, а), ориентированных параллельно оси нагружения $[70]$. Наблюдаемые варианты отколов просуммированы на рис. 7.21, б.

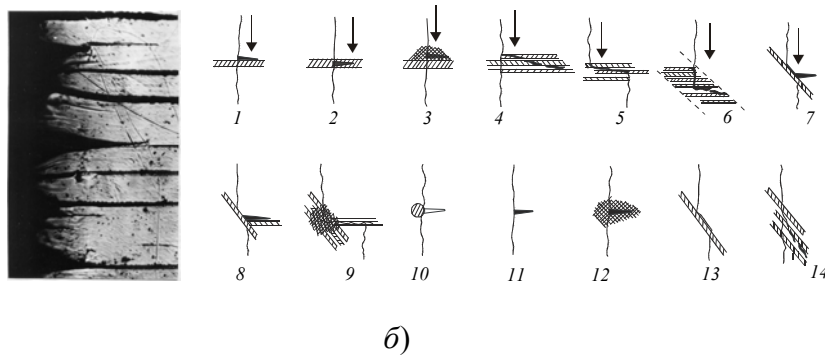


Рис. 7.21. Пример откольных микротрещин (а) \perp 30 мкм; б – схемы вариантов образования поперечных микротрещин

Наиболее часто выход магистрального разрыва в поперечную спайность связан с сопутствующими двойниками (112), $(\bar{1}\bar{1}2)$ (рис. 7.21, б, схема 1 – б), иногда – с предшествующими (схемы 7 – 9). Встречаются трещины откола на крупных включениях, а также в местах без видимых макро- и микродефектов (10, 11). В области 223... 273 К они возникают исключительно в зонах сильной локальной деформации (12). Кроме (001) отколов возможны отклонения разрушения по предшествующим двойниковым ламелям (схемы 13, 14). образо-

вание поперечных микротрещин, предшествующих и сопутствующих двойников при изменении температуры испытания неравноценно в количественном отношении (рис. 7.22).

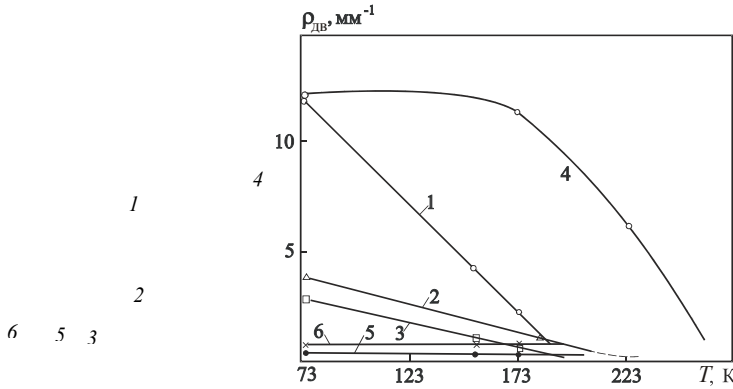


Рис. 7.22. Плотность предшествующих (4), сопутствующих (1) двойников и микротрещин (2) вдоль трассы разрушения при различных температурах испытания. Плотность микротрещин, образующихся на сопутствующих (3), предшествующих (5) прослойках и вне связи с двойниками (6)

Кристаллографический анализ (рис. 7.11) показывает, что ни двойники (112), $(\bar{1}\bar{1}2)$, ни микротрещины откола (001) не могут зарождаться и расти в случае однородного растяжения по направлению $[\bar{1}10]$. Их возникновение связано с появлением растягивающих напряжений вдоль [001]. Такие условия, по-видимому, реализуются в области вершины развивающегося разрушения. Здесь напряжения разрушения по [001], обусловленные объемным напряженным состоянием и неравномерностью движения трещины [210], могут сильно возрастать и в результате действия других факторов, в частности, возможного локального сужения пластины по ширине и поворота кристаллической решетки при деформировании [197].

С целью выяснения направлений локального сужения образцов при деформировании находили [70] компоненты тензора деформации (ε_1) в координатных осях X_1, Y_1, Z_1 (рис. 7.11). Для этого тензор деформации

$$\varepsilon_2 = \begin{pmatrix} 0 & \varepsilon_{X_2Y_2} & 0 \\ \varepsilon_{X_2Y_2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

записанный в координатах (X_2 — по $[\bar{1}1\bar{1}]$, Y_2 — по [011], Z_2 — вдоль $[21\bar{1}]$ и связанный с системой скольжения (011) $[\bar{1}1\bar{1}]$, преобразовывали в координатные оси X_1, Y_1, Z_1 . Получили

$$\varepsilon_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1/\sqrt{6}\varepsilon_{X_2Y_2} & 1/\sqrt{2}\varepsilon_{X_2Z_2} \\ 0 & 1/2\varepsilon_{Y_2Y_2} & 1/\sqrt{2}\varepsilon_{Y_2Z_2} \\ 0 & 0 & -1/2\varepsilon_{Z_2Z_2} \end{pmatrix}.$$

Аналогичные вычисления для других работающих систем скольжения убеждают, что сужение образцов за счет скольжения может происходить только в направлении их ширины ($\varepsilon_{Z_1Z_1} = -1/2\varepsilon_{Z_2Z_2}$) и соответствует по толщине ($\varepsilon_{X_1X_1} = 0$). Это означает, что наблюдаемые в экспериментах большие локальные деформации, вызывающие местное уменьшение ширины пластины, могут создавать в смежных областях высокие внутренние напряжения растяжения по направлению [001].

Оценку возможного поворота кристаллической решетки в процессе деформации проводили из соотношения, связывающего касательные напряжения τ в плоскости скольжения и внешние напряжения ($\sigma_{вн}$) (фактор Шмида):

$$\tau/\sigma_{вн} = \cos \Theta \cos \lambda, \quad (7.4.1)$$

где Θ и λ — углы между осью растяжения и, соответственно, нормалью к плоскости и направлением скольжения в ней. Так как поворот решетки должен происходить вокруг оси, лежащей в плоскости скольжения ортогонально вектору сдвига дислокации, выражение (7.4.1), согласно [197], удобнее записать в виде

$$\tau/\sigma_{\text{вн}} = \cos^2 \beta_0 \sin 2\varphi. \quad (7.4.2)$$

где $\beta_0 = \text{const}$ – угол между исходным и таким направлением растяжения относительно повернувшейся решетки, при котором проекция этого направления на плоскость скольжения параллельна вектору Бюргера дислокаций (значение β_0 определяется расчетом по рис. 7.23); φ – угол между направлением нагружения и плоскостью скольжения в развернутой решетке. Эти углы, а также оси поворота для случаев скольжения по действующим плоскостям (011), (101) и $(1\bar{1}2)$ приведены на рис. 7.23.

С другой стороны, связь между τ и $\sigma_{\text{вн}}$ можно записать через, удлинение $\Delta\varepsilon$ [197]:

$$\tau/\sigma_{\text{вн}} = \cos \Theta_0 (\cos^2 \Theta_0 + \cos^2 \lambda_0) \frac{1}{1 + \Delta\varepsilon} \times \quad (7.4.3)$$

$$\times \sqrt{1 - \frac{\cos^2 \Theta_0}{\cos^2 \Theta_0 + \cos^2 \lambda_0} \left(\frac{1}{1 + \Delta\varepsilon} \right)^2},$$

где Θ_0 и λ_0 – известные исходные величины углов Θ и λ .

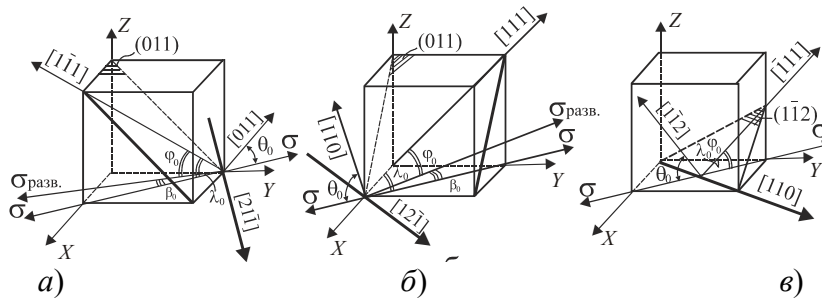


Рис. 7.23. Схемы к расчету поворота кристаллической решетки в процессе скольжения по плоскостям (011) – (а), (101) – (б) и (112) – (в).

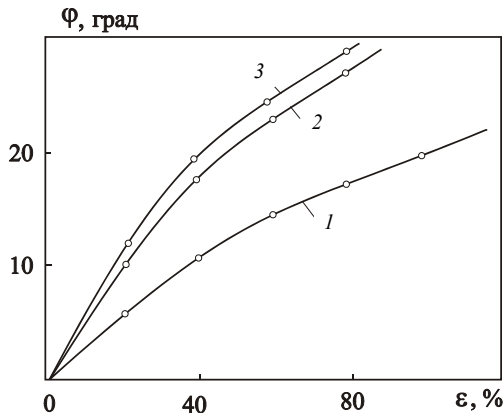


Рис. 7.24. Угол поворота кристаллической решетки (1) и отношения напряжений в направлениях [001] и $[\bar{1}10]$ в случаях скольжения по плоскостям (011), (101) – (2) и $(1\bar{1}2)$ – (3) в зависимости от степени локальной деформации

Жирными линиями со стрелками обозначены оси поворота. Определяя $\Delta\varepsilon$ в эксперименте, находим отношение $\tau/\sigma_{\text{вн}}$ по уравнению (7.4.3). Далее из соотношения 7.4.2 оцениваем поворот кристаллической решетки (угол φ). При повороте решетки будут возникать растягивающие напряжения вдоль [001], причем их величина пропорциональна φ . Относительные значения этих напряжений можно оценить из выражения (7.4.1), рис. 7.24.

Видно, что при больших локальных деформациях за счет поворота кристаллической решетки возникают значительные растягивающие напряжения по направлению [001].

Таким образом, в области распространяющегося (010) или (100) разрыва напряжения растяжения по оси [001] могут достигать величины, необходимой для зарождения поперечных двойников и микротрещин. В результате появляется возможность "автоматического" возникновения барьеров для движущейся трещины и ее "самоторможения".

7.4. О возможности блокирования разрушения на предшествующих и сопутствующих двойниках в области низких температур

Совокупность экспериментальных результатов и их анализ позволяют констатировать, что механические двойники контролируют в определенной степени зарождение, старт и распространение динамических трещин в ОЦК-сплаве Fe + 3,25 % Si. Изменяя условия для образования и роста двойников, их статические и динамические характеристики, можно частично управлять процессом разрушения на

всех стадиях его развития. Особое значение это имеет для торможения и предотвращения низкотемпературного разрушения.

Сложность проблемы заключается в том, что при понижении температуры двойники все в большей мере проявляют свойства, способствующие охрупчиванию материала, а в меньшей – его пластификации. Для повышения возможностей торможения разрушения необходимо уменьшать охрупчивающее воздействие двойников и увеличивать их пластифицирующее влияние. Так, при значительном росте интенсивности предшествующего двойникования можно добиться возрастания задержки старта трещины и ее усиленного торможения при подрастании и распространении. Облегчая условия развития сопутствующих двойников, можно усиливать эти эффекты. При совокупном воздействии предшествующих и сопутствующих прослоек квазихрупкое разрушение в отдельных случаях способно окончательно стопориться. Наиболее плодотворно в этом плане растяжение вдоль направления $[\bar{1}10]$. Многократное, самопроизвольное возникновение поперечных двойников и микротрещин на пути разрушения ведет к его самоторможению.

Особенно эффективным оказывается влияние двойников в сочетании с другими воздействиями, например, с локальными термоупругими полями напряжений. Быстрая, квазихрупкая трещина при локальном "подогреве" до 243...263 К, внедряясь в очаг повышенной плотности двойников, как правило, останавливается (рис. 7.25, а). При растяжении вдоль $[\bar{1}10]$ в результате трансформации напряжений в вершине разрыва при взаимодействии с термическими напряжениями впереди него появляется макроскопическая область с компонентой напряжений растяжения вдоль $[001]$. Образующиеся в этой зоне поперечные двойники и трещины способны прорасти на большую глубину. При внедрении магистральной трещины в поперечные двойники, еще более разрастаются, обеспечивая в итоге поворот разрушения в поперечную плоскость спайности и его окончательное торможение (рис. 7.25).

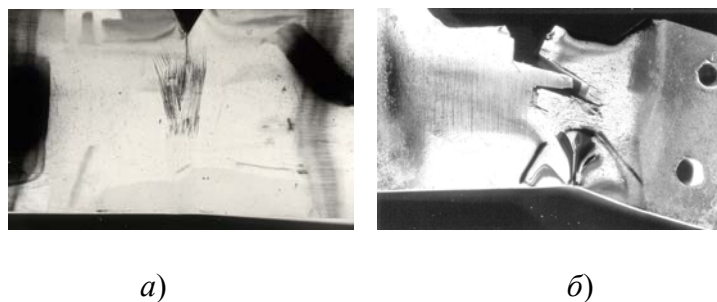


Рис. 7.25. Блокирование квазихрупкой трещины (001) в очагах повышенной плотности предшествующих двойников, $T = 77$ К – (а) и блокирование низкотемпературных трещин на поперечных двойниках и отколах при растяжении образцов вдоль $[\bar{1}10]$ с использованием локальных термоупругих участков – (б)

ГЛАВА 8

Двойникование, сопутствующее разрушению поликристаллического ОЦК сплава Fe + 3,25 % Si при различных скоростях нагружения в широком интервале температур

Скольжение, двойникование и сбросообразование являются основными сдвиговыми механизмами пластической деформации [129, 212]. Как правило, моно- и поликристаллы деформируются скольжением по плотноупакованным плоскостям в направлении плотнейшей упаковки [213, 214]. Вместе со скольжением в широком классе поликристаллических материалов пластическая деформация протекает за счет двойникования. Этому процессу в поликристаллах уделено существенно меньшее внимание, в то время как поликристаллические сплавы являются наиболее типичными структурно-неоднородными материалами [215], широко применяемыми на практике [216]. Свойства поликристаллов во многом определяются свойствами границ зерен [217 – 219]. Пластическое течение поликристалла – самосогласованный процесс: деформация каждого зерна зависит от деформации окружающих зерен [220], размер которых существенно влияет на механическое поведение материалов [221].

Что касается вопроса о взаимосвязи разрушения с деформационными двойниками в монокристаллах, то в главах 5 – 7 рассмотрено влияние температуры на интенсивность и кинетику двойникования при динамических нагрузках [45, 187], обсуждена роль механических двойников при зарождении трещин в интервале 77...573 К [188, 189] и интенсивном сопутствующем скольжении [190]. Кроме того, проанализированы механизм развития быстрой трещины в системе параллельных ей двойников [71, 191], условия формирования и роста механических двойников в вершине динамической трещины [192], а также параметры двойников, генерируемых собственно трещиной [193]. Показано, что механическое двойникование служит дополнительным резервом низкотемпературной пластичности и прочности материала [70]. Поглощая упругую энергию образца, двойникование способно задержать старт трещины при динамических испытаниях [42, 194].

Особый интерес в плане повышения энергоемкости и "самоторможения" низкотемпературного разрушения представляют сопутствующие двойники, порождаемые самой трещиной. При благоприятных условиях сопутствующие двойники могут оказаться единственным инструментом для перевода магистральных, закритических трещин в неопасную квазистатическую стадию, способствуя их самоторможению. Однако до настоящего времени физические закономерности зарождения и формирования сопутствующих двойников и их влияние на процесс разрушения в поликристаллах изучены недостаточно.

В связи с изложенным в данной главе рассмотрено: влияние температуры на количественные характеристики двойникования, сопутствующего разрушению поликристаллических образцов сплава Fe + 3,25 % Si; кристаллография сопутствующих двойниковых ламелей; влияние скорости деформирования на интенсивность сопутствующего двойникования и проведен его сравнительный анализ в моно- и поликристаллическом ОЦК-материале при различных скоростях нагружения в широком интервале температур; механизмы образования трещин при сопутствующем двойниковании поликристаллических образцов сплава Fe + 3,25 % Si.

8.1. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для проведения исследований использовали ОЦК сплав Fe + 3,25 % Si. Выбор материала обусловлен тем, что этот сплав подвержен деформации двойникованием в широком интервале температур и склонен к хрупкому разрушению. Вместе с двойникованием в нем развивается и скольжение.

Образцы изготавливали из мелкозернистого кремнистого железа (диаметр зерна 0,05...1,4 мкм), которые предварительно шлифовали наждачной бумагой, полировали пастой ГОИ и алмазной пастой. Для сбора статистических данных о размерах зерен полированную поверхность образца травили 2-процентным спиртовым раствором азотной кислоты. Подсчет зерен проводили на микроскопе ММР-2Р. В первой и второй сериях экспериментов образцы имели форму двойной лопатки. Размер поликристаллической рабочей зоны составлял 40×12×0,35 мм.

Около 70 % всех зерен имели диаметр 0,1...0,6 мкм (рис. 8.1, а). Количество зерен с диаметром более 1,2 мкм не превышало 1 % (рис. 8.1, б).

Растяжение монокристаллических образцов проводили со скоростями деформирования $\dot{\epsilon} = 4 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ (квазистатический разрыв), $\dot{\epsilon} = 8 \cdot 10^{-1} \text{ с}^{-1}$ (гидропресс) и $\dot{\epsilon} = 2 \cdot 10^1 \text{ с}^{-1}$ (маятниковый копер, рис. 8.2).

Для охлаждения образцов до низких температур использовали жидкий азот, смесь жидкого азота с этиловым спиртом и сухой лед. Нагрев образцов осуществлялся электроспиралью. Во всех случаях температура образцов измерялась термопарой [222, 223].

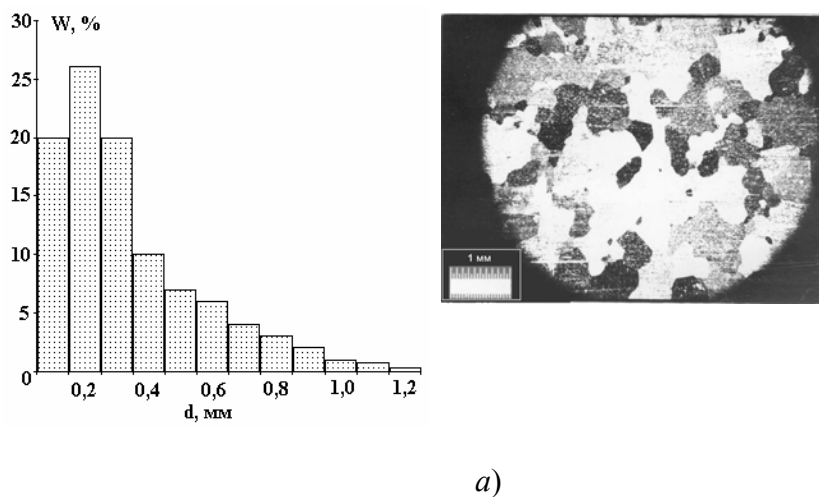


Рис. 8.1. Гистограмма распределения зерен по диаметру (а):
 W – относительная частота присутствия зерна, d – диаметр зерна;
б – общий вид поверхности образца после травления

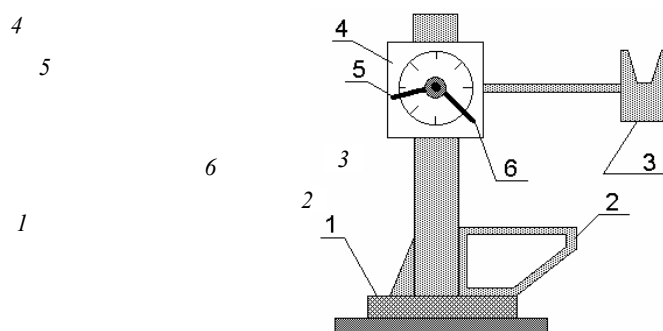


Рис. 8.2. Схема модернизированного маятникового копра БКМ-5
для испытаний образцов на растяжение:
1 – основание; 2 – устройство крепления образцов для деформации
растяжением; 3 – молот; 4 – шкала; 5 – контрольный указатель; 6 – рабочий указатель

8.2. КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СОПУТСТВУЮЩЕГО ДВОЙНИКОВАНИЯ СПЛАВА Fe + 3,25 % Si

Разрушение зерен поликристаллических образцов, вследствие их различной ориентировки по отношению к оси растяжения [224, 225], можно рассматривать как всевозможные промежуточные состояния между растяжением вдоль направлений $[001]$ и $[\bar{1}10]$, что усложняет проведение аналитического расчета параметров разрушения. Поэтому для анализа разрушения поликристалла можно воспользоваться, как модельными, результатами, полученными на монокристаллических образцах, деформируемых по двум предельным направлениям: $[001]$ и $[\bar{1}10]$.

Характерной особенностью сопутствующего двойникования при динамическом растяжении монокристаллических образцов вдоль направления $[001]$ является образование двойников систем (112) и $(\bar{1}\bar{1}2)$ (винтовая ориентация) вдоль берега свободно движущейся трещины (см. гл. 5). Двойники других возможных систем вдоль берега разрушения возникали главным образом в местах нестабильного роста трещины (торможение, взаимодействие с предшествующими двойниками, с включениями, при выходе на поверхность и т.д.).

Сопутствующее двойникование при растяжении вдоль $[\bar{1}10]$ проявляется только в области низких температур. Особенность развития низкотемпературного разрушения заключалось в массовом образовании вдоль его трассы двойников (112) и $(\bar{1}\bar{1}2)$ и микротрещин (001) , ориентированных параллельно оси растяжения. Среди (112) и $(\bar{1}\bar{1}2)$ двойников выделялись "первичные", пронизывающие весь кристалл и короткие – "вторичные", локализующиеся вдоль границ двойниковых прослоек. Число вторичных двойников сильно зависит от температуры испытания.

Разнообразие кристаллографических ориентаций зерен в поликристаллах приводит к главной особенности сопутствующего двойникового – массовому возникновению двойников систем $\{112\}$ наряду с двойниками винтовой (112) и $(\bar{1}\bar{1}2)$ и двойниками краевой $(\bar{1}12)$ и $(1\bar{1}2)$ ориентаций. Микрофотографии сопутствующих двойников при разрушении поликристаллических образцов показаны на рис. 8.3 – 8.5.

Количественные соотношения образования сопутствующих разрушению двойников при растяжении поликристаллических образцов показаны на рис. 8.6.

Обнаружено, что для поликристаллических образцов зависимости $N_{\text{дв}}(T)$ имеют максимумы, как и в случае монокристаллических. Экстремальный характер зависимости $N_{\text{tw}}(T)$ сохраняется для всех рассмотренных в эксперименте $\dot{\epsilon}$. При увеличении скорости нагружения максимум смещается в область больших температур и числа двойников как для монокристаллических (рис. 5.9), так и для поликристаллических (рис. 8.6) образцов. Максимум числа двойников зависимости $N_{\text{tw}}(T)$, соответствующий поликристаллическому состоянию, находится правее на температурной шкале максимума аналогичной зависимости для монокристаллов (при одинаковой $\dot{\epsilon}$).

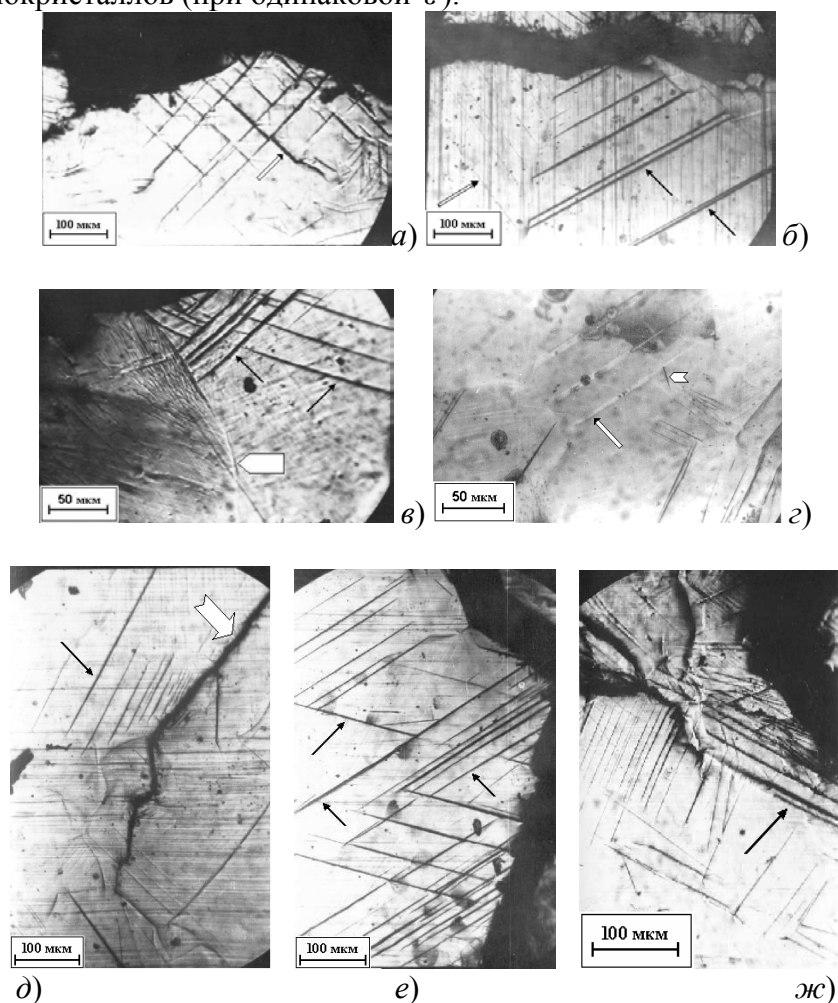


Рис. 8.3. Сопутствующее двойникование в поликристаллических образцах, разрушенных при различных температурах:

$a - T = 153 \text{ K}, \dot{\epsilon} = 4 \cdot 10^{-2} \text{ c}^{-1}$; $b - T = 273 \text{ K}, \dot{\epsilon} = 8 \cdot 10^{-4} \text{ c}^{-1}$; $в - T = 153 \text{ K}, \dot{\epsilon} = 4 \cdot 10^{-2} \text{ c}^{-1}$; $г - T = 273 \text{ K}, \dot{\epsilon} = 2 \cdot 10^1 \text{ c}^{-1}$; $д - T = 293 \text{ K}, \dot{\epsilon} = 8 \cdot 10^{-4} \text{ c}^{-1}$; $е - T = 273 \text{ K}, \dot{\epsilon} = 4 \cdot 10^{-2} \text{ c}^{-1}$; $ж - T = 293 \text{ K}, \dot{\epsilon} = 2 \cdot 10^1 \text{ c}^{-1}$.

Стрелками отмечены: \longrightarrow – двойники винтовой ориентации;

\Rightarrow – двойники краевой ориентации;
 \square – граница зерна; \curvearrowright – ветвление трещины; \dashv – микротрещина

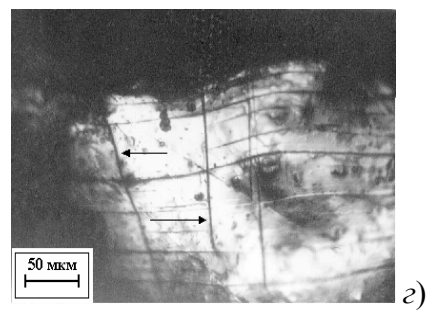
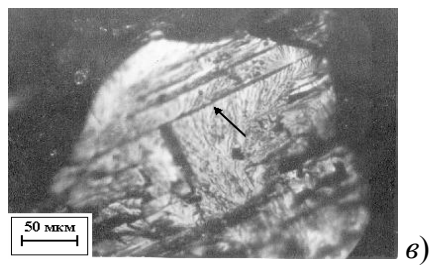
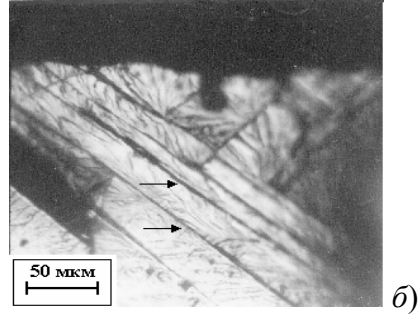
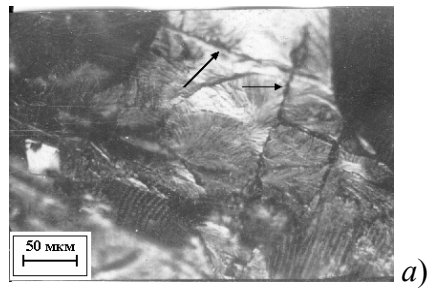
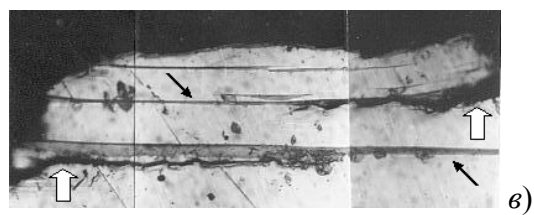
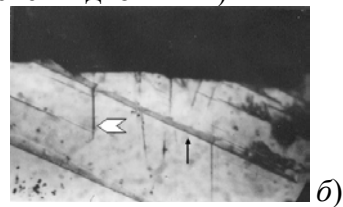
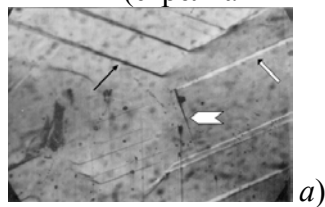


Рис. 8.4. Структура излома разрушенных поликристаллических образцов со скоростью деформирования $\dot{\epsilon} = 2 \cdot 10^1 \text{ с}^{-1}$ при температурах:
a – в – $T = 293 \text{ К}$; *г* – $T = 193 \text{ К}$; *д* – $T = 113 \text{ К}$
 (стрелками \rightarrow отмечены двойники)



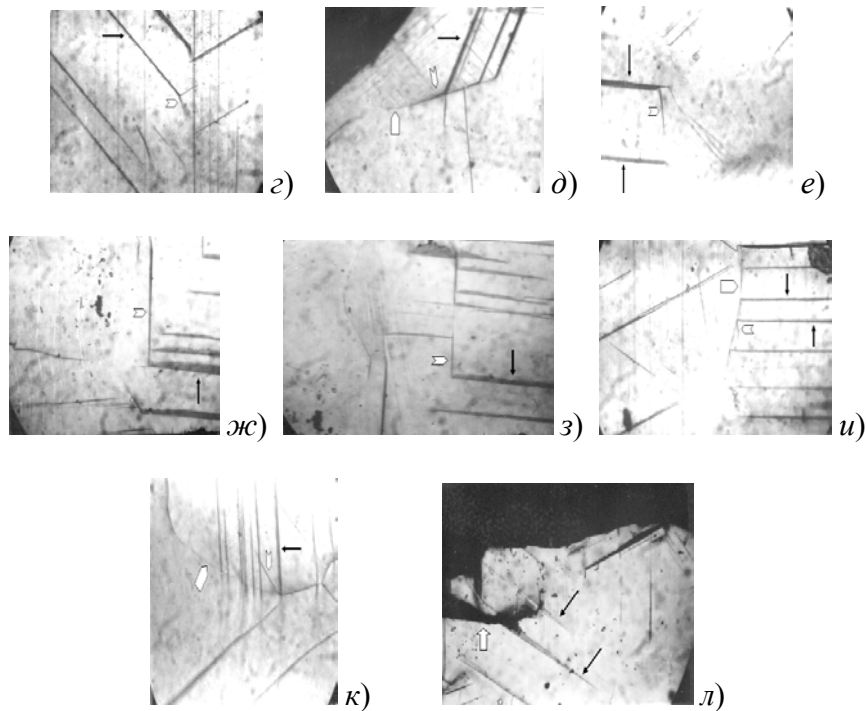


Рис. 8.5. Сопутствующее двойникование и наблюдаемые варианты образования микротрещин в поликристаллических образцах, разрушенных со скоростью нагружения $2 \cdot 10^1 \text{ с}^{-1}$ при различных температурах:

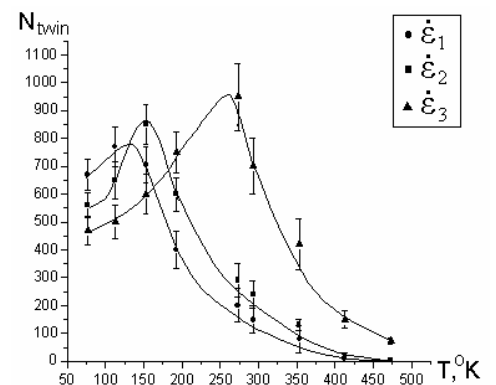
$a - в - T = 77 \text{ К}$; $г - T = 113 \text{ К}$; $д - T = 193 \text{ К}$; $е - u - T = 193 \text{ К}$; $к, л - T = 293 \text{ К}$.

Стрелками отмечены: \rightarrow – двойники винтовой ориентации; \leftarrow – двойники краевой ориентации; \dashrightarrow – граница зерна; \Rightarrow – ветвление трещины; \dashv – микротрещина

Рис. 8.6. Влияние температуры T на число образующихся двойников N_{twin} в поликристаллических образцах при скорости деформирования:

$$\dot{\epsilon}_1 = 8 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}; \quad \dot{\epsilon}_2 = 4 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1};$$

$$\dot{\epsilon}_3 = 2 \cdot 10^1 \text{ с}^{-1}$$



Сильное нарастание максимальной плотности прослоек происходит при переходе от медленного нагружения к быстрому (от $\dot{\epsilon}_1$ до $\dot{\epsilon}_3$).

Из сравнения данных для поли- и монокристаллов следует, что температура хрупко-вязкого перехода поликристаллических образцов ниже, чем у монокристаллических. Это можно объяснить массовым возникновением двойников систем $\{112\}$ вместе с двойниками винтовой ориентации и двойниками систем $(\bar{1}12)$ и $(1\bar{1}2)$ (краевая ориентация), которые могут дополнительно повышать величину работы разрушения и, тем самым, понижать температуру хрупко-вязкого перехода, в сравнении с монокристаллическим состоянием.

Одной из причин появления двойников систем $\{112\}$ наряду с двойниками $(\bar{1}12)$ и $(1\bar{1}2)$ является достаточно высокая плотность границ зерен, вызывающих нестабильный рост трещины. Последнее обусловлено развитием пластического течения по границе зерна и изменением напряженного состояния в вершине трещины, меняющей направление распространения из зерна в зерно.

Рис. 8.7 отражает сравнительный вклад двойникования в общую относительную деформацию моно- и поликристаллических образцов. Оценку производили по формуле (1.3), предложенной В.Ф. Моисеевым и В.И. Трефиловым основанной на дислокационной модели двойника в ОЦК решетке.

Из рис. 8.7 видно, что при переходе от низких температур к повышенным деформация, обусловленная двойниками, возрастает более чем в 10 раз. Основной вклад дают прослойки, залегающие в плоскостях (112). Незначительная роль двойников ($1\bar{1}2$) обусловлена небольшим количеством первичных и малыми размерами вторичных прослоек.

Доля, вносимая двойниками в общее удлинение монокристаллических образцов, оказывается существенной вплоть до 473 К. Ограниченность двойникования в низкотемпературной области (77...200 К) объясняется, с одной стороны, затрудненностью образования винтовых скользящих дислокаций в {112} плоскостях – источников микродвойников, с другой – быстрой блокировкой начавшегося двойникования разрушением.

В поликристаллах, как видно из рис. 8.7, двойникование дает существенный вклад в общее удлинение в интервале температур 100...300 К. При этом различие в температурных границах заметного проявления двойникования в моно- и поликристаллах достигает 100...150 К.

В монокристаллах интенсивность двойникования в области температур выше 200 К связывается с возможностью образования зародышей двойникования при пересечении дислокационных скоплений (см. гл. 5).

Такие же рассуждения, вероятно, можно применить и к поликристаллам. Однако для объяснения эффекта смещения заметного проявления двойникования в более низкую температурную область по сравнению с монокристаллами необходимо привлечь теорию взаимодействия решеточных и зернограничных дислокаций. Известно, что при определенных условиях границы зерен поликристаллов могут служить как стоками, так и источниками решеточных дислокаций. В области температур $T < 200$ К ($\tau_{дв} < \tau_{ск}$) [69], когда в монокристалле скольжение затруднено и в результате этого истощается число центров образования двойниковых зародышей, в поликристалле, по-видимому, границы зерен начинают выступать в качестве источника решеточных дислокаций, которые в свою очередь, обеспечивают определенную концентрацию двойниковых зародышей в более низкой температурной области.

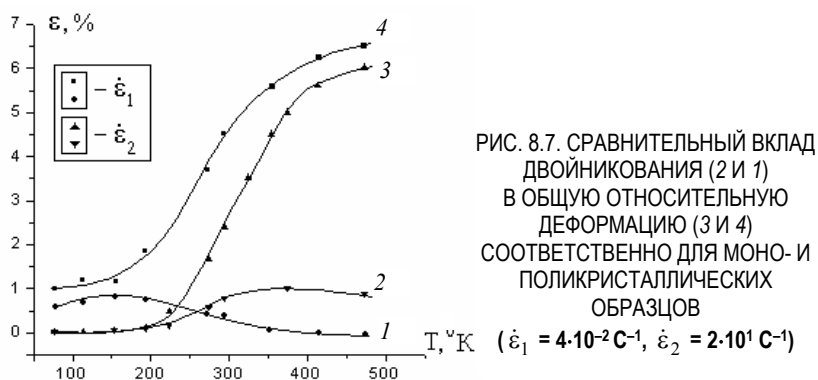


РИС. 8.7. СРАВНИТЕЛЬНЫЙ ВКЛАД ДВОЙНИКОВАНИЯ (2 И 1) В ОБЩУЮ ОТНОСИТЕЛЬНУЮ ДЕФОРМАЦИЮ (3 И 4) СООТВЕТСТВЕННО ДЛЯ МОНО- И ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ОБРАЗЦОВ ($\dot{\epsilon}_1 = 4 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$, $\dot{\epsilon}_2 = 2 \cdot 10^1 \text{ с}^{-1}$)

На рис. 8.8 показано влияние температуры на величину работы разрушения поликристаллических образцов при скорости деформирования $\dot{\epsilon} = 2 \cdot 10^1 \text{ с}^{-1}$. Выделено три температурных интервала:

- 77...113 К (рост величины работы разрушения W);
- 113...153 К (уменьшение величины работы разрушения при повышении температуры с образованием минимума при $T = 153$ К);
- 153...473 К (рост величины W и выход на насыщение при $T > 353$ К).

Объяснить рост величины работы разрушения при $T < 153$ К можно, по-видимому тем, что при температурах $T < 200$ К образцы начинали разрушаться квазихрупко, вследствие чего повышалась скорость магистральной трещины и увеличивалась тенденция к ее ветвлению (рис. 8.5, м). В этом же температурном интервале критические напряжения двойникования $\tau_{дв}$ меньше критических напряжений скольжения $\tau_{ск}$, что уменьшает конкуренцию со стороны скольжения на двойникование. Отмеченные факторы способствовали массовому возникновению микротрещин в объеме и на поверхности образцов, т.е. наряду с образованием поверхностей магистральной трещины дополнительно появлялись новые поверхности раздела, учесть которые не представляется возможным.

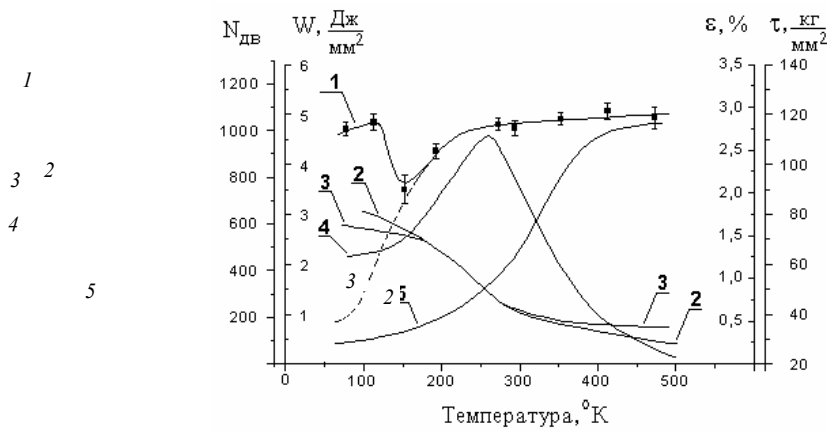


РИС. 8.8. ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭНЕРГОЕМКОСТИ РАЗРУШЕНИЯ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ОБРАЗЦОВ:

1 – работа W , затраченная на разрушение образцов; 2 и 3 – напряжения скольжения и двойникования соответственно [69]; 4 – число двойников $N_{дв}$, сопутствующих магистральному разрыву при $\dot{\epsilon} = 2 \cdot 10^1 \text{ с}^{-1}$;
5 – общее относительное удлинение ϵ поликристаллических образцов

Таким образом, в эксперименте фиксировалась "общая" работа (рис. 8.8), затраченная на образование основной магистральной трещины и сопутствующих микротрещин. Если учесть сумму площадей всех трещин и микротрещин и "общую" работу разрушения нормировать на эту суммарную величину, то полученная "эффективная" работа разрушения может быть представлена пунктирной линией на этом же графике.

При проведении экспериментов было установлено, что данной температуре и скорости растяжения поликристаллических образцов соответствуют определенного размера зерна свободные от двойников. Размер такого зерна назовем "критическим". Полученные данные были систематизированы и представлены на рис. 8.9.

Если на оси ординат откладывать "критический" размер зерна d в $1/\sqrt{d}$ единицах, а на оси абсцисс – температуру T , то зависимость d от T с хорошей степенью точности может быть аппроксимирована прямой. Вид зависимостей $d = f(T)$ аналогичен зависимости закона Холла-Петча, в котором роль напряжений играет температура

$$T = T_0 + Kd^{-1/2} . \quad (8.1)$$

Из рис. 8.9 видно, что при увеличении скорости нагружения угол наклона с осью абсцисс уменьшается. Экстраполируя прямые на рис. 8.9 в область более высоких температур до пересечения их друг с другом получаем так называемый "веер" прямых с общим полюсом. Значения координат полюса можно интерпретировать следующим образом: в данном материале при температуре $T \approx 500 \text{ К}$ зерно с размером $\approx 1 \text{ мм}$ является "критическим" при любых скоростях нагружения.

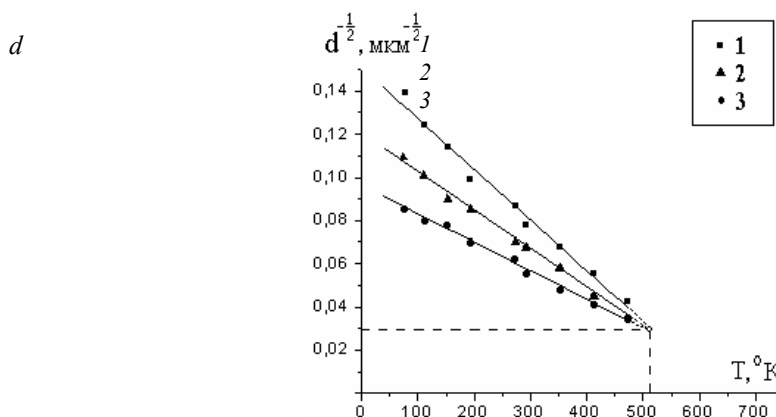


Рис. 8.9. Влияние температуры T и скорости нагружения $\dot{\epsilon}$ на критический размер зерна d , по достижении которого в поликристалле начинает проявляться сопутствующее двойникование при данной скорости нагружения:

1 – $\dot{\epsilon} = 2 \cdot 10^1 \text{ с}^{-1}$; 2 – $\dot{\epsilon} = 4 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$; 3 – $\dot{\epsilon} = 8 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$

8.3. МЕХАНИЗМЫ ОБРАЗОВАНИЯ ТРЕЩИН, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ДВОЙНИКОВАНИЕМ

Многообразие обнаруженных экспериментально вариантов образования трещин (рис. 8.5) при взаимодействии сопутствующих разрушению двойников с различного рода препятствиями и друг с другом позволяет предложить следующие механизмы.

При распространении двойника одна из его границ претерпевает торможение около включения, другая двойниковая граница продолжает свой рост. Накопление двойникоующих дислокаций в застопоренной границе у включения приводит к их объединению и последующему вскрытию трещины (рис. 8.10, *а*).

Распространяясь в теле зерна, двойник тормозится его границей. В этом случае трещина образуется либо в исходном зерне (рис. 8.10, *б*), либо в соседнем зерне (рис. 8.10, *в*), либо по их границе (рис. 8.10, *г*).

Известно, что граница зерна является благоприятным местом для зарождения двойников. Возникшие на противоположных границах одного зерна и, распространяясь параллельно навстречу друг другу, двойники могут приводить к образованию трещины в момент встречи их вершин. В этом случае в результате суперпозиции полей напряжений от двойниковых границ происходит вскрытие трещины (рис. 8.10, *д*).

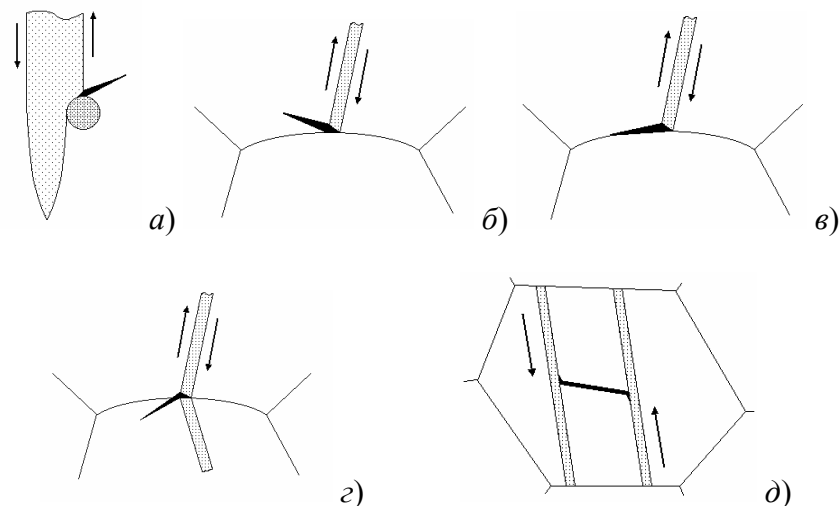


Рис. 8.10. Механизмы образования трещин при двойниковании в поликристаллах

Зарождение трещин на двойниковых прослойках, как правило, наблюдается при взаимодействии их друг с другом или с другими дефектами структуры (неметаллическими включениями, границами зерен, субграницами и др.).

В связи с этим представляет интерес рассмотрение процессов микропластичности при пересечении двойников и установление основных механизмов зарождения микротрещин при микропластичности.

Кроме того, необходимо также проанализировать возможности дислокационного зарождения микротрещины на границах и в вершинах двойников, при блокировке которых образуются дислокационные скопления двойникоующих дислокаций с геометрией типичной для плоских скоплений дислокаций.

Таким образом, экспериментально установлено, что при рассмотренных скоростях нагружения зависимость числа образующихся двойников от температуры имеет максимум. С увеличением скорости деформирования максимум смещается в область более высоких температур и чисел двойников. При одной и той же скорости нагружения максимум для монокристалла находится правее максимума поликристалла на температурной шкале.

Установлена функциональная зависимость "критического" размера зерна d от температуры T , по достижении которого в поликристалле начинает проявляться сопутствующее двойникование. Вид зависимости $d = f(T)$ аналогичен зависимости закона Холла-Петча, в котором в роли напряжений выступает температура.

Отличительной особенностью двойникования, сопутствующего разрушению поликристаллического кремнистого железа, является возникновение двойников всех возможных систем. Это может быть дополнительным резервом повышения величины работы разрушения и, как следствие, понижать температуру хрупко-вязкого перехода, в сравнении с монокристаллическим состоянием. Рост работы разрушения в низкотемпературной области связан с ростом общей площади поверхности разрушения.

Установлены основные механизмы зарождения трещин при взаимодействии сопутствующих двойников друг с другом и с другими дефектами кристаллической решетки в поликристалле, в основе которых лежат дислокационные взаимодействия.

Глава 9

ТОРМОЖЕНИЕ БЫСТРЫХ ТРЕЩИН ПРЕДВАРИТЕЛЬНО СОЗДАНЫМИ ДВОЙНИКАМИ В СПЛАВЕ Fe + 3,25 % Si

9.1. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Результаты, полученные в гл. 7, убеждают в возможности воздействия на разрушение деформационными двойниками. В связи с этим были поставлены эксперименты по разрушению кремнистой стали с предварительно введенными в нее механическими двойниками [42, 226].

Механическое двойникование испытуемых образцов производили посредством локального взрыва на поверхности образца микроразряда ВВ (рис. 9.1). С целью исключения формоизменения и перфорирования образцов при взрыве, а также для получения достаточно крупных двойников, образцы помещали на массивную металлическую подложку с полированной поверхностью.

В качестве ВВ использовали ТЕН, детонируемый навеской (10...12 мг.) азида свинца. Скорость деформации при этом составляла $(5...6)10^3$ м/с. После взрыва ВВ деформационная зона на образце имеет форму ромбовидной розетки (рис. 9.2, а), содержащий все 12 систем

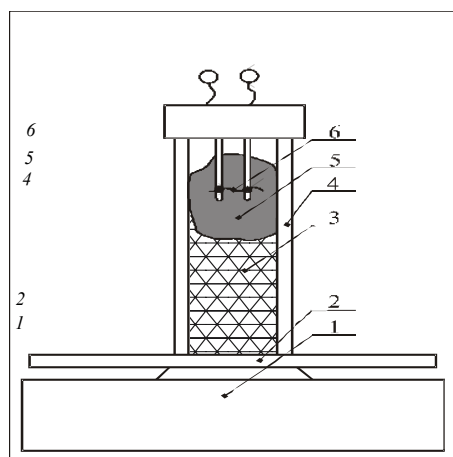


Рис. 9.1. Схема деформирования образца ВВ:

1 – полированная подложка; 2 – образец; 3 – навеска ВВ; 4 – кембрик;

5 – детонатор – азид цинка; 6 – взрывающаяся проволочка

ДВОЙНИКОВ ОЦК РЕШЕТКИ. РАЗМЕР ДЕФОРМИРОВАННОЙ ЗОНЫ НЕ ПРЕВЫШАЛ 5×7 МКМ. ОБЩЕЕ КОЛИЧЕСТВО ДВОЙНИКОВ В НЕЙ ДОСТИГЛО ~500. ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ ДВОЙНИКОВ ПРИ ПОСЛЕДУЮЩЕЙ КИНОСЪЕМКЕ ОБРАЗЦЫ ПОДВЕРГЛИ ХИМИЧЕСКОМУ ТРАВЛЕНИЮ [227].

Разрушение образцов с надрезом-концентратором производили на установке, спаренной со сверх-скоростным фоторегистратором СФР-1М. Отличие состояло в том (рис. 9.3, а), что исследуемую часть поверхности образца освещали лампой ИФК-120, работающей в нестандартном режиме многократных перегрузок (питание от четырех конденсаторов $C_1 - C_4$ (рис. 9.3, б) типа ИМ-150-5 напряжением 5 кВ,

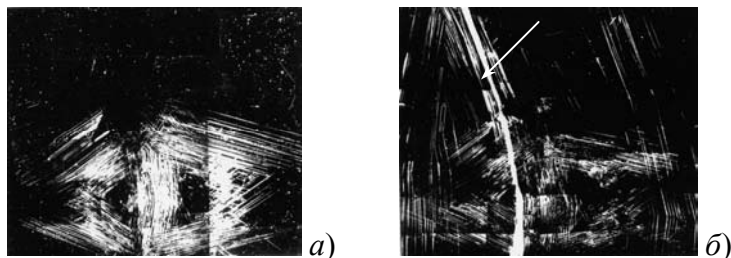


Рис. 9.2. а – вид деформированной двойниковой розетки после подрыва образца (темное поле), — 400 мкм; **б** – вид образца после разрушения. Стрелками отмечено сопутствующее двойникование. — 430 мкм

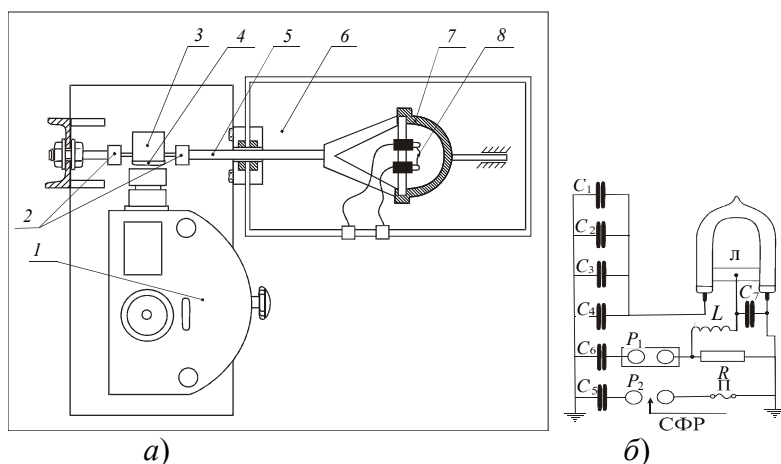


Рис. 9.3. а – схема установки (вид сверху) для разрушения образцов электрогидравлическим ударом:

1 – СФР-1М; 2 – захваты; 3 – образец; 4 – ИФК-120; 5 – шток;
6 – бак с водой; 7 – полусфера; 8 – взрывающаяся проволочка

емкостью 150 мкФ. Длительность вспышки по времени при этом составляла $(2...3) \cdot 10^{-3}$ с. Лампу устанавливали на расстоянии 3...5 мм от поверхности образца со стороны кинокамеры таким образом, чтобы поле съемки образца находилось между ее электродами.

Такое расположение лампы позволяло использовать большую часть излучаемого света. Для устранения попадания в объектив прямого света от лампы, одну ее сторону, обращенную к объективу камеры, заклеивали черной, светонепроницаемой бумагой.

Совмещение по времени процессов распространения разрушающей трещины, инициированной взрывом проволочки и вспышки лампы ИФК-120 с работой СФР-1М добивались применением линии задержки типа LC-цепочки (на схеме C_7 и L). Меняя емкость конденсаторов $C_6 - C_7$, время задержки импульса можно было варьировать в пределах $0...10^{-3}$ с.

Распространение разрушающей трещины фиксировали со скоростями съемки 960 000 кадр/с. Для повышения разрешения исследуемого процесса объект кинофильмировали с небольшого расстояния. Это достиглось присоединением к стандартному объективу камеры дополнительного – И-26 ($F = 50$ мм). Масштаб съемки при этом составлял 1:1,3. Трещину запускали по плоскости спайности, положение которой легко определяли расположением деформационной, двойниковой розетки. Это давало возможность заранее определить траекторию трещин и выбрать поле съемки.

9.2. КИНЕТИЧЕСКИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ТРЕЩИНЫ В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ОБРАЗЦАХ

Перед распространением магистральной трещины протекает интенсивное предшествующее двойникование (рис. 9.2, б). После двойникования начинается рост трещины (рис. 9.4, а). Прохождение трещиной зон с двойниковыми прослойками сопровождается образованием на поверхности излома многочисленных ступеней скола (рис. 9.5, а, б).

Первые двойники преодолеваются быстрой трещиной (свыше 1000 м/с) без заметного воздействия деформированной структуры. Возникают лишь невысокие (2...3 мкм.) ступени скола (рис. 9.5, а).

По мере увеличения числа пересеченных двойников появляются все возрастающие в размерах ступени излома, иногда совпадающие с границей двойника (рис. 9.5, б). Кроме того, пересечение трещиной двойников сопровождается развитием процессов пластического течения. Наблюдается образование "факелов" деформации (рис. 9.5, в), размер которых также возрастает с падением скорости трещины. Замечено, что наиболее мощные ступени скола и "факелы" соответствуют участкам с наибольшей плотностью предварительно созданных механических двойников.

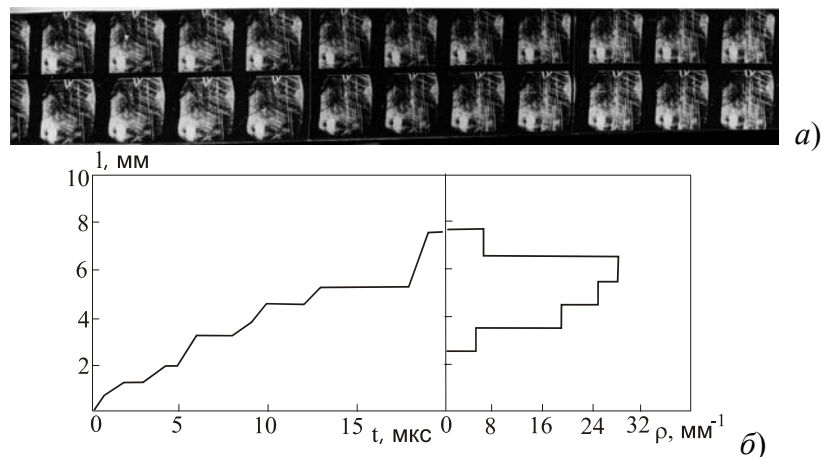


Рис. 9.4. Взаимодействие быстрой трещины с двойниками в кремнистой стали:

a – кинограмма процесса; *б* – зависимость длины трещины во времени от плотности двойниковых прослоек в материале

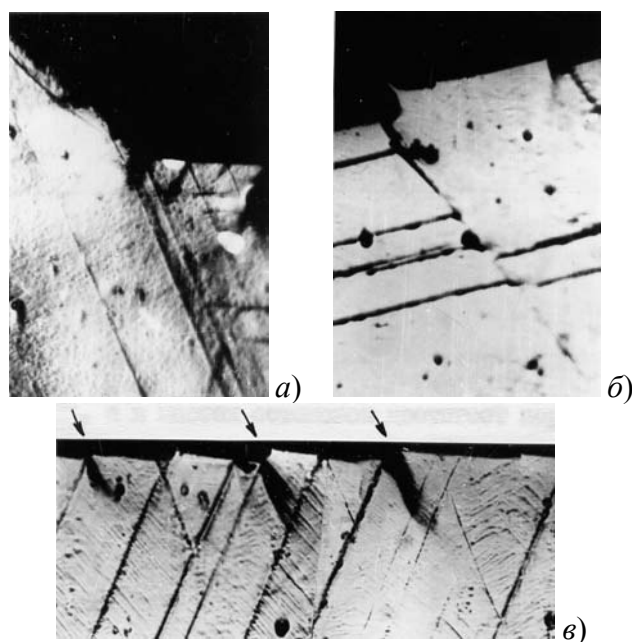


Рис. 9.5. *a, б* – ступени скола, $\overline{\hspace{1cm}}$ 50 мкм; *в* – "факелы" деформации, возникающие при пересечении двойников трещиной, $\overline{\hspace{1cm}}$ 260 мкм

При развитии трещины сквозь сдвойникованную область наблюдали неоднократные замедления и остановки, длительностью от 2 до 6...5 мкс. Максимальное зарегистрированное время остановки составляло 18 мкс. Это обычно наблюдалось перед мощным скоплением двойников в зоне или после пересечения трещиной 100 – 150 прослоек систем $(\bar{1}21)$, $(\bar{2}11)$, $(2\bar{1}1)$, $(1\bar{2}1)$. Местам наиболее длинных остановок трещины отвечали участки наибольшей плотности дислокаций ("факелы" максимальных размеров).

Травление дислокаций [228], произведенное как на поверхности шлифа вдоль берега трещины, так и в изломе, свидетельствует, что их плотность существенно повышается в участках пересечения трещиной двойников, и особенно велика в местах их скопления и полной остановки трещины. Плотность дислокаций по берегу трещины до зоны двойников мало отличается от исходной, замеренной вдали от трещины и составляет $5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$. С увеличением числа пересеченных двойников плотность дислокаций

повышается до $(6...8)10^8 \text{ см}^{-2}$, а в местах остановок достигает порядка 10^9 см^{-2} и выше. Плотность же дислокаций в деформированной области в участках пересечения двойников до разрушения не превышает 10^8 см^{-2} . Плотность дислокаций определяли обычным металлографическим методом.

9.3. Определение величины, знака и характера распределения остаточных упругих напряжений около двойниковых прослоек в кремнистой стали

Общеизвестен факт существования около механически созданных двойников полей упругих напряжений [15]. Последние обусловлены переходной зоной – зоной аккомодации и особенно значительны у двойников клиновидной и линзовидной форм.

Для выяснения влияния этих напряжений на кинетику развития разрушающей трещины исследовали знак, величину и характер распределения напряжений в окрестности двойников. Использовали метод фотоупругих покрытий [229]. Сохраняя все преимущества метода фотоупругости, он позволяет определять распределение напряжений непосредственно на объекте при помощи устройства для фотоупругих испытаний отраженного типа. Применение этого метода предусматривает нанесение на поверхность образца тонкого слоя оптически активного покрытия.

9.3.1. Нанесение тонких фотоупругих покрытий

Оптически активный композит, приготовленный из эпоксидной смолы ЭД-6 с отвердителем (малеиновый ангидрид в количестве 33 % от веса смолы) и пластификатором (дибутилфталат – 12 % от веса смолы) в горячем состоянии (363 К) наносили на обезжиренную полированную поверхность образца. Толщина слоя должна быть одного порядка или меньше размеров изучаемой микрзоны. Для этого образец с покрытием помещали между полированными стеклами и зажимали в струбцину. Фотоупругое покрытие в течение 10 – 12 часов полимеризовалось в сушильном шкафу при температуре ~ 400 К. Для предотвращения прилипания покрытия к калибровочным стеклам, их поверхность предварительно обрабатывали 3 % раствором триацетатцеллюлозы в хлористом метиле или парами диметилтрихлорсилана. После полимеризации покрытия стекла убирали, а образец просматривали в поляризованном микроскопе для контроля остаточных напряжений. Как правило, при медленном охлаждении ($15...20$ К/час) просветленных участков не наблюдали. Напряжение в покрытии успевали релаксировать. Толщина фотоупругого покрытия при этом составляла $10...15$ мкм.

9.3.2. Установка для определения остаточных упругих напряжений около двойниковых прослоек

Схема и общий вид установки приведены на рис. 9.6.

Оптическую и фотоэлектрическую части установки монтировали на базе микроскопа МБИ-1 (1) с использованием осветителя СП-12 (2). Основным регистрирующим элементом установки служил фотоэлектронный множитель ФЭУ-27 (3), укрепленный при помощи насадки МФН-12 (4).

Применение ФЭУ намного повышают разрешающую способность метода [182]. Перед катодом фотоумножителя устанавливали диафрагму 5, дающую возможность вырезать из общей фотоупругой картинки участки размером до 5 мкм. Этим достигали высокой локальности метода. Возникшее по воздействию механических напряжений просветление покрытия улавливается ФЭУ, преобразуется в электрический сигнал и подается на гальванометр 6. В состав установки входят высоковольтный блок 7 и стабилизатор напряжения питания 8.

Двойники на образцах с покрытием получали тем же способом – взрывом ВВ. Подрыв проводили на поверхности без фотоупругого покрытия.

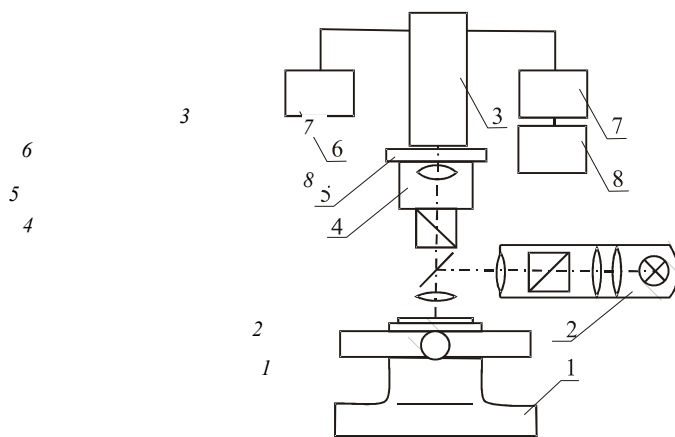


Рис. 9.6. Схема установка для определения напряжений методом тонких фотоупругих покрытий

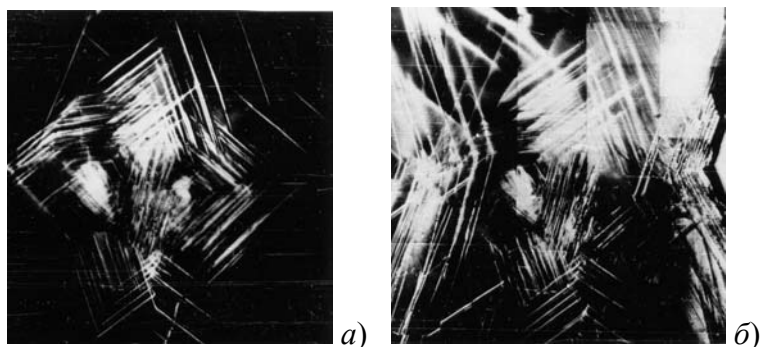


Рис. 9.7. Деформационная двойниковая розетка с фотоупругим покрытием:
a – после взрыва ВВ; *б* – после разрушения. Двойники, имеющие напряжения сжатия погасли, а интенсивность двойников с растягивающими напряжениями возросла. \square 400 мкм

На рис. 9.7 приведена фотоупругая картина деформированного образца.

9.3.3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ НАПРЯЖЕНИЙ

Напряжение определяли следующим образом [230]:

$$\delta = C_{\sigma} 2t(\sigma_1 - \sigma_2),$$

где δ – линейная разность хода; C_{σ} – оптическая постоянная материала покрытия; $2t$ – двойная толщина покрытия (в опытах толщина покрытия достигала 10...15 мкм); $(\sigma_1 - \sigma_2)$ – разность главных напряжений.

Связь между разностью фаз φ и δ можно представить в виде

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta,$$

где λ – длина волны. Величина φ находилась из выражения

$$I_1 = I_0 \sin^2 2\alpha \sin^2 \frac{\varphi}{2},$$

где I_0 – максимальное возможное просветление (при параллельных поляроидах); I_1 – интенсивность просветления в покрытии при действии механических напряжений (поляроиды скрещены); α – угол между плоскостью поляризации и направлением одного из главных напряжений (в нашем случае $\alpha = 45^\circ$).

Угол α находили следующим образом. Замеряя дважды интенсивность света одним фотоэлементом при первом положении плоскости поляризации α и при втором ($\alpha + \beta$), где β – известный дополнительный угол, получали систему уравнений:

$$\begin{cases} I_1 = I_0 \sin^2 2\alpha \sin^2 \frac{\varphi}{2}, \\ I_2 = I_0 \sin^2 2(\alpha + \beta) \sin^2 \frac{\varphi}{2}. \end{cases}$$

Решая ее, находили α и φ .

Напряженная область двойника в поляризованном свете представляется светлой полосой переменной интенсивности (рис. 9.8). Ширина ее достигает 60 мкм, что хорошо согласуется с размерами аккомодационной зоны около двойника [231]. Наблюдали прослойки с симметричным и несимметричным распределением напряжений (рис. 9.8). Симметричное распределение напряжений имеют двойники, рожденные статическим деформированием [232]. Междвойниковый материал остается, как правило, темным т.е. ненапряженным.

Знак напряжения определяется по изменению интенсивности просветлений при растяжении образцов (рис. 9.9) и в случае деформирования по схеме четырехточечного изгиба под микроскопом, а также при окрашиванию просветленной при использовании кварцевой пластины. Оказалось, что шесть систем двойников имеют напряжения сжатия, остальные растяжения (рис. 9.10).

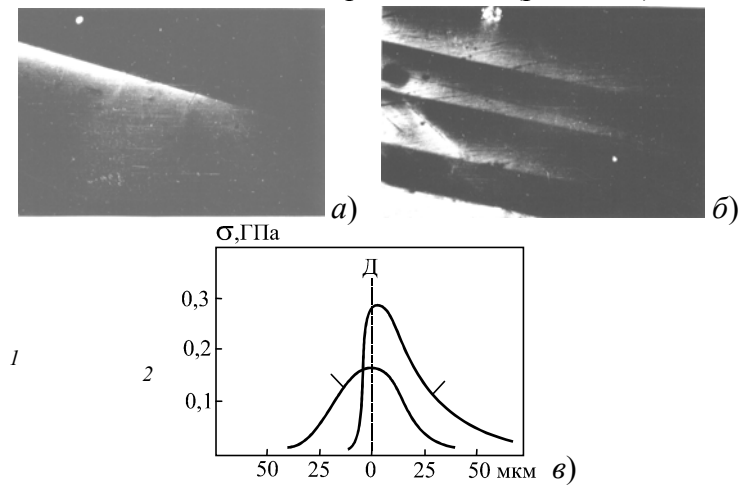


Рис. 9.8. Вид напряженной области около двойников в кремнистой стали:

a – отдельная прослойка; *б* – система двойников, — 50 мкм;

в – распределение напряжений около двойников, определенное методом фотоупругости; 1 – направления растяжения у прослоек $(\bar{2}\bar{1}1)$, $(\bar{1}\bar{2}1)$, (121) , (211) ; 2 – напряжения сжатия у прослоек $(\bar{1}21)$, $(\bar{1}\bar{2}\bar{1})$, $(2\bar{1}1)$, $(\bar{2}11)$

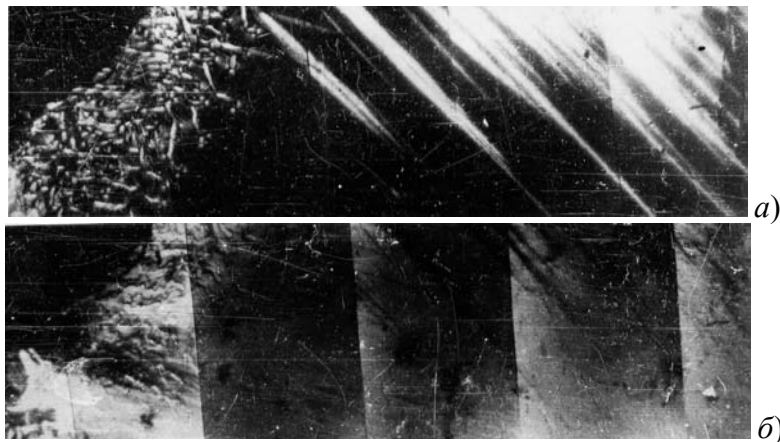


Рис. 9.9. Определение знака напряжений двойников:

a – образец не нагружен; *б* – образец нагружен растяжением. Просветления исчезли, скомпенсированные внешней растягивающей нагрузкой,

— 100 мкм

Из рис. 9.8 в (зависимость 2) видно, что по мере приближения к одной из границ (вероятно, некогерентной) напряжения сжатия возрастают по зависимости близкой к $1/r$ от 0 до 0,3 ГПа и круто спадают с приближением к другой (когерентной).

Напряжения растяжения распределены симметрично относительно двойника и примерно в два раза меньше напряжений сжатия – 0,12...0,14 ГПа. (рис. 9.8, в, зависимость 1). Существование двойников с разными знаками напряжений хорошо подтверждаются фотоупругими картинами пересечения двойника с разными и одинаковыми знаками (рис. 9.11) и разрушенного образца (рис. 9.7, б).

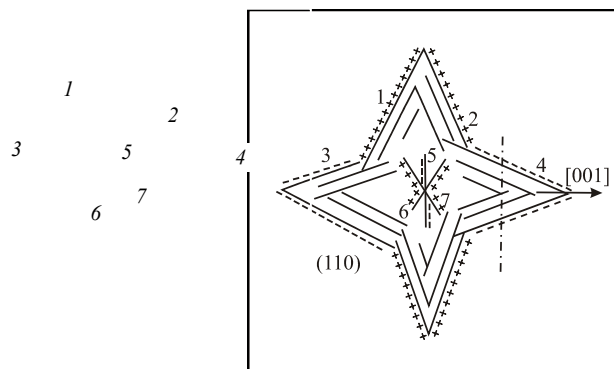


Рис. 9.10. Знак напряжений около двойников в деформационной розетке:

1 – прослойки типа $(\bar{2}\bar{1}1)$, $(\bar{1}\bar{2}1)$; 2 – (121) , (211) ; 3 – $(\bar{1}\bar{2}1)$, $(\bar{2}\bar{1}1)$;

4 – $(\bar{1}\bar{2}1)$, $(2\bar{1}1)$; 5 – (112) , $(\bar{1}\bar{1}2)$; 6 – $(\bar{1}\bar{1}2)$, 7 – $(1\bar{1}2)$.

Штрихпунктирная линия – траектория трещины

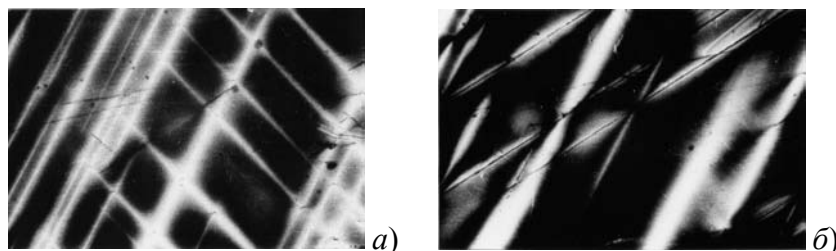


Рис. 9.11. Фотоупругие картины пересечения двойников:

а – с одинаковыми знаками напряжений; б – с различными знаками напряжений \square 72 мкм \times 90

9.4. КОЛИЧЕСТВЕННАЯ ОЦЕНКА ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ТРЕЩИНОЙ НА ПЕРЕСЕЧЕНИИ ДВОЙНИКА

При взрывном деформировании большинство образующихся двойников принадлежат системам $(\bar{1}\bar{2}1)$, $(\bar{2}\bar{1}1)$, $(2\bar{1}1)$, $(1\bar{2}1)$, окруженных сжимающими напряжениями. Эти двойники и пересекала трещина (рис. 9.10). При разрушении sdвойникового массива упругая энергия образца расходуется на образование новых поверхностей излома, возникновение многочисленных ступеней скола, а также на пластическую деформацию [42, 226].

Затраты энергии, связанные с образованием поверхностей излома ($\gamma_0 S$ [233]) и ступеней скола (τh^2 [234]) оказываются незначительными. Учитывая лишь упругие потери энергии, количество двойников, способное остановить трещину, движущуюся со скоростью, например, 1000 м/с, должно быть не менее 10^7 . Однако, как свидетельствуют результаты экспериментов, такая трещина, преодолев всего 100 – 150 двойников, кратковременно притормаживается. Большая эффективность двойниковых прослоек, по видимому, может быть обусловлена только пластической деформацией, сопровождающей каждый акт прохождения трещиной двойника и поглощающей значительную часть общей энергии, запасенной в образце. Рассматривая процесс преодоления трещиной двойниковых прослоек, ограничимся некоторыми условиями:

1. Двойники расположены параллельно друг другу с одинаковой плотностью на всем пути движения трещины.

2. Трещины всех двойников и ширина их зон аккомодации одинаковы (расстояние между двойниками равно нескольким прослойкам, так, что их зоны напряжений не перекрываются).

3. Двойники окружены полем сжимающих напряжений.

4. Напряжения в вершине трещин – растягивающие, со средним значением, равным σ_b .

5. Напряжения сжатия σ_a в зоне аккомодации распределены равномерно и составляют 0,15 ГПа.

6. Напряжения и скорость распространения трещины на границах раздела матрица–зона аккомодации, зона аккомодации–двойник, двойник–матрица меняются скачком.

7. Развитие трещины между двойниками, а также внутри двойника и зоны аккомодации происходит с постоянной скоростью.

Взаимодействие напряжений сжатия в зоне аккомодации двойника с напряжениями растяжения трещины приводит к уменьшению последних:

$$\sigma' = \sigma_b - \sigma_a.$$

Напряжения снижаются и в результате поворота трещин в двойниковой прослойке на угол ψ (угол разворота материала двойника относительно матрицы; для ОЦК решетки равен $19^\circ 30'$ [15]). После стандартного преобразования тензора напряжений для одноосного поворота величина нормальных растягивающих напряжений, действующих на трещину в двойнике, выглядит так:

$$\sigma_{дв} = (\sigma_b - \sigma_a) \cos^2 \psi.$$

Поскольку скорость развития трещины $V_{тр}$ на каждом ее этапе пропорциональна квадрату напряжений [235]:

$$V_{тр} = k\sigma^2, \quad (9.4.1)$$

где k – некоторый коэффициент, то изменение напряжений неизбежно ведет к изменению скорости распространения трещины. В то же время известно, что степень пластической деформации (ε) в вершине трещины определяется ее скоростью [236]:

$$\varepsilon = nb \frac{C_1^2 l^2}{V_{тр}^2}, \quad (9.4.2)$$

где n – объемная плотность источников дислокаций; l – их линейный размер; b – вектор Бюргерса; C_1 – скорость движения упругих волн.

Таким образом, вследствие дополнительной пластической деформации в вершине трещины после преодоления ею двойника, энергия в образце должна быть несколько меньше первоначальной, а значит и скорость роста трещины необратимо снизится на некоторую величину:

$$\Delta V_{тр} = V_{0тр} - V_{1тр};$$

здесь $V_{0тр}$ и $V_{1тр}$ – скорости распространения трещины соответственно перед и после двойниковой прослойки.

Характер изменения скорости трещины, пересекающей двойники, графически удобно представить в виде двух схем (рис. 9.12). На верхнем графике скачки в скорости обусловлены обратимыми изменениями напряжений на границах матрица – зона аккомодации, зона аккомодации – двойник, двойник – матрица. Скорость движения трещины после выхода из двойника упруго восстанавливается. На нижнем графике в результате пластической деформации в прослойке и зоне аккомодации скорость развития трещины необратимо уменьшается до тех пор, пока вся упругая энергия образца не исчерпается пластической деформацией в двойниках.

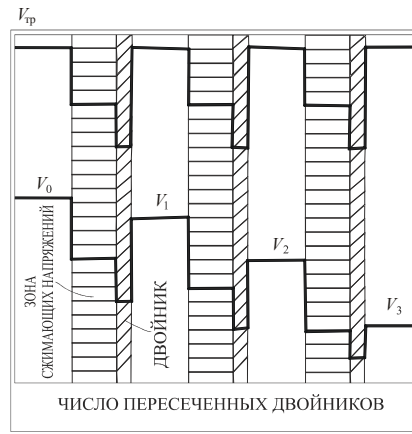


Рис. 9.12. Схематическое изменение скорости распространения трещин через колонию двойниковых прослоек в чисто упругом случае (верхний график) и в условиях пластической релаксации (нижний график)

Как следует из выражения (9.4.2), уменьшение скорости будет определяться интенсивностью развития пластической деформации.

Величина деформации связана со скоростью движения трещины отдельно в зоне аккомодации

$$V_{тр.а} = k(\sigma_v - \sigma_a)^2$$

И ТЕЛЕ ДВОЙНИКОВОЙ ПРОСЛОЙКИ

$$V_{тр.дв} = k(\sigma_v - \sigma_a)^2 \cos^2 \psi,$$

где коэффициент k определяется из начальных условий:

$$k = \frac{V_{отр}}{\sigma_v^2}.$$

Каждое приращение пластической деформации вызывает увеличение эффективной поверхностной энергии ($\gamma_{эф}$). Величина включает истинную поверхностную энергию трещины γ_0 и энергию пластической деформации прилегающих слоев материала, которую приближенно можно представить как

$$E_{пл} = a\varepsilon,$$

где a – коэффициент пропорциональности.

Тогда в общем виде имеем

$$\gamma_{эф} = \gamma_0 + a \frac{C}{V_{тр}^2}; \quad (9.4.3)$$

здесь $C = nbc_1^2 l^2$.

Рассмотрим два случая:

а) $V_{тр}$ мала. Поскольку при небольших скоростях роста трещины значение γ_0 на несколько порядков меньше величины $E_{пл}$ [237], то

$$\gamma_{эф} \approx a \frac{C}{V_{тр}^2} \gg \gamma_0.$$

б) $V_{тр} = V_{рэл}$ ($V_{рэл}$ – скорость поверхностных Рэлеевских волн). С увеличением скорости разрушения величина $\gamma_{эф}$ быстро уменьшается [3], т.е.

$$\gamma_{эф}^{рэл} < \gamma_{эф},$$

то

$$\gamma_{эф}^{рэл} = \gamma_0 + a \frac{C}{V_{тр}^{2рэл}}. \quad (9.4.4)$$

Разделим почленно выражение (9.4.4) на (9.4.3):

$$\frac{\gamma_{\text{эф}}^{\text{рэл}}}{\gamma_{\text{эф}}} = \frac{\gamma_0 + a \frac{C}{(V_{\text{тр}}^{\text{рэл}})^2}}{\gamma_0 + a \frac{C}{V_{\text{тр}}^2}}.$$

Для исследуемого интервала скоростей разрушения 50...1500 м/с

$$a \frac{C}{V_{\text{тр}}^2} \gg \gamma_0.$$

Следовательно, приближенно имеем

$$\gamma_{\text{эф}} \sim \gamma_{\text{эф}}^{\text{рэл}} \left(\frac{V_{\text{рэл}}}{V_{\text{тр}}} \right)^2. \quad (9.4.5)$$

Последняя зависимость позволяет найти скорость роста трещины на каждом ее этапе, например при входе в каждый последующий двойник. Для этого воспользуемся уравнением баланса энергии образца при подходе трещины к двойнику и после прохождения прослойки

$$\frac{\sigma_0^2}{2E} V - E_{\text{кин}} - (E_{\text{пл.а}} + E_{\text{пл.дв}}) = \frac{\sigma_1^2}{2E} V, \quad (9.4.6)$$

где V – релаксирующий объем материала в процессе распространения трещины; σ_1 – напряжение, действующее на трещину перед вторым двойником; $E_{\text{кин}}$ – кинетическая энергия вскрытия поверхностей; $E_{\text{пл.а}}$ и $E_{\text{пл.дв}}$ – работа пластической деформации соответственно в зоне аккомодации и теле двойника.

Согласно данным работы [238] кинетическая энергия расхождения половин образца даже при весьма больших скоростях трещины является величиной незначительной. Поэтому основная доля упругой энергии расходуется на пластическую деформацию в вершине трещины. Следовательно, уравнение (9.4.6) сводится к виду

$$\frac{\sigma_0^2}{2E} V - (E_{\text{пл.а}} + E_{\text{пл.дв}}) = \frac{\sigma_1^2}{2E} V. \quad (9.4.7)$$

Здесь $E_{\text{пл.а}} = \gamma_{\text{эф.а}} S_{\text{а}}$; $E_{\text{пл.дв}} = \gamma_{\text{эф.дв}} S_{\text{дв}}$, где $\gamma_{\text{эф.а}}$ и $\gamma_{\text{эф.дв}}$ – эффективная поверхностная энергия при движении трещины соответственно в зоне аккомодации и в двойнике; $S_{\text{а}}$ и $S_{\text{дв}}$ – площади сечений зоны аккомодации и двойника.

Заменив величину σ_1^2 , полученную в выражении (9.4.1) и подставив необходимые значения в уравнении (9.4.6), окончательно получим

$$V_{1\text{тр}} = V_{\text{отр}} - \frac{B}{V_{\text{отр}}^2 (\sigma_0 - \sigma_{\text{а}})^4}, \quad (9.4.8)$$

где

$$B = \frac{4\gamma_{\text{эф}}^{\text{рэл}} V_{\text{рэл}}^2 E \sigma_0^2 V_{\text{отр}}}{V} \left(S_{\text{а}} + \frac{S_{\text{дв}}}{\cos^2 \psi} \right). \quad (9.4.9)$$

Аналогично для последующих двойниковых прослоек находим

$$V_{2\text{тр}} = V_{1\text{тр}} - \frac{B}{V_{1\text{тр}} (\sigma_1 - \sigma_{\text{а}})^4};$$

$$V_{n\text{тр}} = V_{n-1\text{тр}} - \frac{B}{V_{(n-1)\text{тр}} (\sigma_{(n-1)} - \sigma_{\text{а}})^4}.$$

Для приближенной численной оценки количества двойников, способных остановить движущуюся трещину, положим, что

$$\gamma_{\text{эф}}^{\text{рэл}} \sim \gamma_0.$$

Это наименее благоприятный случай торможения, так как заведомо занижается расход упругой энергии трещиной, что ведет к увеличению числа двойников против действительного. Тогда выражение (9.4.5) примет вид

$$\gamma_{\text{эф}} \sim \gamma_0 \left(\frac{V_{\text{рэл}}}{V_{\text{тр}}} \right)^2.$$

При скоростях разрушения, не превышающих 1200...1500 м/с, оно вполне удовлетворительно согласуется с полученными экспериментальными результатами [226].

Анализ данных показывает следующее. При начальной скорости распространения трещины равной 1000 м/с для ее полной остановки необходимо приблизительно 1200 прослоек. С понижением скорости, при которой трещина атакует первый двойник, их число лавинно уменьшается и при $V_{отр} = 500$ м/с достаточно, примерно, 10 двойниковых ламелей. При скоростях, составляющих десятки метров в секунду, оказываются эффективными отдельные двойники. Результаты киносъемок свидетельствуют об удовлетворительном совпадении предложенной модели с данными эксперимента; после пересечения трещиной 6 – 8 прослоек скорость падает от 500 м/с до нуля, а после преодоления 2–3 до 100 м/с.

Если же границу двойника рассматривать как простую межфазную, лишенную поля упругих напряжений и вызывающую лишь поворот трещины на некоторый угол ψ , то расчеты существенно упрощаются. После определенных преобразований уравнения (9.4.8) и (9.4.9) имеют вид

$$V_{1тр} = V_{отр} - \frac{A}{V_{отр}^2};$$

$$V_{2тр} = V_{1тр} - \frac{A}{V_{1тр}^2};$$

$$V_{nтр} = V_{(n-1)тр} - \frac{A}{V_{(n-1)отр}^2};$$

при этом

$$A = \frac{4\gamma_{эф}^{рэл} E V_{рэл}^2 S_{дв} V_{отр}}{V \sigma_0^4 \cos^8 \psi}.$$

Следовательно эффективность двойников в этом случае намного ниже. Так для остановки трещины, движущейся со скоростью 1000 м/с, необходимо огромное количество ($10^6 \dots 10^7$) прослоек. Правда, с понижением скорости, разрушающей трещины, влияние двойников возрастает, но даже при $V_{тр} = 100$ м/с требуется не менее 10^4 прослоек. И только при скоростях, составляющих единицы и десятки метров в секунду, эффективными могут оказаться считанные двойники.

Следует отметить также влияние масштабного фактора, учтенного величинами A и B . С увеличением напряженного объема и действующих напряжений количество двойниковых прослоек, необходимых для торможения трещины, будет существенно возрастать.

Таким образом, показана принципиальная возможность торможения быстрых трещин двойниковыми прослойками в кремнистой стали. Последние, имея остаточные упругие напряжения сжатия, вызывают уменьшение растягивающих напряжений в вершине трещины, что приводит к потере скорости и увеличения энергетических затрат на пластическую деформацию. Кроме того, снижение напряжений в вершине трещин вызывается разворотом плоскости трещины непосредственно в двойнике.

Глава 10

Торможение быстрых и медленных трещин
двойниковыми прослойками

В КРИСТАЛЛАХ КАЛЬЦИТА

ОТПРАВНОЙ ТОЧКОЙ ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПОСЛУЖИЛО ТО ОБСТОЯТЕЛЬСТВО, ЧТО В КРЕМНИСТОЙ СТАЛИ ДВОЙНИКОВАНИЕ НОСИТ МАССОВЫЙ ХАРАКТЕР И ЕМУ СОПУТСТВУЕТ ИНТЕНСИВНОЕ СКОЛЬЖЕНИЕ. ЭТО В ЗНАЧИТЕЛЬНОЙ МЕРЕ ВУАЛИРУЕТ ЭФФЕКТ ТОРМОЖЕНИЯ ТРЕЩИНЫ СОБСТВЕННО ДВОЙНИКОМ, НЕ ПОЗВОЛЯЯ ПРОСЛЕДИТЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТРЕЩИНЫ С ЕДИНИЧНОЙ ПРОСЛОЙКОЙ.

Известно [3], что медленные трещины структурно чувствительны и позволяют оценить влияние того или иного дефекта на их распространение. Во многих кристаллах пластическая деформация в верши-

не распространяющейся трещины приводит к скачкообразному развитию последней. Показательны в этом отношении кристаллы NaCl и LiF. В отличие от ЦГК, в кальците подобные процессы идут существенно равномернее, в силу отсутствия пластической деформации скольжением. Формоизменение исландского шпата при нормальных условиях протекает двойникованием.

Двойниковые прослойки получали путем статического сжатия монокристаллических образцов размером 15×15×40 мм вдоль большой диагонали их поперечного сечения в зажимах с рифленой поверхностью. Метод позволяет получать как единичные прослойки и упругие заклинившиеся двойники, так и полисинтетические двойниковые образования преимущественно одной ориентации. Нагружение образцов вели плавно, что давало возможность непрерывно наблюдать за процессом или прервать нагружение на определенном этапе деформирования. Наблюдение осуществляли как невооруженным глазом, так и через оптический прибор. Деформированные таким образом кристаллы раскалывали по одной из плоскостей {100} на пластинки с размерами 3×15×40 мм и различной ориентацией двойника по отношению к исследуемой трещине. Последнюю зарождали острым лезвием на глубину 4...5 мм по плоскости спайности.

10.1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МЕДЛЕННЫХ ТРЕЩИН СО СТАТИЧЕСКИМИ ДВОЙНИКОВЫМИ ПРОСЛОЙКАМИ

Препарированный кристалл помещали в зажим установки, смонтированной на базе микроскопа МБИ-II, спаренного со скоростной камерой СКС-1М (рис. 10.1). Трещину проталкивали с помощью ножа-

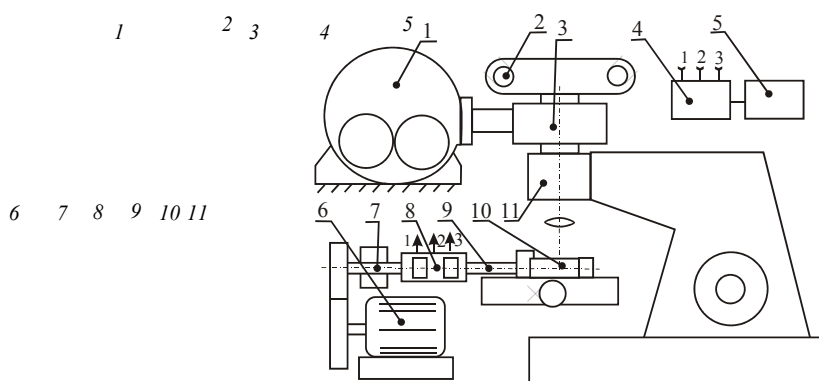


Рис. 10.1. Схема установки для исследования взаимодействия медленных трещин с двойниковыми прослойками:

- 1 – камера СКС-1М; 2 – фотоаппарат; 3 – насадка АУ-26; 4 – тензостанция;
 5 – осциллограф Н-700; 6 – электродвигатель; 7 – микровинт;
 8 – чувствительный элемент; 9 – нож; 10 – кристалл; 11 – микроскоп МБИ-11

индентора, соединенного с микровинтом, вращение которого осуществляли электродвигателем. Скорость трещины варьировали в пределах от 10^{-1} до 5 мм/с. Усилия, возникающие на ноже, фиксировали тензометрическими датчиками типа ФКПА-3-100, с записью показаний на осциллографе Н-700. Картины взаимодействия наблюдали в микроскоп при одновременном кинофильмировании процесса. Темп съемки, в зависимости от скорости трещины меняли от 100 до 500 кадр/с. Благодаря бинокулярной насадке АУ-26 имели возможность для фотографирования отдельных эпизодов.

Для оценки эффективности влияния на трещину каждого из двойников использовали критерий Ирвина G [239], предполагающий, что разрушение происходит при $G > G_{\text{крит}}$, где G – сила, вызывающая распространение трещин обычного типа – раскрытие (определяли тензометрически). Для каждого из взаимодействий оценивали

$$K_1^2 = EG/\pi.$$

Здесь K_1 – коэффициент интенсивности напряжений для плоского напряженного состояния, определяемый схемой нагружения, геометрией трещины, упругими параметрами и геометрией тела.

Рассмотрим исследованные варианты взаимодействия трещины с двойниками.

а) Кристаллографические параметры этого варианта: трещина (100), двойник (101), т.е. направление сдвига 010 материала двойника лежит в плоскости трещины. Исследованием выявлено несколько характерных случаев поведения атакующей трещины в районе статической прослойки (рис. 10.2, а, б, в).

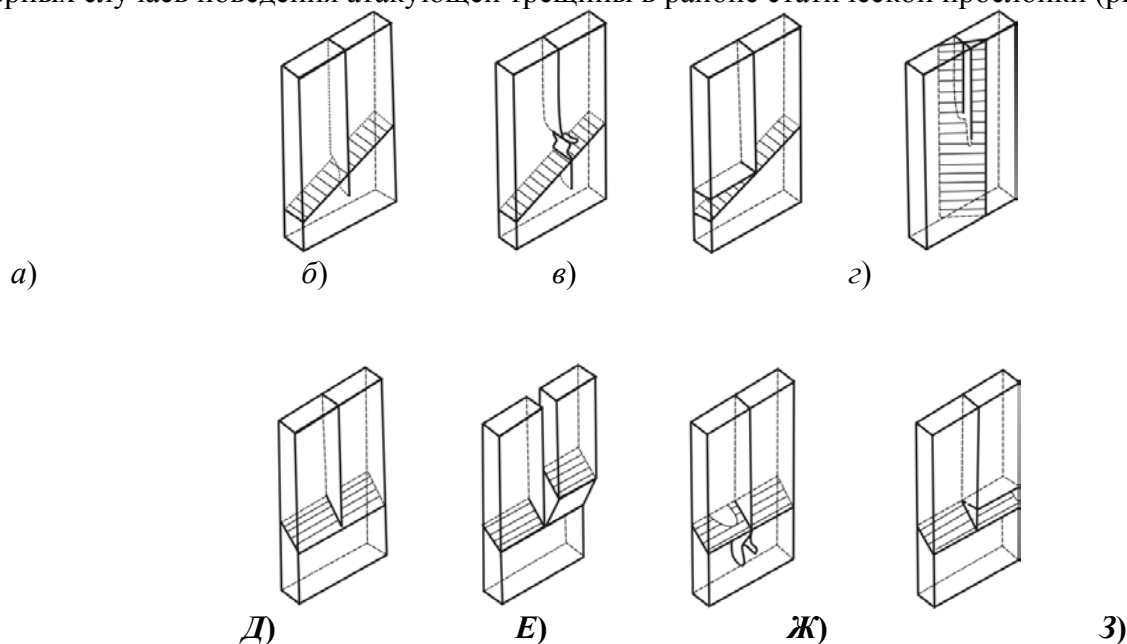


Рис. 10.2. Схемы взаимодействия медленных трещин с различными двойниковыми прослойками

Во всех вариантах трещина реагировала на присутствие прослойки, прежде всего, изменением геометрии фронта, неодновременностью прорыва им двойникового барьера (рис. 10.2, а), а в некоторых случаях влияние двойника было столь значительно, что приводило к искажению траектории трещины (рис. 10.3, а), вызывая полную остановку разрушения. Схематически этот случай представлен на рис. 10.2, б. Дальнейший рост скола происходит при значительном возрастании усилий на ноже (табл. 10.1) и всегда не из затормозившейся вершины (рис. 10.3, б).

Остановки и развороты трещины сопровождаются образованием мощного рельефа на поверхности скола (рис. 10.3, в), что связано с дополнительными затратами энергии на образование поверхностей разрушения и его притормаживанием.

Нестабильное поведение трещины в присутствии двойниковой прослойки можно объяснить существованием полей упругих напряжений в вершине трещины и вблизи двойника [15, 240].

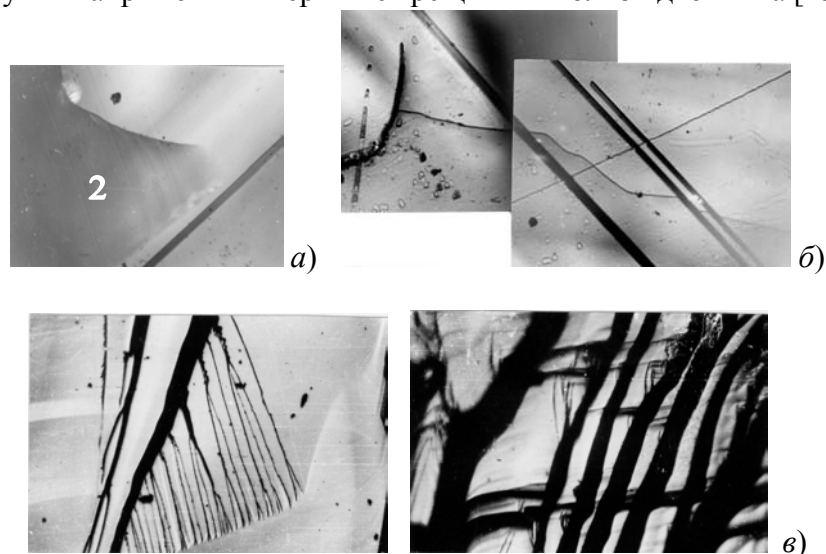



Рис. 10.3. Искажение траектории трещины около двойниковой прослойки, \llcorner 50 мкм:

a – вершина повернувшей трещины (1 – трещина, 2 – двойник); *б* – дальнейшее развитие трещины идет не из застопоренной вершины (после остановки трещины проведено химическое травление в 10 % водном растворе виннокаменной кислоты); *в* – рельеф на поверхности скола  70 мкм

Конторовой Т.А. [241] на основании расчета энергии взаимодействия атомных слоев с различной ориентировкой ширина переходной зоны для кальцита оценивается порядка 0,2 мкм. Напряжения же, концентрирующиеся в кристалле около границы, охватывают полосу до 100 мкм [242]. Взаимодействие полей напряжений двойника и трещины приводит к перераспределению их в вершине трещины, вызывая отклонения в развитии последней. Взаимодействие возможно уже на дальних подступах трещины к прослойке. Этим и объясняются наблюдаемые развороты вершин трещины за 0,3...0,8 мм до дефекта. В некоторых случаях это расстояние достигало 1,4...1,6 мм.

Трещину, таким образом, можно уподобить индикатору полей упругих напряжений, концентрирующихся в окрестности двойника, позволяющему определить их знак. Надежность такого индикатора возрастает с падением скорости распространения разрушения.

10.1. Коэффициент интенсивности напряжений для различных вариантов взаимодействия

($K = (4,6...47,0)$ Н/м для недеформированного кристалла)

Вариант	РИСУНОК	Плоскость трещины	Плоскость двойника	K_1 , Н/м	Скорость трещины, мм/с
а)	10.2 <i>a</i>	(100)	(101)	до 49,2	1...2
	10.2 <i>б</i>			до 52,0	0,2...1
	10.2 <i>в</i>			–	100
б)	10.2 <i>г</i>	(100)	(110)	до 47,1	2...5
в)	10.2 <i>д</i>	(100)	(011)	до 51,5	1,0...3, 5
	10.2 <i>е</i>			до 52,8	
	10.2 <i>ж</i>			до 52,2	
	10.2 <i>з</i>			до 53,2	

Неодновременность прорыва фронтом трещины прослойки и частичное торможение ее – результат влияния искаженной структуры границы перехода матрица-двойник. Именно увеличение степени некогерентности ведет, на наш взгляд, к активации барьерных свойств двойников для трещин с более высокими скоростями. Так, например, при скорости разрушающей трещины 1 м/с и плотности двойникоующих дислокаций 10^2 см^{-1} наблюдали лишь незначительное выравнивание по границе двойника фронта трещины. При плотности дислокаций на границе $5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ трещина с такой же скоростью испытывала задержки до 0,5...0,6 с. При степенях некогерентности 10^4 см^{-1} иногда наблюдали откол кристалла в ортогональном направлении (рис. 10.2, *в*). Подобным образом трещина взаимодействовала и с полисинтетическими двойниками.

б) Трещина (100), двойник (110). С точки зрения торможения трещины эта ориентация менее эффективна. На протяжении всей траектории часть фронта трещины движется в сдвойникованном массиве. При этом наблюдали слабое притормаживание и отставание этой части фронта от лидирующих участков (рис. 10.2, *г*) Изменение усилий на ноже в этом случае незначительное и укладывается в погрешности измерения (табл. 10.1).

в) Направление сдвига материала в двойнике (011) практически ортогонально плоскости трещины (100). В силу этого обстоятельства, плоскости трещины в двойнике и матрице развернуты относительно друг друга на угол 38° . Подобная ориентация двойника и трещины заведомо обеспечивает дополнительные затраты энергии на преодоление прослойки. Выделено несколько характерных механизмов взаимодействия трещины с двойником (рис. 10.2, *д*, *е*, *ж*, *з*).

Следует отметить, что во всех случаях в начале взаимодействия происходит полное распределение фронта трещины по границе прослойки (рис. 10.2, *д*). Дальнейшее развитие процесса идет при существенном увеличении усилий на ноже, что вызывает возрастание напряжений в вершине трещины. Это в свою очередь приводит либо к отколу кристалла по плоскости спайности вдоль границы двойника (рис. 10.4), либо вызывает расширение двойниковой прослойки (рис. 10.2, *е*). Трещина, таким образом, инициируя двойникование, теряет энергию на развитие этого процесса.

По-видимому, здесь (рис. 10.2, *е*) направление максимальных напряжений в вершине трещины совпадает с направлением напряжений, необходимых для двойникования, и по величине они достаточны для перемещения материала в двойниковое состояние.

Атака трещинами прослоек с высокой степенью некогерентности границ нередко приводит к зарождению обратимых вскрытий вдоль границ двойника и вызывает ветвление трещины на выходе из прослойки (рис. 10.5). Нарушение сплошности материала двойника происходит, зачастую, не по спайности. Это дает значительную рельефность поверхности скола.

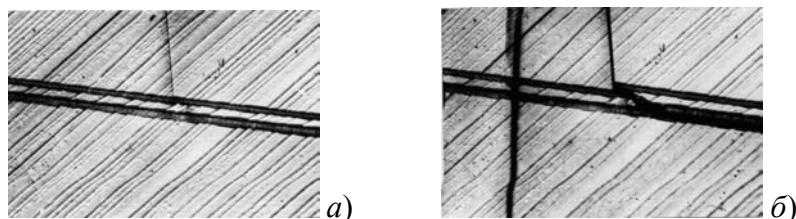


Рис. 10.4. Откол трещины по плоскости спайности вдоль границы двойника:

а – вершина трещины остановилась у границы; *б* – дальнейшее нагружение привело к отколу кристалла. (Поверхность кристалла протравлена).
 ─── 50 мкм

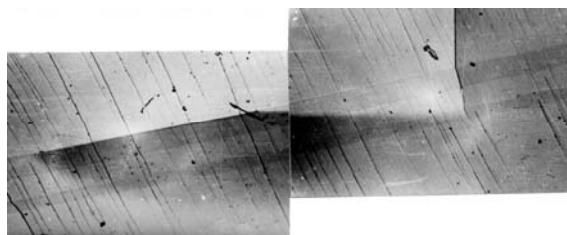


Рис. 10.5. Образование обратимых вскрытий вдоль границы двойника и ветвление трещины.

Нарушение сплошности дает тень (слева). ─── 72 мкм

В ходе проведения исследований по взаимодействию трещины с прослойками по варианту *в*) было получено несколько случаев аномального характера. Оказалось, что трещина может зарождать в кристаллах полости (рис. 10.6), по своему строению отвечающие нерегулярностям решетки типа каналов Розе [104].

Первоначально взаимодействие трещины с двойником идет по схеме (рис. 10.2, *д*), но после перемещения границы прослойки в ней самой и после нее образуются вскрытия (рис. 10.6, *б*). Откол кристалла вызывает залечивание лидирующих нарушений сплошности материала. Полость же в прослойке остается (рис. 10.6, *в*). Она пронизывает весь кристалл перед фронтом остановившейся трещины. На местах обратимых вскрытий травлением выявляются строчки дислокаций.

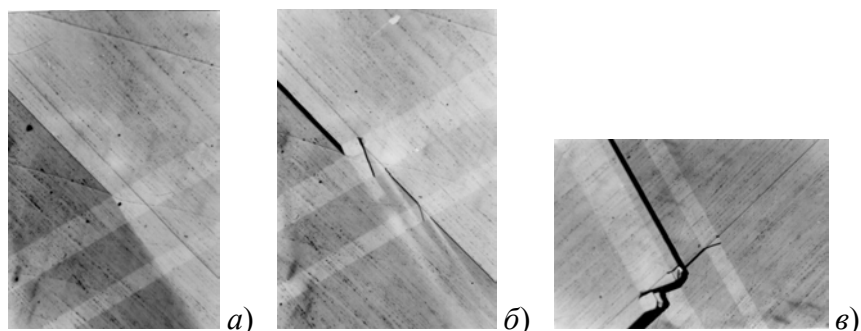


Рис. 10.6. Взаимодействие трещины с двойниковой прослойкой и образование канала Розе:

a – трещина остановилась на двойнике; *б* – увеличение нагрузки на ноже вызывает расширение прослойки и зарождение вскрытий перед вершиной трещины; *в* – откол кристалла; одно из нарушений, соответствующее по своему строению каналу Розе, осталось. — 72 мкм

10.2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТРЕЩИНЫ С УПРУГИМИ ДВОЙНИКАМИ

ИССЛЕДОВАЛИ РАСПРОСТРАНЕНИЕ МЕДЛЕННОЙ ТРЕЩИНЫ (0,5...0,1 мм/с) В КРИСТАЛЛЕ С УПРУГИМ ЗАКЛИНИВШИМСЯ ДВОЙНИКОМ. ПОСЛЕДНИЙ НАХОДИТСЯ В СТАТИЧЕСКОМ РАВНОВЕСИИ ВНЕШНИХ СЖИМАЮЩИХ НАПРЯЖЕНИЙ (ЗАКЛИНИВАНИЕ МОЖНО УПОДОБИТЬ СЖИМАЮЩЕЙ НАГРУЗКЕ) И ВНУТРЕННИХ – РАСТЯГИВАЮЩИХ (ИСКАЖЕНИЕ РЕШЕТКИ). НАРУШЕНИЕ ЭТОГО РАВНОВЕСИЯ ПРИВОДИТ К ИЗМЕНЕНИЮ РАЗМЕРОВ УПРУГОГО ДВОЙНИКА (УД). РОСТ ТРЕЩИНЫ В ЗОНЕ УД СОПРОВОЖДАЕТСЯ НАЛОЖЕНИЕМ ПОЛЕЙ УПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ ТРЕЩИНЫ И ДВОЙНИКА, ТАК КАК В ВЕРШИНЕ ТРЕЩИНЫ ПРЕОБЛАДАЮТ РАСТЯГИВАЮЩИЕ НАПРЯЖЕНИЯ, ТО ИХ СУММИРОВАНИЕ С РАСТЯГИВАЮЩИМИ НАПРЯЖЕНИЯМИ УПРУГОГО ДВОЙНИКА ВЫЗЫВАЕТ СОКРАЩЕНИЕ РАЗМЕРОВ ПОСЛЕДНЕГО

(РИС. 10.7, А).

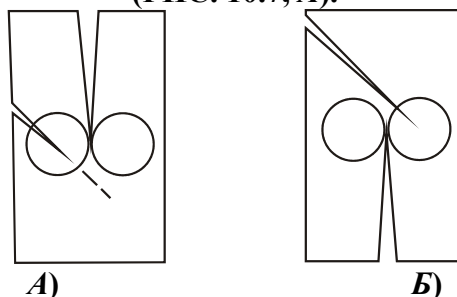


РИС. 10.7. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТРЕЩИНЫ С УПРУГИМ ДВОЙНИКОМ

В ОПЫТАХ ДВОЙНИК, ВЫТЕСНЕННЫЙ ТРЕЩИНОЙ, ПОСЛЕ РАСКОЛА КРИСТАЛЛА СВОИХ РАЗМЕРОВ НЕ ВОССТАНАВЛИВАЛ. ДЛЯ ПРОВЕРКИ ЭТОГО ПРЕДПОЛОЖЕНИЯ БЫЛ ПРОВЕДЕН ЭКСПЕРИМЕНТ ПО СХЕМЕ (РИС. 10.7, Б). В ТАКОЙ СИТУАЦИИ ПОЛЕ УПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ ВЕРШИНЫ ТРЕЩИНЫ ОХВАТЫВАЕТ МЕНЬШУЮ ЧАСТЬ ТЕЛА УД. ТРЕЩИНА ОТСЕКАЕТ ВЕРШИНУ УД, КОТОРАЯ, БУДУЧИ УПРУГОЙ, ИСЧЕЗАЕТ. ОСТАВШАЯСЯ ЧАСТЬ ПРОСЛОЙКИ СТАБИЛИЗИРУЕТСЯ. ПРИ СКОРОСТЯХ ТРЕЩИНЫ МЕНЕЕ 0,5 мм/с ИНОГДА ТРЕЩИНА ИСПЫТЫВАЛА РАССЛОЕНИЕ ФРОНТА И ПОВОРОТЫ ТРАЕКТОРИИ ВБЛИЗИ ВЕРШИНЫ УПРУГОГО ЗАКЛИНИВШЕГОСЯ ДВОЙНИКА.

БЫЛ ПОСТАВЛЕН ЭКСПЕРИМЕНТ ПО АТАКЕ ТОНКОЙ РАВНОВЕСНОЙ ТРЕЩИНЫ КВАЗИСТАТИЧЕСКИМ УПРУГИМ ДВОЙНИКОМ.

КРИСТАЛЛЫ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТА СОШЛИФОВЫВАЛИ ТАК, ЧТОБЫ ПЛОСКОСТЬ ДВОЙНИКОВАНИЯ БЫЛА НОРМАЛЬНА ОБРАБОТАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ. УД ПОЛУЧАЛИ ВДАВЛИВАНИЕМ СФЕРИЧЕСКОГО ИНДЕНТОРА. ИССЛЕДОВАЛИ ВАРИАНТЫ ПРЕДСТАВЛЕННЫЕ НА РИС. 10.8. ПРИ ДОСТАТОЧНО МАЛОМ РАСХОЖДЕНИИ БЕРЕГОВ ТРЕЩИНЫ (ОБЛАСТЬ ВЕРШИНЫ) ДВОЙНИК ПРЕОДОЛЕВАЕТ НАРУШЕНИЕ СПЛОШНОСТИ МАТЕРИАЛА. ПОД ВНЕШНЕЙ СЖИМАЮЩЕЙ НАГРУЗКОЙ ПРОИСХОДИТ СБЛИЖЕНИЕ ПОВЕРХНОСТЕЙ, ОГРАНИЧИВАЮЩИХ ПЛОСКОСТЬ ТРЕЩИНЫ И СУЩЕСТВЕННОЕ СОКРАЩЕНИЕ РАЗМЕРОВ ВСКРЫТИЯ.

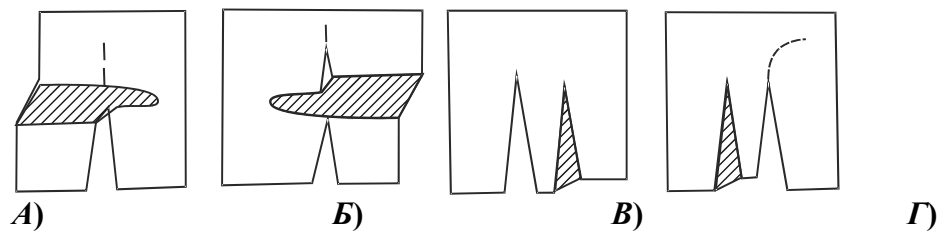


РИС. 10.8. СХЕМЫ ВОЗДЕЙСТВИЯ УПРУГИМ ДВОЙНИКОМ НА СТАТИЧЕСКУЮ ТРЕЩИНУ ПРИ БОЛЬШОМ РАСХОЖДЕНИИ БЕРЕГОВ ТРЕЩИНЫ РЕЗУЛЬТАТ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЗАВИСИТ ОТ НАПРАВЛЕНИЯ РАЗВОРОТА МАТЕРИАЛА В ДВОЙНИКЕ ОТНОСИТЕЛЬНО ВЕРШИНЫ ТРЕЩИНЫ. ВАРИАНТ (РИС. 10.8, А) СПОСОБСТВУЕТ СБЛИЖЕНИЮ БЕРЕГОВ ВЕРШИНЫ ВСКРЫТИЯ И УД ПРЕОДОЛЕВАЕТ ТРЕЩИНУ. ТРАНСПЛАНТАЦИЯ ДВОЙНИКА ПО СХЕМЕ (РИС. 10.8, Б) ТРЕБУЕТ БОЛЬШИХ ЗАТРАТ ЭНЕРГИИ, ЧТО НАХОДИТ ОТРАЖЕНИЕ В РОСТЕ ВНЕШНЕЙ НАГРУЗКЕ И СТИМУЛИРУЕТ ТРЕЩИНУ К ПРОРЫВУ, КОТОРЫЙ КОМПЕНСИРУЕТСЯ ВНЕШНЕЙ СЖИМАЮЩЕЙ НАГРУЗКОЙ. ПОСЛЕ РАЗГРУЗКИ АВАНГАРДНЫЙ УЧАСТОК ДВОЙНИКА ИСЧЕЗАЕТ. ОСТАВШАЯСЯ ЧАСТЬ, ИМЕЯ ВЫХОД НА СВОБОДНУЮ ПОВЕРХНОСТЬ – РУСЛО ТРЕЩИНЫ, СТАБИЛИЗИРУЕТСЯ. НА ТРАЕКТОРИИ ТРЕЩИНЫ ПОЯВЛЯЕТСЯ СТУПЕНЬ.

КОЛЛИНЕАРНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДВОЙНИКА И ТРЕЩИНЫ ПРИВОДИТ К РАЗВОРОТУ ВЕРШИНЫ ВСКРЫТИЯ (РИС. 10.8, В, Г).

ПРОВЕДЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ХОРОШО ПОДТВЕРЖДАЮТ ПРЕДПОЛОЖЕНИЕ О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ТРЕЩИНЫ В КАЧЕСТВЕ ИНДИКАТОРА ПОЛЕЙ УПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ И УБЕЖДАЮТ В ВОЗМОЖНОСТИ УПРАВЛЕНИЯ РАЗВИТИЕМ РАВНОВЕСНОЙ ТРЕЩИНЫ ПОСРЕДСТВОМ АТАКИ ЕЕ УПРУГИМ КВАЗИСТАТИЧЕСКИМ ДВОЙНИКОМ И ПОЗВОЛЯЮТ ПРЕДПОЛОЖИТЬ, ЧТО ВОЗНИКНОВЕНИЕ ПОСЛЕДНЕГО В ПРОФИЛЕ ТРЕЩИНЫ СОПРЯЖЕНО С ПОГЛОЩЕНИЕМ ИМ УПРУГОЙ ЭНЕРГИИ, ПРЕДНАЗНАЧЕННОЙ ДЛЯ РОСТА ТРЕЩИНЫ.

10.3. Взаимодействие быстрых трещин с двойниковыми прослойками в кальците

ПРОВЕДЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ВЗАИМОДЕЙСТВИЮ КВАЗИСТАТИЧЕСКОЙ ТРЕЩИНЫ С ДВОЙНИКОВЫМИ ПРОСЛОЙКАМИ ДАЮТ ОСНОВАНИЕ ПОЛАГАТЬ, ЧТО ПОСЛЕДНИЕ БУДУТ ЭФФЕКТИВНЫМИ БАРЬЕРАМИ И ДЛЯ БЫСТРЫХ ТРЕЩИН. В СВЯЗИ С ЭТИМ БЫЛИ ПОСТАВЛЕНЫ ОПЫТЫ ПО АТАКЕ ДЕФОРМАЦИОННЫХ ДВОЙНИКОВ БЫСТРЫМИ ТРЕЩИНАМИ В КАЛЬЦИТЕ. ЭКСПЕРИМЕНТ ПРОВОДИЛИ НА УСТАНОВКЕ (РИС. 10.9), ВКЛЮЧАЮЩЕЙ В СЕБЯ СВЕРХСКОРОСТНОЙ ФОТОРЕГИСТРАТОР СФР-1М. ВЫСОКОВОЛЬТНЫЙ ИМПУЛЬС, ВЫРАБОТАННЫЙ СФР, ПОДАВАЛИ НА РАЗРЯДНИК (Р), СОЕДИНЕННЫЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНО С ИМПУЛЬСНЫМ ТРАНСФОРМАТОРОМ (Т). ЭДС, НАВЕДЕННАЯ ВО ВТОРИЧНОЙ ОБМОТКЕ, ПОДЖИГАЕТ ЛАМПУ ИСШ-100-3, ИСПОЛЬЗУЕМУЮ В КАЧЕСТВЕ ИСТОЧНИКА СВЕТА. МЕНЯЯ ЕМКОСТИ C_1 , C_2 И ДЕМПФИРУЮЩЕЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ В ЦЕПИ ЛАМПЫ (ОКОЛО 1 ОМ) РЕГУЛИРОВАЛИ ВРЕМЯ СВЕЧЕНИЯ ЛАМПЫ. ОНО ДОЛЖНО ПЕРЕКРЫВАТЬ ВРЕМЯ ДВИЖЕНИЯ ТРЕЩИНЫ В КРИСТАЛЛЕ. ПРИ ПРОБОЕ ПРОМЕЖУТКА В РЕЗЕРВУАРЕ С ВОДОЙ, ЗА СЧЕТ ЭЛЕКТРОГИДРАВЛИЧЕСКОГО УДАРА РАСКАЛЫВАЛСЯ КРИСТАЛЛ.

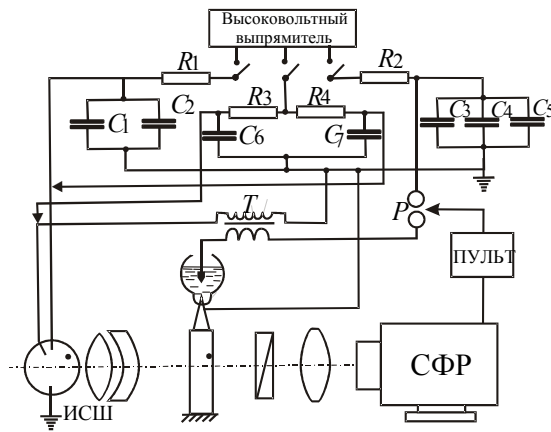


РИС. 10.9. СХЕМА УСТАНОВКИ ДЛЯ ЗАПУСКА И РЕГИСТРАЦИИ БЫСТРЫХ ТРЕЩИН В КРИСТАЛЛАХ КАЛЬЦИТА

ПРИ ПОДГОТОВКЕ СЪЕМКИ ЛАМПА ИСШ-100-3 РАБОТАЛА В РЕЖИМЕ СТРОБОСКОПА (НА СХЕМЕ C_6, C_7). ЭТО ПОЗВОЛЯЛО ДОБИТЬСЯ МАКСИМАЛЬНОГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ИЗЛУЧАЕМОГО СВЕТА И ПРОВЕСТИ НАСТРОЙКУ НА РЕЗКОСТЬ ИЗОБРАЖЕНИЕ ИССЛЕДУЕМОГО ОБЪЕКТА. ВО ИЗБЕЖАНИЕ ДВОЙНОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ ПОСЛЕ КРИСТАЛЛА СТАВИЛИ ПОЛЯРИОИД. СКОРОСТЬ СЪЕМКИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТРЕЩИНЫ С ДВОЙНИКОМ СОСТАВЛЯЛА 625 000 КАДР/С. МАСШТАБ СЪЕМКИ – 1:1,3. ЭТО ДОСТИГАЛОСЬ ПРИСОЕДИНЕНИЕМ К СТАНДАРТНОМУ ОБЪЕКТИВУ СФР ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО ($F = 50 \text{ MM}$).

ИССЛЕДОВАНИЯМИ ОБНАРУЖЕНО, ЧТО ЭФФЕКТИВНОСТЬ ТОРМОЖЕНИЯ ТРЕЩИНЫ ДВОЙНИКОМ ОПРЕДЕЛЯЕТСЯ ЕГО ВИДОМ (ЕДИНИЧНЫЙ, ПОЛИСИНТЕТИЧЕСКИЙ), ОРИЕНТАЦИЕЙ ПО ОТНОШЕНИЮ К ТРЕЩИНЕ И ВОЗРАСТАЕТ С ПАДЕНИЕМ СКОРОСТИ РАЗРУШЕНИЯ. ЕСЛИ ПРИ ПЕРЕСЕЧЕНИИ ОТДЕЛЬНОЙ ПРОСЛОЙКИ ТРЕЩИНА ИСПЫТЫВАЕТ ЛИШЬ НЕЗНАЧИТЕЛЬНОЕ ИСКАЖЕНИЕ ФРОНТА, ТО НА ПОЛИСИНТЕТИЧЕСКОМ ДВОЙНИКЕ ОНА ПРЕТЕРПЕВАЕТ ЗНАЧИТЕЛЬНОЕ ТОРМОЖЕНИЕ (РИС. 10.10). МАКСИМАЛЬНО ЗАРЕГИСТРИРОВАННОЕ ВРЕМЯ ОСТАНОВКИ ТРЕЩИНЫ НА ПРОСЛОЙКАХ ТАКОГО ТИПА СОСТАВЛЯЛО 5...7 МКС.

ЗАМЕЧЕНО, ЧТО ЗАЧАСТУЮ МАГИСТРАЛЬНАЯ ТРЕЩИНА ВЫЗЫВАЕТ ПОЯВЛЕНИЕ ВТОРИЧНЫХ ВСКРЫТИЙ. ЭТО, ПО ВСЕЙ ВЕРОЯТНОСТИ, СВЯЗАНО С ВЫСОКОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ НАПРЯЖЕНИЙ В ВЕРШИНЕ ТРЕЩИНЫ В МОМЕНТ ЕЕ СТОПОРЕНИЯ НА ДВОЙНИКЕ. СКОРОСТИ РАЗВИТИЯ ВТОРИЧНЫХ ТРЕЩИН ТОГО ЖЕ ПОРЯДКА, ЧТО И МАГИСТРАЛЬНОЙ (700...900 М/С). В НЕКОТОРЫХ СЛУЧАЯХ ЭНЕРГИТИЧЕСКИЕ ЗАТРАТЫ НА РАЗВИТИЕ ВТОРИЧНЫХ ТРЕЩИН СТОЛЬ ВЕЛИКИ, ЧТО ПРИВОДИЛИ К ПОЛНОЙ РЕЛАКСАЦИИ НАПРЯЖЕНИЙ В ВЕРШИНЕ МАГИСТРАЛЬНОЙ ТРЕЩИНЫ, ВЫЗЫВАЯ ЕЕ ЗАЛЕЧИВАНИЕ (РИС. 10.11). ВЫЗЫВАЕМОЕ ТОРМОЖЕНИЕ ТРЕЩИНЫ СВЯЗАНО С ИСКАЖЕННОСТЬЮ ГРАНИЦЫ МАТРИЦА-ДВОЙНИК И С ИЗМЕНЕНИЕМ НАПРЯЖЕННОГО СОСТОЯНИЯ В ВЕРШИНЕ ТРЕЩИНЫ. В ВИДУ ТОГО, ЧТО В ЭТОМ СЛУЧАЕ ПЕРЕСЕКАЮТСЯ ПРЕИМУЩЕСТВЕННО ДИСЛОКАЦИИ КРАЕВОГО ТИПА, РЕЛЬЕФ ПОВЕРХНОСТИ НЕЗНАЧИТЕЛЕН.

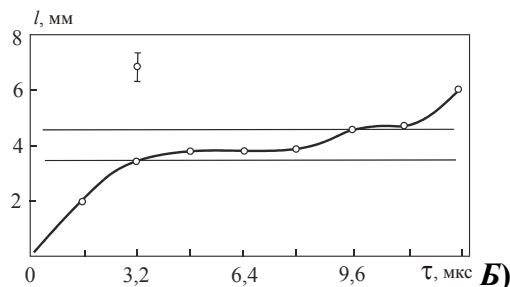
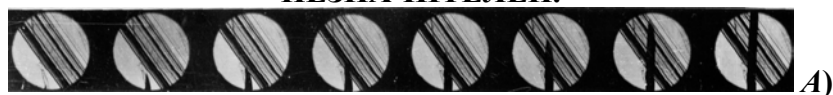


РИС. 10.10. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ БЫСТРОЙ ТРЕЩИНЫ С ДВОЙНИКОВОЙ ПРОСЛОЙКОЙ ТИПА $(\bar{1}0\bar{1})$:

А) КИНОГРАММА; Б) ИЗМЕНЕНИЕ ДЛИНЫ ТРЕЩИНЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ В КРИСТАЛЛЕ С ДВОЙНИКОМ

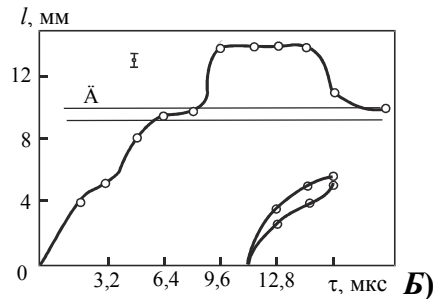
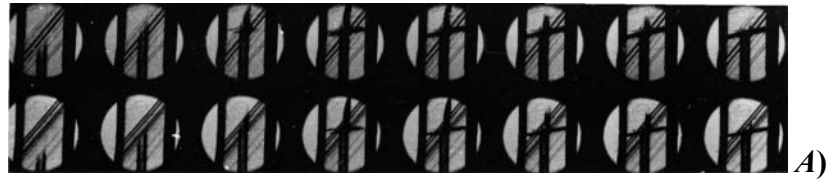


РИС. 10.11. РАЗВИТИЕ ВТОРИЧНЫХ ТРЕЩИН И ЗАЛЕЧИВАНИЕ МАГИСТРАЛЬНОЙ ПРИ ПЕРЕСЕЧЕНИИ ЕЙ ПОЛИСИНТЕТИЧЕСКОГО ДВОЙНИКА (101):

А – КИНОГРАММА; Б – ДЛИНА ТРЕЩИНЫ

ПРИ ПЕРЕСЕЧЕНИИ ТРЕЩИНОЙ ДВОЙНИКОВ (110) РЕЛЬЕФ ПОВЕРХНОСТИ БОЛЕЕ РАЗВИТ, ТАК КАК РАССЕКАЮТСЯ ДИСЛОКАЦИИ ВИНТОВОГО ТИПА (РИС. 10.12). НАБЛЮДАЛИ ОСТАНОВКИ ТРЕЩИНЫ НА ДВОЙНИКЕ ДО 9...10 МКС (РИС. 10.13). КРОМЕ ТОГО, НАБЛЮДАЛИ ТАКЖЕ ПОЯВЛЕНИЕ ВТОРИЧНЫХ ТРЕЩИН (РИС. 10.14). СКОРОСТЬ МАГИСТРАЛЬНОЙ ПРИ ЭТОМ СНИЖАЛАСЬ. КАК И ДЛЯ МЕДЛЕННЫХ ТРЕЩИН ХАРАКТЕРНЫМ ЯВЛЯЕТСЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ В НАЧАЛЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ФРОНТА ТРЕЩИНЫ ПО ДВОЙНИКУ. ЛИШЬ ПОСЛЕ ЭТОГО НАСТУПАЕТ ПРОРЫВ ЧЕРЕЗ СТОПОР. ОЧЕВИДНО, ОСНОВНЫЕ ПОТЕРИ НА ПРОСЛОЙКАХ ТИПА (110) СВЯЗАНЫ С РАЗВОРОТОМ ТРАЕКТОРИИ ТРЕЩИНЫ В МАТЕРИАЛЕ ДВОЙНИКА.

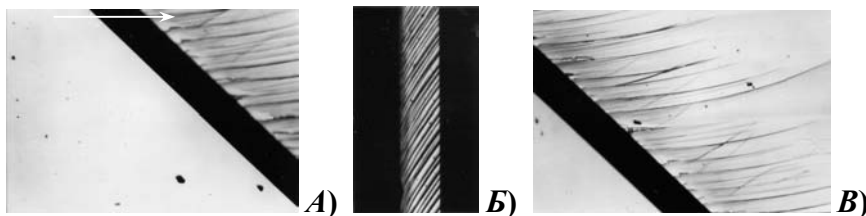
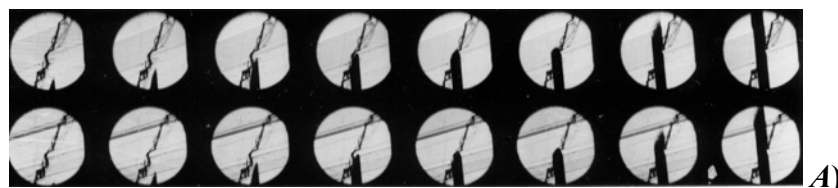


РИС. 10.12. РЕЛЬЕФ ПОВЕРХНОСТИ СКОЛА ПРИ ПЕРЕСЕЧЕНИИ ТРЕЩИНОЙ ПРОСЛОЕК ТИПА (110):

А – ПОВЕРХНОСТЬ СКОЛА ДО ДВОЙНИКА (ДВОЙНИК ТЕМНАЯ ПОЛОСА); Б – ПОВЕРХНОСТЬ СКОЛА НЕПОСРЕДСТВЕННО В ДВОЙНИКЕ; В – РЕЛЬЕФ ПОВЕРХНОСТИ СКОЛА ПОСЛЕ ДВОЙНИКА. ─ 26 МКМ. ДВИЖЕНИЕ ТРЕЩИНЫ ПО СТРЕЛКЕ



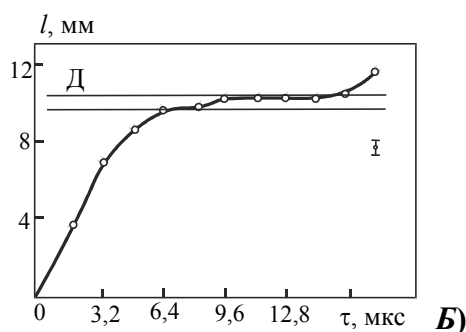


РИС. 10.13. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ БЫСТРОЙ ТРЕЩИНЫ С ДВОЙНИКОВОЙ ПРОСЛОЙКОЙ ТИПА (110):

А – КИНОГРАММА; Б – ИЗМЕНЕНИЕ ДЛИНЫ ТРЕЩИНЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ В КРИСТАЛЛЕ С ДВОЙНИКОМ

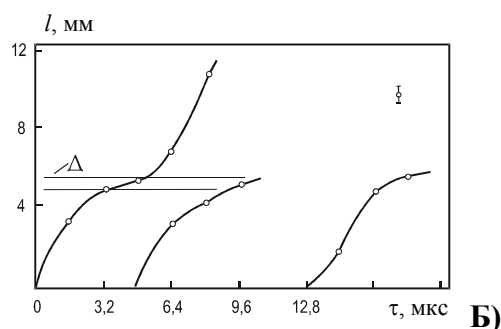


РИС. 10.17. РАЗВИТИЕ ВТОРИЧНЫХ ВСКРЫТИЙ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ТРЕЩИНЫ С ДВОЙНИКОВОЙ ПРОСЛОЙКОЙ ТИПА (110):

А – КИНОГРАММА; Б – ИЗМЕНЕНИЕ ДЛИНЫ ТРЕЩИНЫ

ПРОСЛОЙКИ ТИПА (101) ПОЧТИ НЕ ОКАЗЫВАЮТ СОПРОТИВЛЕНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЮ ТРЕЩИНЫ.

10.4. Взаимодействие трещин с динамическим упругим двойником

РАССМОТРИМ ВОЗМОЖНОСТЬ ВОЗДЕЙСТВИЯ НА РАСТУЩУЮ ТРЕЩИНУ ДИНАМИЧЕСКИМ УПРУГИМ ДВОЙНИКОМ.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ВЫПОЛНЕНЫ НА КРИСТАЛЛАХ ИСЛАНДСКОГО ШПАТА. БЫСТРАЯ ТРЕЩИНА РАСПРОСТРАНЯЕТСЯ В НИХ СО СКОРОСТЯМИ 700...900 М/С. СЛЕДОВАТЕЛЬНО НЕОБХОДИМО НАЙТИ СПОСОБЫ ПОЛУЧЕНИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ УД С СООТВЕТСТВУЮЩИМИ ВЕЛИЧИНАМИ СКОРОСТЕЙ. ПОСЛЕДНИЕ ОПРЕДЕЛЯЮТСЯ ПОДВИЖНОСТЬЮ ДВОЙНИКУЮЩИХ ДИСЛОКАЦИЙ, ТЕМП ПЕРЕМЕЩЕНИЯ КОТОРЫХ ДОСТИГАЕТ 2 М/С [68, 243 – 245]. ПОВЫШЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ АКТИВИРУЕТ ПРОЦЕСС [243]. ИЗВЕСТНО [48], ЧТО ПРИ ИСЧЕЗНОВЕНИИ УД СКОРОСТЬ ДВИЖЕНИЯ ДВОЙНИКУЮЩИХ ДИСЛОКАЦИЙ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ МОЖЕТ ПРЕВЫШАТЬ 100 М/С. ПОДОБНЫЕ СКОРОСТИ РОСТА УД В КРИСТАЛЛАХ ИСЛАНДСКОГО ШПАТА НЕ НАБЛЮДАЛИ.

ЕСТЬ НЕОБХОДИМОСТЬ ДИФФЕРЕНЦИАЦИИ ПРОЦЕССОВ РАЗВИТИЯ И ИСЧЕЗНОВЕНИЯ УД. В ПОСЛЕДНЕМ СЛУЧАЕ ОТСУТСТВУЕТ ПОЛЕ ВНЕШНИХ СИЛ ПРИ ПРОЧИХ ИЗМЕНЯЮЩИХСЯ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ НАПРАВЛЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ УД ВЕЛИЧИНАХ (СИЛА ПАЙЕРЛСА, СИЛА ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ УД, ПОЛЕ УПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ СКОПЛЕНИЯ ДИСЛОКАЦИЙ В ГРАНИЦЕ).

ПОДВИЖНОСТЬ ДВОЙНИКУЮЩИХ ДИСЛОКАЦИЙ ДОЛЖНА ЗАВИСЕТЬ ТАКЖЕ И ОТ СКОРОСТИ ДЕФОРМИРОВАНИЯ [246].

УПРУГИЙ ДВОЙНИК ПОЛУЧАЛИ ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СОСРЕДОТОЧЕННОЙ ДИНАМИЧЕСКОЙ НАГРУЗКИ. ИНИЦИИРОВАНИЕ И РЕГИСТРАЦИЮ ПРОЦЕССА ВЫПОЛНЯЛИ НА УСТАНОВКЕ, ВКЛЮЧАЮЩЕЙ В СЕБЯ СВЕРХСКОРОСТНОЙ ФОТОРЕГИСТРАТОР СФР-1 [42]. ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОИЗВЕДЕНО В ПОЛЯРИЗОВАННОМ СВЕТЕ.

А) ВАРЬИРОВАНИЯ СКОРОСТИ НАГРУЖЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ ДОСТИГАЛИ ИЗМЕНЕНИЕМ РЕЖИМОВ РАБОТЫ НАГРУЖАЮЩЕЙ СИСТЕМЫ. В ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЦЕПИ ЗАПУСКА УД ПРЕДУСМАТРИВАЛИ ПЕРЕМЕННОЕ ИНДУКТИВНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ И СМЕННУЮ ЕМКОСТЬ. ИНДУКТИВНОСТЬ ПОЗВОЛЯЕТ РЕГУЛИРОВАТЬ ВРЕМЯ НАРАСТАНИЯ НАГРУЗКИ. ДЛЯ СОХРАНЕНИЯ ВЕЛИЧИНЫ ЕЕ АМПЛИТУДЫ МАНЕВРИРОВАЛИ ЕМКОСТЬЮ И НАПРЯЖЕНИЕМ РАЗРЯДНОГО КОНДЕНСАТОРА. ФОРМУ ИМПУЛЬСА ОПРЕДЕЛЯЛИ ПЬЕЗОДАТЧИКОМ С РАБОЧИМ ДИАПАЗОНОМ ДО 120 КГЦ. СИГНАЛ ЗАПИСЫВАЛИ ОСЦИЛЛОГРАФОМ С1-8А. РЕГИСТРАЦИЮ УСИЛИЙ ОТ ГИДРОУДАРА И КИНОСЪЕМКУ ПРОВОДИЛИ СИНХРОННО.

НА РИС. 10.15 ПРИВЕДЕНА ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ РОСТА УД ОТ СКОРОСТИ ДЕФОРМИРОВАНИЯ, КОТОРУЮ МОЖНО АППРОКСИМИРОВАТЬ ПРЯМОЙ. ОДНАКО УВЕЛИЧЕНИЕ ТЕМПА РАЗВИТИЯ УД НЕЗНАЧИТЕЛЬНО. ТАК ПРИ 6-КРАТНОМ ВОЗРАСТАНИИ РИТМА НАГРУЖЕНИЯ СКОРОСТЬ РОСТА УД ПОВЫШАЕТСЯ ВСЕГО В ДВА РАЗА.

Б) ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ЭВОЛЮЦИЮ УД ВЫПОЛНЕНО НА ТОЙ ЖЕ УСТАНОВКЕ. СКОРОСТЬ ДЕФОРМИРОВАНИЯ ВО ВСЕХ ОПЫТАХ БЫЛА ОДИНАКОВОЙ. НАГРЕВ КРИСТАЛЛА ОСУЩЕСТВЛЯЛИ РАВНОМЕРНЫМ ОБДУВАНИЕМ ЕГО В ТЕЧЕНИЕ НЕКОТОРОГО ВРЕМЕНИ ГОРЯЧИМ ВОЗДУХОМ. НАГРЕВАТЕЛЬНОЕ УСТРОЙСТВО ПРЕДСТАВЛЯЛО СОБОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ СПИРАЛЬ, ПОМЕЩЕННУЮ В КЕРАМИЧЕСКУЮ ТРУБКУ.

ОБНАРУЖЕНО СУЩЕСТВЕННОЕ ВОЗРАСТАНИЕ СКОРОСТИ РАЗВИТИЯ УД С ПОВЫШЕНИЕМ ТЕМПЕРАТУРЫ (РИС. 10.15), ЧТО МОЖНО ОБЪЯСНИТЬ УМЕНЬШЕНИЕМ СИЛЫ ПАЙЕРЛСА [246], ПРЕПЯТСТВУЮЩЕЙ ДВИЖЕНИЮ ДВОЙНИКУЮЩИХ ДИСЛОКАЦИЙ. ЭТО ОБЛЕГЧАЕТ ПЕРЕОРИЕНТИРОВКУ РЕШЕТКИ В ДВОЙНИКОВОЕ СОСТОЯНИЕ. МАКСИМАЛЬНАЯ СКОРОСТЬ УПРУГОГО ДВОЙНИКОВАНИЯ ПРИ ТЕМПЕРАТУРЕ 673 К СОСТАВЛЯЛА 150 М/С.

В ПОСЛЕДНЕЙ СЕРИИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ДЕФОРМИРОВАНИЕ КРИСТАЛЛА ОСУЩЕСТВЛЯЛИ ВЗРЫВОМ ВВ, ЧТО ЗНАЧИТЕЛЬНО УВЕЛИЧИЛО СКОРОСТЬ НАГРУЖЕНИЯ И ПОЗВОЛИЛО ДОСТИЧЬ ПРИ МАКСИМАЛЬНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ (673 К) СКОРОСТИ УПРУГОГО ДВОЙНИКОВАНИЯ В 550...600 М/С.

ТАКИМ ОБРАЗОМ, МОЖНО СКАЗАТЬ, ЧТО ПОДВИЖНОСТЬ ДВОЙНИКУЮЩИХ ДИСЛОКАЦИЙ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИХ ТЕМП УПРУГОГО ДВОЙНИКОВАНИЯ, СУЩЕСТВЕННО ЗАВИСИТ НЕ ТОЛЬКО ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ, НО И ОТ СКОРОСТИ ДЕФОРМИРОВАНИЯ. В ПОСЛЕДНЕМ СЛУЧАЕ УВЕЛИЧЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ПОДВОДА ЭНЕРГИИ УСКОРЯЕТ ЗАРОЖДЕНИЕ ДВОЙНИКУЮЩИХ ДИСЛОКАЦИЙ И, КАК СЛЕДСТВИЕ, ТЕМП РАЗВИТИЯ УД.

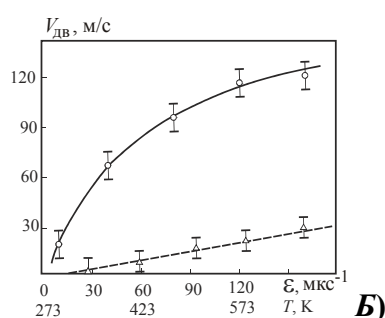


РИС. 10.15. ЗАВИСИМОСТИ СКОРОСТИ РОСТА УД ОТ СКОРОСТИ ПРИЛОЖЕНИЯ НАГРУЗКИ: 1 И ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ – 2. ПРИВЕДЕНА КИНОГРАММА РОСТА УД – А. СЪЕМКА ВЫПОЛНЕНА С ЧАСТОТОЙ 500 000 КАДР/С.

В) ДИНАМИЧЕСКИЙ УД ИСПОЛЬЗОВАЛИ В КАЧЕСТВЕ ИНСТРУМЕНТА УПРАВЛЕНИЯ БЫСТРОЙ ТРЕЩИНОЙ. НАИБОЛЕЕ ИНТЕРЕСНЫМ И ЭФФЕКТИВНЫМ ЯВЛЯЕТСЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ОДНОВРЕМЕННО РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ БЫСТРОЙ ТРЕЩИНЫ (100) И ДИНАМИЧЕСКОГО УД (110). ЗАПУСК ТРЕЩИНЫ И УД ПРОИЗВОДИЛИ ОДНИМ ЭЛЕКТРОГИДРАВЛИЧЕСКИМ УДАРОМ. НА ЛЕЗВИЕ РАСКАЛЫВАЮЩЕГО НОЖА КРЕПИЛИ ШАРИК Ø1,5 ММ. ТАК, ЧТОБЫ НОЖ ВЫСТУПАЛ НЕСКОЛЬКО ВПЕРЕД. ПРИ ЭТОМ В ПЕРВУЮ ОЧЕРЕДЬ ЗАРОЖДАЛАСЬ ТРЕЩИНА. ВСЛЕД ЗА НЕЙ, ПРИМЕРНО ЧЕРЕЗ 10...15 МКС, НАЧИНАЕТСЯ ПАРАЛЛЕЛЬНО РОСТ УД (РИС. 10.16). С ПОЯВЛЕНИЕМ ПОСЛЕДНЕГО ТРЕЩИНА ЗАМЕДЛЯЕТСЯ И ВО ВРЕМЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УД НЕ РАСТЕТ.

ПОСЛЕ ИСЧЕЗНОВЕНИЯ УД ТРЕЩИНА ПРОДОЛЖАЕТ РАЗВИТИЕ. ЭТО СВЯЗАНО С ТЕМ, ЧТО ПРОЦЕСС УПРУГОГО ДВОЙНИКОВАНИЯ БОЛЕЕ ЭНЕРГОЕМОК, ЧЕМ СКОЛ. МОБИЛЬНОСТЬ УД ОБЕСПЕЧИВАЕТ ПОГЛОЩЕНИЕ ИМ УПРУГОЙ ЭНЕРГИИ, ПРЕДНАЗНАЧЕННОЙ ДЛЯ РОСТА ТРЕЩИНЫ.

Г) ПОЛУЧЕНИЕ ОДНОВРЕМЕННО БЫСТРЫХ ТРЕЩИН И ДИНАМИЧЕСКИХ УД В ПЕРЕСЕКАЮЩИХСЯ НАПРАВЛЕНИЯХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО БОЛЕЕ СЛОЖНО.

В СВЯЗИ С ЭТИМ РАССМОТРЕНО ПОВЕДЕНИЕ БЫСТРЫХ ТРЕЩИН ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ИХ СО СТАТИЧЕСКИМ УД. ОБНАРУЖЕНО, ЧТО ТРЕЩИНА В ЗОНЕ УД ИСПЫТЫВАЕТ ЗАДЕРЖКУ ДО 30...40 МКС, ЗАЧАСТУЮ ОСТАНАВЛИВАЯСЬ СОВСЕМ. ИМЕЕТ МЕСТО ОБРАЗОВАНИЕ ВТОРИЧНЫХ ВСКРЫТИЙ. МАГИСТРАЛЬНАЯ ТРЕЩИНА ПРИ ЭТОМ НЕ РАЗВИВАЕТСЯ.

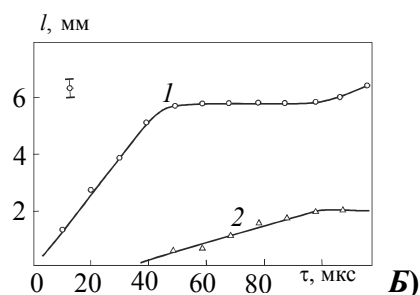
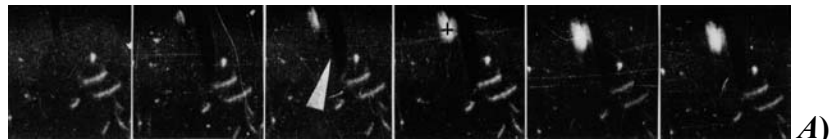


РИС. 10.16. ЗАВИСИМОСТЬ ИЗМЕНЕНИЯ ДЛИНЫ ТРЕЩИНЫ (100) И (110) ПРИ ИХ ОДНОВРЕМЕННОМ ПАРАЛЛЕЛЬНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ:

1 – ДЛИНА ТРЕЩИНЫ; 2 – ДЛИНА УПРУГОГО ДВОЙНИКА.

ЧАСТОТА СЪЕМКИ 625000 КАДР/С. НА КИНОГРАММЕ ТРЕЩИНА ОТМЕЧЕНА СТРЕЛКОЙ, ДВОЙНИК – КРЕСТИКОМ

УЧИТЫВАЯ ДАННЫЕ ПО ИЗУЧЕНИЮ ЗАВИСИМОСТЕЙ РОСТА УД ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ И ИНТЕНСИВНОСТИ НАГРУЖЕНИЯ, МОЖНО ПОЛАГАТЬ, ЧТО ЭФФЕКТИВНОСТЬ РАССМОТРЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТРЕЩИНЫ С ДИНАМИЧЕСКИМ УД ВОЗРАСТАЕТ С УВЕЛИЧЕНИЕМ СКОРОСТИ ВВЕДЕНИЯ УПРУГОГО ДВОЙНИКА.

10.5. Зарождение упругих двойников в вершине быстрых трещин

ФИЗИЧЕСКИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ДВОЙНИКОВОЙ СТРУКТУРЫ, ДВИЖУЩЕЙСЯ В Fe + 3,25 % ТРЕЩИНОЙ, ДАЕТ ОСНОВАНИЕ ДЛЯ ПРЕДПОЛОЖЕНИЯ О СУЩЕСТВОВАНИИ ПОДОБНЫХ ЯВЛЕНИЙ И В ДРУГИХ МАТЕРИАЛАХ, В ЧАСТНОСТИ, В КАЛЬЦИТЕ.

ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ДВОЙНИКОВАНИЯ В ВЕРШИНЕ БЫСТРОЙ ТРЕЩИНЫ ИСПОЛЬЗОВАЛИ СПЕЦИАЛЬНО ПРИГОТОВЛЕННЫЕ ОБРАЗЦЫ. ИХ ВЫРЕЗАЛИ ИЗ КРУПНЫХ КРИСТАЛЛОВ ТАКИМ ОБРАЗОМ, ЧТОБЫ ОДНА ИЗ ПЛОСКОСТЕЙ ДВОЙНИКОВАНИЯ БЫЛА ПЕРПЕНДИКУЛЯРНА ПЛОСКОСТИ НАБЛЮДЕНИЯ И В НЕЙ ЖЕ ЛЕЖАЛО НАПРАВЛЕНИЕ СДВИГА. ПРИ ЭТОМ СОЗДАЮТСЯ НАИБОЛЕЕ БЛАГОПРИЯТНЫЕ УСЛОВИЯ ДЛЯ ЗАРОЖДЕНИЯ ДВОЙНИКОВ В ВЕРШИНЕ СКОЛА. ИСПОЛЬЗУЮ УСТАНОВКУ (СМ. П. 10.1), УДАЛОСЬ НАБЛЮДАТЬ УПРУГОЕ ДВОЙНИКОВАНИЕ В КОНЧИКЕ РАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ РАЗРУШЕНИЯ (РИС. 10.17). ПРИ ЭТОМ ВО ВРЕМЯ РОСТА И ИСЧЕЗНОВЕНИЯ УПРУГОГО ДВОЙНИКА ТРЕЩИНА НЕ ИЗМЕНЯЛА СВОИ РАЗМЕРЫ. ЕЕ ДВИЖЕНИЕ ВОЗОБНОВИЛОСЬ ЛИШЬ ПОСЛЕ ИСЧЕЗНОВЕНИЯ УПРУГОГО ДВОЙНИКА.



РИС. 10.17. ЗАРОЖДЕНИЕ И ИСЧЕЗНОВЕНИЕ УПРУГОГО ДВОЙНИКА В КОНЧИКЕ СКОЛА В КРИСТАЛЛАХ КАЛЬЦИТА. ДВОЙНИК ОТМЕЧЕН СТРЕЛКОЙ

В МАТЕРИАЛАХ, ДЕФОРМИРУЮЩИХСЯ В РАВНОЙ МЕРЕ СКОЛЬЖЕНИЕМ И ДВОЙНИКОВАНИЕМ, ТАК ЖЕ ВОЗМОЖНО ЗАРОЖДЕНИЕ И РОСТ ДВОЙНИКОВ В ВЕРШИНЕ ТРЕЩИНЫ. ОДНАКО, РАЗВИВАЮЩЕЕСЯ ОДНОВРЕМЕННО СКОЛЬЖЕНИЕ НЕ ДАЕТ ВОЗМОЖНОСТИ НАБЛЮДАТЬ ОБРАТИМОСТИ ДВОЙНИКОВ ЗА СЧЕТ РЕЛАКСАЦИИ УПРУГИХ ИСКАЖЕНИЙ, ВЫЗЫВАЮЩИХ РАЗДВОЙНИКОВАНИЕ.

ТАКИМ ОБРАЗОМ, ПОКАЗАНА ПРИНЦИПИАЛЬНАЯ ВОЗМОЖНОСТЬ ТОРМОЖЕНИЯ ТРЕЩИН ДВОЙНИКОВЫМИ ПРОСЛОЙКАМИ В КАЛЬЦИТЕ. ЭФФЕКТИВНОСТЬ ТОРМОЖЕНИЯ ТРЕЩИНЫ ДВОЙНИКОМ ОПРЕДЕЛЯЕТСЯ СТЕПЕНЬЮ НЕКОГЕРЕНТНОСТИ ГРАНИЦ, ОРИЕНТАЦИЕЙ ДВОЙНИКА ПО ОТНОШЕНИЮ К ТРЕЩИНЕ, ЕГО ВИДОМ (ЕДИНИЧНЫЙ, ПОЛИСИНТЕТИЧЕСКИЙ. МЕДЛЕННЫЕ ТРЕЩИНЫ, В СИЛУ ИХ ВЫСОКОЙ СТРУКТУРНОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ МОГУТ БЫТЬ ИСПОЛЬЗОВАНЫ В КАЧЕСТВЕ ИНДИКАТОРА ПОЛЕЙ УПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ ОКОЛО ДВОЙНИКОВЫХ ПРОСЛОЕК, ПОЗВОЛЯЯ ОПРЕДЕЛИТЬ ЗНАК НАПРЯЖЕНИЙ НА ГРАНИЦАХ. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ УПРУГОГО ДВОЙНИКА С КВАЗИСТАТИЧЕСКОЙ ТРЕЩИНОЙ УБЕЖДАЕТ В ВОЗМОЖНОСТИ УПРАВЛЕНИЯ РАЗВИТИЕМ ПОСЛЕДНЕЙ, ПОСРЕДСТВОМ АТАКИ ЕЕ УПРУГИМ ИНДИВИДУУМОМ, ЧТО СВЯЗАННО С ПОГЛОЩЕНИЕМ ДВОЙНИКОМ УПРУГОЙ ЭНЕРГИИ, ПРЕДНАЗНАЧЕННОЙ ДЛЯ РОСТА ТРЕЩИНЫ И ИЗМЕНЕНИЕМ ЕЕ ПОЛЯ УПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ. ВПЕРВЫЕ ОБНАРУЖЕНЫ ЭЛЕМЕНТЫ ОБРАТИМОЙ МИКРОПЛАСТИЧНОСТИ В ВЕРШИНЕ БЫСТРОГО (700 М/С) СКОЛА, ОСУЩЕСТВЛЯЕМОЙ УПРУГИМ ДВОЙНИКОВАНИЕМ. РАЗРУШЕНИЕ ПРИ ЭВОЛЮЦИИ ДВОЙНИКА НЕ РАСПРОСТРАНЯЕТСЯ.

ГЛАВА 11

Исследование процессов микропластичности и разрушения при пересечении двойников в кристаллах с ОЦК решеткой

Деформация двойникующихся материалов неизбежно сопровождается пересечением двойников, развивающихся по различным плоскостям и направлениям [15]. Пересечение двойников инициирует

развитие вторичного двойникования, скольжения и образование микротрещин как в сдвойникованном, так и в матричном материале. Взаимодействию пересекающихся двойников и их роли в образовании микротрещин посвящено достаточно много работ [8, 16, 27, 35, 43, 44, 69, 72, 74, 81, 85, 86, 100, 149, 150, 197, 247 – 250].

И если процессы микропластичности и разрушения при пересечении двойников в ГПУ металлах (например, в цинке и кадмии) рассмотрены довольно подробно [35, 150, 152] (см. гл. 4), то для ОЦК металлов эти исследования носят преимущественно описательный характер. Для определения механизмов зарождения трещин в ОЦК сплавах и металлах также необходим дислокационный и кристаллографический анализ процессов микропластичности в зонах взаимодействия пересекающихся прослоек.

В связи с этим для проведения анализа пересечения двойников в ОЦК решетке необходимо: выделить основные варианты пересечения двойников в ОЦК решетке; на основании определения значений факторов Шмида установить активные плоскости скольжения и двойникования в сдвойникованном материале при воздействии на него развивающегося двойника для всех вариантов пересечения двойников; с учетом найденных значений факторов Шмида и правила Франка провести анализ дислокационных реакций, инициированных пересечением двойников и выяснить роль вторичных систем скольжения и двойникования в образовании раскалывающих дислокаций типа $a\{001\}$. Кроме этого, необходимо рассчитать величину зоны рекомбинации в дислокационных взаимодействиях с целью установления полной достоверности протекания той или иной дислокационной реакции. На основании сопоставления результатов расчета с критерием Франка и фактора Шмида сделать вывод о наиболее опасных с точки зрения зарождения трещины вариантах пересечения двойников.

11.1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВАРИАНТОВ ПЕРЕСЕЧЕНИЯ ДВОЙНИКОВ

ОЦК решетка имеет 12 систем двойникования $\{112\}\langle 111\rangle$. Пересечение деформационных двойников с учетом подобия взаимодействия возможно по шести неэквивалентным вариантам (рис. 11.1) [251], каждый из которых имеет определенный коэффициент повторяемости k . При определении вариантов пересечения принимали, что какая-либо развивающаяся двойниковая прослойка атакует своей вершиной статическую двойниковую прослойку, возникшую ранее. Предполагали, что двойник $(112) [\bar{1}\bar{1}1]$ – статический (остаточный), а другие шесть $((\bar{1}\bar{1}2) [111], (\bar{1}12) [1\bar{1}1], (21\bar{1}) [1\bar{1}1], (2\bar{1}1) [11\bar{1}], (211) [1\bar{1}\bar{1}], (\bar{2}11) [\bar{1}\bar{1}\bar{1}])$ – динамические, распространяющиеся под действием некоторого касательного напряжения и атакующие стационарную прослойку-стопор. Сдвиговые компоненты поля напряжений атакующего двойника вызывают скольжение и вторичное двойникование в статической прослойке. Величиной этих компонент, пропорциональных значениям фактора Шмида, определяется преимущественность развития деформации в статическом двойнике по той или иной системе скольжения или двойникования.

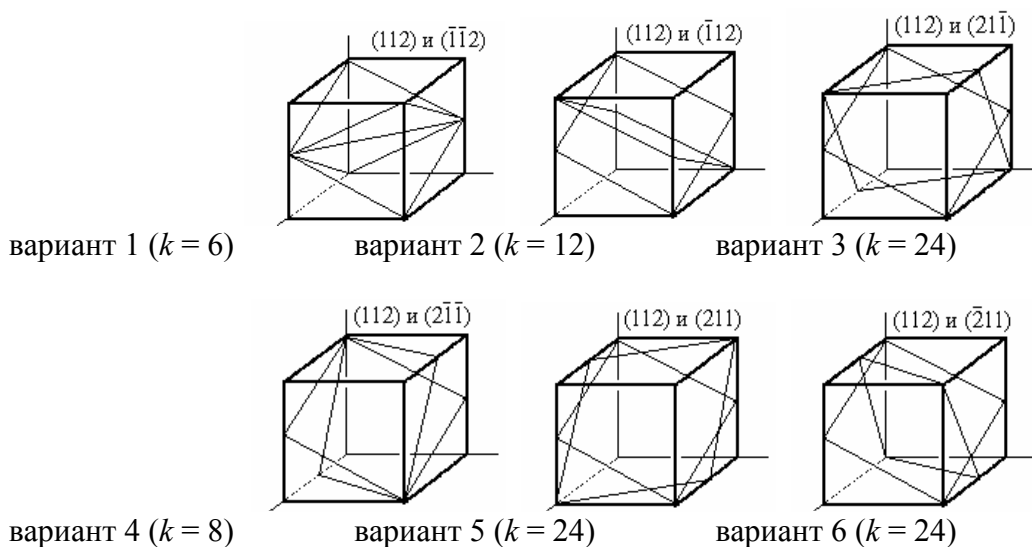


Рис. 11.1. Варианты пересечения двойников в ОЦК решетке

(k – коэффициент повторяемости, показывающий сколько раз подобное пересечение встречается среди всех возможных)

Известно [129], что пластическая деформация по каждой из возможных в данном кристалле систем скольжения и двойникового происходит под действием касательных напряжений τ . В случае одноосного напряженного состояния напряжения τ пропорциональны величине фактора Шмида m :

$$\tau = \sigma \cos \varphi \cos \lambda = \sigma m, \quad (11.1)$$

где σ – напряжение, действующее вдоль оси нагружения; λ – угол между направлениями действия нагрузки и скольжения; φ – угол между направлениями действия нагрузки и нормалью к плоскости скольжения (рис. 11.2).

При известном направлении действия нагрузки и определенном положении кристаллографических плоскостей и направлений, заданных индексами Миллера $\{hkl\}$ и $\langle uvw \rangle$ соответственно, задача сводится к отысканию углов φ и λ . Значения углов легко находятся при рассмотрении напряжений τ и σ , действующих в одной системе координат, связанной с какой-либо кристаллической структурой. Вместе с тем, при переходе от одной системы координат, где действуют напряжения σ , к другой, в которой отыскиваются напряжения τ (подобное может иметь место в кристаллах при переходе через границы зерен, двойников), требуются дополнительные преобразования.

В [251] был выполнен расчет по определению значений фактора Шмида в плоскостях двойникового и скольжения статической двойниковой прослойки. При этом считали, что с материалом матрицы связана прямоугольная система координат XYZ (рис. 11.3), а с материалом двойника – система $X'Y'Z'$ (при этом решетка сдвойникованной части кристалла повернута относительно матрицы на угол $\theta = 71^\circ$ в плоскости $(1\bar{1}0)$ матрицы). На материал остаточного двойника кристаллографической системы (hkl) $\langle uvw \rangle$ действуют развивающиеся двойники других кристаллографических систем $\{h'k'l'\}$ $\langle u'v'w' \rangle$, индексы которых

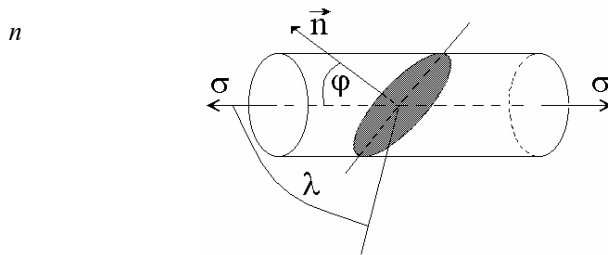


Рис. 11.2. К определению приведенного напряжения сдвига в системе скольжения

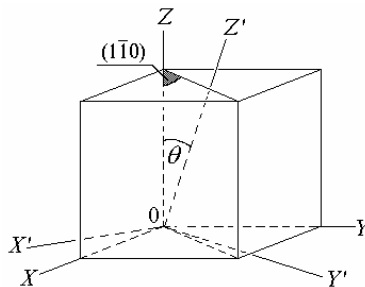


РИС. 11.3. СХЕМА ВЗАИМНОГО РАСПОЛОЖЕНИЯ СИСТЕМ КООРДИНАТ МАТРИЦЫ И СТАТИЧЕСКОЙ ДВОЙНИКОВОЙ ПРОСЛОЙКИ ДЛЯ ОЦК РЕШЕТКИ

заданы в координатах XYZ . Вторичное двойникование и скольжение развивается в сдвойникованном материале по плоскостям $\{h'k'l'\}$ и направлениям $\langle u'v'w' \rangle$, заданным в координатах $X'Y'Z'$. Зная значения факторов Шмида в этих плоскостях относительно нагрузки, вызванной развивающимся двойником, можно определить преимущественность развития деформации скольжением и двойникованием по той или иной системе скольжения или двойникового материала статической двойниковой прослойки.

Выразим индексы кристаллографических систем двойникового и скольжения $\{h'k'l'\}$ $\langle u'v'w' \rangle$ в сдвойникованном материале через индексы этих систем в матричном материале $\{h_jk_jl_j\}$ $\langle u_jv_jw_j \rangle$ по фор-

мулам [251]:

$$\begin{aligned} u_j'' &= \frac{1}{2}(1 + \cos\theta)u_j + \frac{1}{2}(\cos\theta - 1)v_j + \frac{1}{\sqrt{2}}\sin\theta w_j, \\ v_j'' &= \frac{1}{2}(\cos\theta - 1)u_j + \frac{1}{2}(1 + \cos\theta)v_j + \frac{1}{\sqrt{2}}\sin\theta w_j, \\ w_j'' &= -\frac{1}{\sqrt{2}}\sin\theta u_j - \frac{1}{\sqrt{2}}\sin\theta v_j + \cos\theta w_j. \end{aligned} \quad (11.2)$$

В соответствии с принятыми обозначениями угол между направлением развивающегося двойника в матричном материале $\{h_i k_i l_i\} \langle u_i v_i w_i \rangle$ и произвольным направлением в сдвойникованном материале (направлением двойникования, скольжения или нормали к данной плоскости) будет находиться по формуле [252]:

$$\cos\gamma = \frac{u_i u_j'' + v_i v_j'' + w_i w_j''}{\sqrt{u_i^2 + v_i^2 + w_i^2} \sqrt{u_j''^2 + v_j''^2 + w_j''^2}}. \quad (11.3)$$

11.2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ АКТИВНЫХ ПЛОСКОСТЕЙ СКОЛЬЖЕНИЯ И ДВОЙНИКОВАНИЯ ОЦК РЕШЕТКИ В СДВОЙНИКОВАННОМ МАТЕРИАЛЕ

ЗНАЧЕНИЯ ФАКТОРОВ ШМИДА В ПЛОСКОСТЯХ ДВОЙНИКОВАНИЯ И СКОЛЬЖЕНИЯ МАТЕРИАЛА СТАТИЧЕСКОГО ДВОЙНИКА ДЛЯ КАЖДОГО ВАРИАНТА ПЕРЕСЕЧЕНИЯ ОПРЕДЕЛЯЛИ СЛЕДУЮЩИМ ОБРАЗОМ. ЗАДАВАЛИ ПЛОСКОСТЬ $\{H_j K_j L_j\}$ И НАПРАВЛЕНИЕ $\langle U_j V_j W_j \rangle$ АТАКУЮЩЕГО ДВОЙНИКА. СОГЛАСНО (11.2) ВЫЧИСЛЯЛИ ИНДЕКСЫ КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКИХ НАПРАВЛЕНИЙ ДВОЙНИКОВАНИЯ И СКОЛЬЖЕНИЯ $\langle u_j' v_j' w_j' \rangle$ СДВОЙНИКОВАННОГО МАТЕРИАЛА В СИСТЕМЕ $X'Y'Z'$ ЧЕРЕЗ ИНДЕКСЫ ЭТИХ СИСТЕМ В МАТРИЧНОМ МАТЕРИАЛЕ $\langle U_j V_j W_j \rangle$.

ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ИНДЕКСОВ НАПРАВЛЕНИЯ НОРМАЛИ $\langle u_j'' v_j'' w_j'' \rangle$ К ПЛОСКОСТЯМ СКОЛЬЖЕНИЯ ИЛИ ДВОЙНИКОВАНИЯ В СИСТЕМЕ КООРДИНАТ $X'Y'Z'$ В ВЫРАЖЕНИЯХ (11.2) ВМЕСТО ИНДЕКСОВ $U_j V_j W_j$ ИСПОЛЬЗОВАЛИ ИНДЕКСЫ ПЛОСКОСТИ $\{H_j K_j L_j\}$, К КОТОРОЙ НАХОДИТСЯ НАПРАВЛЕНИЕ НОРМАЛИ, ТАК КАК ЧИСЛЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ИНДЕКСОВ ПЛОСКОСТИ И НОРМАЛИ К НЕЙ СОВПАДАЮТ В ПРЯМОУГОЛЬНОЙ СИСТЕМЕ КООРДИНАТ. ТАКИМ ОБРАЗОМ, ЗНАЯ ИНДЕКСЫ ПЛОСКОСТИ $\{H_j K_j L_j\}$ В СИСТЕМЕ $XUZY$ И НАХОДЯ ИХ В КООРДИНАТАХ $X'Y'Z'$ ПО ВЫРАЖЕНИЯМ (11.2), СЧИТАЕМ ИХ ИНДЕКСАМИ НОРМАЛИ $\langle u_j'' v_j'' w_j'' \rangle$ К ЭТОЙ ПЛОСКОСТИ. ЗАТЕМ ВЫЧИСЛЯЛИ УГОЛ λ МЕЖДУ НАПРАВЛЕНИЕМ ДВОЙНИКОВАНИЯ $\langle U_j V_j W_j \rangle$ ПЛОСКОСТИ $\{H_j K_j L_j\}$ АТАКУЮЩЕГО ДВОЙНИКА И НАПРАВЛЕНИЕМ $\langle u_j'' v_j'' w_j'' \rangle$ ДВОЙНИКОВАНИЯ ИЛИ СКОЛЬЖЕНИЯ ПЛОСКОСТИ $\{H_j K_j L_j\}$ СТАТИЧЕСКОГО ДВОЙНИКА. ПОСЛЕ ЭТОГО НАХОДИЛИ УГОЛ φ МЕЖДУ НАПРАВЛЕНИЕМ АТАКУЮЩЕЙ ПЛОСКОСТИ И НОРМАЛЬЮ К ПЛОСКОСТИ $\{H_j K_j L_j\}$. ПРОИЗВЕДЕНИЕ $\cos\varphi \cos\lambda$ И ОПРЕДЕЛЯЛО ЗНАЧЕНИЕ ФАКТОРОВ ШМИДА, КОТОРЫЕ ПРИВЕДЕНЫ В ТАБЛ. 11.1.

ВОЗМОЖНЫЕ ПЛОСКОСТИ ВТОРИЧНОГО ДВОЙНИКОВАНИЯ И СКОЛЬЖЕНИЯ ДЛЯ ВСЕХ ВАРИАНТОВ ПЕРЕСЕЧЕНИЯ ДВОЙНИКОВ ПРИВЕДЕНЫ В ТАБЛ. 11.1, В ПЕРВОМ СТОЛБЦЕ КОТОРОЙ ПРЕДСТАВЛЕНЫ ПЛОСКОСТИ СКОЛЬЖЕНИЯ ТИПА $\{011\}$, $\{112\}$, $\{123\}$ И ПЛОСКОСТИ ДВОЙНИКОВАНИЯ ТИПА $\{112\}$ СТАТИЧЕСКОЙ ДВОЙНИКОВОЙ ПРОСЛОЙКИ (В КВАДРАТНЫХ СКОБКАХ УКАЗАНЫ НАПРАВЛЕНИЯ СКОЛЬЖЕНИЯ И ДВОЙНИКОВАНИЯ). СИМВОЛОМ "*" ОТМЕЧЕНЫ ПЛОСКОСТИ, ЯВЛЯЮЩИЕСЯ И ПЛОСКОСТЯМИ СКОЛЬЖЕНИЯ И ПЛОСКОСТЯМИ ДВОЙНИКОВАНИЯ. ОТРИЦАТЕЛЬНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ФАКТОРА ШМИДА ОТНОСЯТСЯ ТОЛЬКО К ПЛОСКОСТЯМ ДВОЙНИКОВАНИЯ И ОЗНАЧАЮТ, ЧТО НАПРАВЛЕНИЯ ДЕЙСТВИЯ ЭФФЕКТИВНЫХ КАСАТЕЛЬНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ В ЭТИХ ПЛОСКОСТЯХ ПРОТИВОПОЛОЖНЫ НАПРАВЛЕНИЮ ДВОЙНИКОВОГО СДВИГА. ПО ВЕЛИЧИНАМ ФАКТОРА ШМИДА БЫЛИ ИДЕНТИФИЦИРОВАНЫ АКТИВНЫЕ ПЛОСКОСТИ ВТОРИЧНОГО ДВОЙНИКОВАНИЯ И СКОЛЬЖЕНИЯ В СТАТИЧЕСКОЙ ДВОЙНИКОВОЙ ПРОСЛОЙКЕ. СТЕПЕНЬ АКТИВНОСТИ ТОЙ ИЛИ ИНОЙ ПЛОСКОСТИ ОПРЕДЕЛЯЛАСЬ ВЕЛИЧИНОЙ ФАКТОРА ШМИДА В НЕЙ (ТАБЛ. 11.1). НАИБОЛЕЕ АКТИВНЫМИ ПЛОСКОСТЯМИ СКОЛЬЖЕНИЯ И ВТОРИЧНОГО ДВОЙНИКОВАНИЯ ЯВЛЯЮТСЯ ТЕ, ДЛЯ КОТОРЫХ ОРИЕНТАЦИОННЫЙ ФАКТОР ПРИНИМАЕТ ЗНАЧЕНИЯ БЛИЗКИЕ К 0,5.

В табл. 11.2 представлено количество активных плоскостей вторичного двойникования и скольжения из которой следует, что во всех вариантах пересечения двойников это число примерно одинаково за исключением четвертого варианта, для которого нет ни одной плоскости вторичного двойникования со значением фактора Шмида большим 0,2 и нет ни одной плоскости скольжения со значением фактора Шмида большим 0,35. Так, например, в пятом варианте пересечения двойников вторичное двойникование в статической прослойке может осуществляться по плоскостям (211) , $(\bar{2}\bar{1}\bar{1})$, $(2\bar{1}\bar{1})$, $(2\bar{1}1)$. Однако вероятность развития двойника по (211) наибольшая, так как величина фактора Шмида для этой плоскости имеет максимальное значение, равное 0,49 (см. табл. 11.1).

Таким образом, в четвертом варианте пересечения двойников развитие скольжения и вторичного двойникования в материале статического двойника будет затруднено. В остальных вариантах пересечения возможность протекания пластической деформации скольжением и двойникованием практически равноценна.

11.1. Значения факторов Шмида для плоскостей скольжения и двойникования в сдвойникованном материале $((112)[\bar{1}\bar{1}1])$

Плоскости вторичного скольжения и двойникования в статическом двойнике	Атакующие (развивающиеся) двойники			
	Варианты пересечений			
	1, 6	2, 3	4	5
	$(\bar{1}\bar{1}2)$ [111] $(\bar{2}11)$	$(\bar{1}12)$ [1 $\bar{1}$ 1] $(21\bar{1})$	$(2\bar{1}1)$ [11 $\bar{1}$]	(211) [1 $\bar{1}\bar{1}$]
1. $(011)[\bar{1}\bar{1}1]$	0,422	0,304	0,267	0,149
2. $(011)[\bar{1}1\bar{1}]$	0,299	0,425	0,276	0,150
3. $(0\bar{1}1)[111]$	0,267	0,275	0,007	0,001
4. $(0\bar{1}1)[1\bar{1}\bar{1}]$	0,454	0,454	0,002	0,002
5. $(101)[\bar{1}\bar{1}1]$	0,422	0,149	0,267	0,304
6. $(101)[1\bar{1}\bar{1}]$	0,299	0,150	0,276	0,425
7. $(10\bar{1})[111]$	0,267	0,001	0,007	0,275
8. $(10\bar{1})[\bar{1}1\bar{1}]$	0,454	0,002	0,002	0,454
9. $(110)[1\bar{1}\bar{1}]$	0,155	0,305	0,274	0,423
10. $(110)[\bar{1}1\bar{1}]$	0,155	0,423	0,274	0,305

Продолжение табл. 11.1

Плоскости вторичного скольжения и двойникования в статическом двойнике	Атакующие (развивающиеся) двойники			
	Варианты пересечений			
	1, 6	2, 3	4	5
	$(\bar{1}\bar{1}2)$ [111] $(\bar{2}11)$ [$\bar{1}\bar{1}\bar{1}$ $\bar{1}\bar{1}$]	$(\bar{1}12)$ [1 $\bar{1}$ 1] $(21\bar{1})$ [1 $\bar{1}$ 1]	$(2\bar{1}1)$ [11 $\bar{1}$]	(211) [1 $\bar{1}\bar{1}$]
11. $(\bar{1}10)[111]$	0	0,275	0	0,275
12. $(\bar{1}10)$	0	0,453	0	0,453
13. $(123)[\bar{1}\bar{1}1]$	0,478	0,174	0,302	0,002
14. $(\bar{1}\bar{2}3)[111]$	0,302	0,207	0,008	0,103
15. $(\bar{1}23)[1\bar{1}1]$	0,397	0,322	0,210	0,285
16. $(1\bar{2}3)[\bar{1}11]$	0,456	0,400	0,106	0,162
17. $(312)[1\bar{1}\bar{1}]$	0,167	0,002	0,312	0,481
18. $(3\bar{1}\bar{2})[111]$	0,202	0,105	0,005	0,312
19. $(31\bar{2})[1\bar{1}1]$	0,402	0,159	0,102	0,459

20. $(3\bar{1}2)[11\bar{1}]$	0,319	0,283	0,202	0,401
21. $(231)[\bar{1}1\bar{1}]$	0,004	0,481	0,311	0,174
22. $(\bar{2}3\bar{1})[111]$	0,101	0,312	0,003	0,208
23. $(\bar{2}31)[11\bar{1}]$	0,159	0,457	0,101	0,398
24. $(23\bar{1})[\bar{1}11]$	0,289	0,402	0,206	0,319
25. (112)	0,487	-0,090	-0,308	-0,090
26. $(\bar{1}\bar{1}2)$	0,308	-0,158	0,008	-0,158
27. $(\bar{1}12)$	0,434	-0,246	0,161	-0,349
28. $(1\bar{1}2)$	0,434	-0,349	0,161	-0,246
29. (121)	-0,083	0,490	-0,317	-0,089
30. $(\bar{1}2\bar{1})$	-0,154	0,317	-0,004	-0,159
31. $(\bar{1}21)[111]^*$	-0,244	0,437	0,154	-0,347
32. $(12\bar{1})$	-0,352	0,438	0,157	-0,243
33. (211)	-0,083	-0,089	-0,317	0,490
34. $(2\bar{1}\bar{1})$	-0,154	-0,159	-0,004	0,317
35. $(21\bar{1})$	-0,352	-0,243	0,157	0,438
36. $(2\bar{1}1)$	-0,244	-0,347	0,154	0,437

11.2. Определение числа активных плоскостей скольжения и вторичного двойникования в сдвойникованном материале по величине фактора Шмида

Значение факторов Шмида m в плоскостях скольжения и вторичного двойникования в статическом двойнике		Атакующие (развивающиеся) двойники			
		Варианты пересечений			
		1, 6	2, 3	4	5
		$(\bar{1}\bar{1}2)$ [111] $(\bar{2}11)$ [$\bar{1}\bar{1}\bar{1}$]	$(\bar{1}12)$ [1 $\bar{1}1$] $(21\bar{1})$ [1 $\bar{1}1$]	$(2\bar{1}1)$ [11 $\bar{1}$]	(211) [1 $\bar{1}\bar{1}$]
Число плоскостей скольжения	$m > 0,10$	31	31	24	31
	$m > 0,20$	24	24	15	24
	$m > 0,30$	16	18	6	18
	$m > 0,35$	13	11	0	11
	$m > 0,40$	10	10	0	10
	$m > 0,45$	5	5	0	5
Число плоскостей двойникования	$m > 0,10$	4	4	6	4
	$m > 0,20$	4	4	0	4
	$m > 0,30$	4	4	0	4
	$m > 0,35$	3	3	0	3

$m > 0,40$	3	3	0	3
$m > 0,45$	1	1	0	1

11.3. АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ МИКРОПЛАСТИЧНОСТИ В УЧАСТКАХ ПЕРЕСЕЧЕНИЯ ДВОЙНИКОВЫХ ПРОСЛОЕК

На основании полученных значений факторов Шмида для каждого варианта пересечения двойников были составлены дислокационные реакции взаимодействия трех типов дислокаций: 1) двойникующих ($a/6\langle 111 \rangle$) с двойникующими; 2) полных ($a/2\langle 111 \rangle$) с полными; 3) полных с двойникующими. При этом учитывали возможные направления сдвига и выполнение критерия Франка.

11.3.1. Взаимодействие двойникующих дислокаций

Ниже представлены реакции взаимодействия двойникующих ($a/6\langle 111 \rangle$) дислокаций с двойникующими. Здесь и далее первой в реакции записана дислокация атакующего двойника, второй – дислокация статического двойника; третьей – результирующая дислокация. В круглых скобках отмечены плоскости залегания взаимодействующих дислокаций. Символ "()*" означает, что в результате реакции образуется дислокация, линия которой параллельна своему вектору Бюргерса, т.е. результирующая дислокация имеет винтовую ориентацию и выделить определенную плоскость скольжения не представляется возможным.

Вариант 1

- $1/6[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/6[\bar{1}\bar{1}1]_{(112)} = 1/3[001]_{(011)}$
- $1/6[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/6[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} = 1/3[111]_{()}^*$
- $1/6[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/6[1\bar{1}1]_{(\bar{1}12)} = 1/3[101]_{(001)}$
- $1/6[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/6[\bar{1}11]_{(1\bar{1}2)} = 1/3[011]_{(010)}$
- $1/6[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/6[\bar{1}1\bar{1}]_{(121)} = 1/3[010]_{(\bar{5}10)}$
- $1/6[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/6[111]_{(\bar{1}2\bar{1})} = 1/3[111]_{()}^*$
- $1/6[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/6[11\bar{1}]_{(\bar{1}21)} = 1/3[110]_{(\bar{4}3\bar{3})}$
- $1/6[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/6[\bar{1}11]_{(12\bar{1})} = 1/3[011]_{(\bar{3}23)}$
- $1/6[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/6[1\bar{1}\bar{1}]_{(211)} = 1/3[100]_{(\bar{5}01)}$
- $1/6[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/6[111]_{(2\bar{1}\bar{1})} = 1/3[111]_{()}^*$
- $1/6[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/6[1\bar{1}1]_{(21\bar{1})} = 1/3[101]_{(\bar{3}32)}$
- $1/6[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/6[11\bar{1}]_{(2\bar{1}1)} = 1/3[110]_{(\bar{4}33)}$

Дислокационные реакции для 2 – 6 вариантов аналогичны приведенным.

При анализе дислокационных реакций с точки зрения зарождения разрушения выделяли реакции, в результате которых образуются сидячие дислокации раскалывающего типа. Для материала остаточного двойника взаимодействие двойникующих дислокаций, приводящих к образованию зародыша микро-трещины, можно описать обобщенной реакцией

$$\frac{a}{6}\langle 111 \rangle_{>0,083} + \frac{a}{6}\langle 111 \rangle_{>0,083} \rightarrow \frac{a}{3}\langle 001 \rangle_{>0,111}, \quad (11.3.1)$$

где нижние индексы представляют квадраты векторов Бюргерса в относительных единицах. Для всех вариантов пересечения двойников эта реакция имеет определенный коэффициент повторяемости, представленный в табл. 11.3 (1-я строка).

Таким образом, взаимодействие двойникующих дислокаций может приводить к образованию дислокаций $a/3\langle 001 \rangle$. Последние являются сидячими, так как их векторы Бюргерса не лежат в плоскости скольжения и не параллельны направлениям двойникования или скольжения.

Можно утверждать, что взаимодействие двойников при их пересечении во всех шести вариантах ответственно за образование дислокаций $a/3\langle 001 \rangle$, накопление и последующее объединение которых приводит к возникновению микротрещин по схеме Пристнера [86]:

$$n\left(\frac{a}{6}\langle 111 \rangle\right) + \left(\frac{a}{6}\langle 111 \rangle\right) \rightarrow \frac{1}{3}na\langle 001 \rangle.$$

11.3.2. Взаимодействие полных скользящих дислокаций

Далее были рассмотрены реакции взаимодействия полных ($a/2\langle 111 \rangle$) дислокаций с полными. Преимуществом выбора той или иной системы скольжения в данном случае выбиралась по значениям фактора Шмида.

Вариант 1

1. $1/2[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2[\bar{1}\bar{1}1]_{(011)} = [001]_{(013)}$
2. $1/2[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2[\bar{1}1\bar{1}]_{(011)} = [010]_{(\bar{3}10)}$
3. $1/2[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2[111]_{(0\bar{1}1)} = [111]_{(c)^*}$
4. $1/2[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]_{(0\bar{1}1)} = [100]_{(\bar{1}01)}$
5. $1/2[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2[\bar{1}\bar{1}1]_{(101)} = [001]_{(031)}$
6. $1/2[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]_{(011)} = [100]_{(\bar{3}01)}$
7. $1/2[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2[111]_{(10\bar{1})} = [111]_{(c)^*}$
8. $1/2[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2[\bar{1}1\bar{1}]_{(10\bar{1})} = [010]_{(1\bar{1}0)}$
9. $1/2[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]_{(110)} = [100]_{(\bar{1}00)}$
10. $1/2[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2[-11\bar{1}]_{(110)} = [010]_{(\bar{1}00)}$
11. $1/2[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2[111]_{(\bar{1}10)} = [111]_{(c)^*}$
12. $1/2[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2[\bar{1}\bar{1}1]_{(\bar{1}10)} = [001]_{(0\bar{1}1)}$
13. $1/2[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2[\bar{1}\bar{1}1]_{(123)} = [001]_{(057)}$
14. $1/2[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2[111]_{(\bar{1}\bar{2}3)} = [111]_{(c)^*}$
15. $1/2[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2[\bar{1}\bar{1}1]_{(\bar{1}23)} = [101]_{(\bar{1}14)}$
16. $1/2[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2[\bar{1}11]_{(1\bar{2}3)} = [011]_{(12\bar{1})}$
17. $1/2[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]_{(312)} = [100]_{(\bar{4}01)}$
18. $1/2[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2[111]_{(\bar{3}\bar{1}2)} = [111]_{(c)^*}$
19. $1/2[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2[\bar{1}\bar{1}1]_{(31\bar{2})} = [101]_{(\bar{2}21)}$
20. $1/2[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2[11\bar{1}]_{(3\bar{1}2)} = [110]_{(\bar{2}\bar{1}1)}$
21. $1/2[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]_{(231)} = [010]_{(\bar{7}10)}$
22. $1/2[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2[111]_{(\bar{2}3\bar{1})} = [111]_{(c)^*}$
23. $1/2[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2[11\bar{1}]_{(\bar{2}31)} = [110]_{(\bar{4}55)}$
24. $1/2[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2[\bar{1}\bar{1}1]_{(23\bar{1})} = [011]_{(\bar{5}45)}$
25. $1/2[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2[\bar{1}\bar{1}1]_{(112)} = [001]_{(011)}$
26. $1/2[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} = [111]_{(c)^*}$
27. $1/2[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2[\bar{1}\bar{1}1]_{(\bar{1}12)} = [101]_{(001)}$
28. $1/2[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2[\bar{1}11]_{(1\bar{1}2)} = [011]_{(010)}$
29. $1/2[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]_{(121)} = [010]_{(\bar{5}10)}$
30. $1/2[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2[111]_{(\bar{1}2\bar{1})} = [111]_{(c)^*}$
31. $1/2[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2[11\bar{1}]_{(\bar{1}21)} = [110]_{(\bar{4}3\bar{3})}$
32. $1/2[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2[\bar{1}11]_{(12\bar{1})} = [011]_{(\bar{3}23)}$

$$33. \frac{1}{2}[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + \frac{1}{2}[1\bar{1}\bar{1}]_{(211)} = [100]_{(\bar{5}01)}$$

$$34. \frac{1}{2}[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + \frac{1}{2}[111]_{(2\bar{1}\bar{1})} = [111]_{()}^*$$

$$35. \frac{1}{2}[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + \frac{1}{2}[1\bar{1}1]_{(21\bar{1})} = [101]_{(\bar{3}32)}$$

$$36. \frac{1}{2}[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + \frac{1}{2}[11\bar{1}]_{(2\bar{1}1)} = [110]_{(\bar{4}33)}$$

Взаимодействие полных дислокаций с полными для вариантов пересечения двойников 2 – 6 также подобны.

Взаимодействие полных дислокаций для материала статической двойниковой прослойки с образованием зародыша микротрещины можно представить обобщенной дислокационной реакцией:

$$\frac{a}{2} \langle 111 \rangle_{0,75} + \frac{a}{2} \langle 111 \rangle_{0,75} \rightarrow a \langle 001 \rangle_1. \quad (11.3.2)$$

Коэффициент повторяемости этой реакции для всех вариантов пересечения двойников представлен в табл. 11.3 (2-я строка). Следует отметить, что дислокации $a \langle 001 \rangle$ являются сидячими, накопление и последующее объединение которых способно привести к зарождению разрушения.

11.3.3. Взаимодействие полных скользящих дислокаций с двойникующими

Взаимодействие двойникующих дислокаций $a/6 \langle 111 \rangle$ с полными $a/2 \langle 111 \rangle$ моделировали следующим образом. Существует представление [6], согласно которому структура полной краевой дислокации $a/2 \langle 111 \rangle$ на плоскости $\{112\}$ состоит из трех экстраплоскостей и, таким образом, сдвиг, соответствующий полной дислокации, может быть представлен суммой трех последовательных сдвигов $a/6 \langle 111 \rangle$. Направление $\langle 111 \rangle$ является осью зоны трех плоскостей $\{112\}$, и для винтовой дислокации вероятной оказывается диссоциация на три частичные дислокации в трех пересекающихся плоскостях по схеме

$$a/2[1\bar{1}1] \Leftrightarrow a/6[1\bar{1}1]_{(121)} + a/6[1\bar{1}1]_{(\bar{1}12)} + a/6[1\bar{1}1]_{(\bar{2}1\bar{1})}. \quad (11.3.3)$$

Следует отметить, что такое расщепление является энергетически выгодным.

При составлении дислокационных реакций считали, что в процессе пластической деформации в материале статического двойника может произойти взаимодействие трех частичных двойникующих дислокаций $a/6 \langle 111 \rangle$ с образованием полной скользящей $a/2 \langle 111 \rangle$. Другими словами, под влиянием внешнего силового воздействия возможно осуществление дислокационной реакции, обратной (11.6). Образовавшаяся таким способом полная дислокация $a/2 \langle 111 \rangle$ вступает в реакцию с другими скользящими дислокациями $a/2 \langle 111 \rangle$ в плоскостях типа $\{011\}$, $\{112\}$, $\{123\}$.

Рассмотрим реакции взаимодействия полных ($a/2 \langle 111 \rangle$) дислокаций с двойникующими $a/6 \langle 111 \rangle$.

Вариант 1

$$1. 3 \cdot \frac{1}{6}[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + \frac{1}{2}[1\bar{1}\bar{1}]_{(011)} = [001]_{(013)}$$

$$2. 3 \cdot \frac{1}{6}[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + \frac{1}{2}[1\bar{1}1]_{(011)} = [010]_{(\bar{3}10)}$$

$$3. 3 \cdot \frac{1}{6}[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + \frac{1}{2}[111]_{(0\bar{1}1)} = [111]_{()}^*$$

$$4. 3 \cdot \frac{1}{6}[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + \frac{1}{2}[1\bar{1}\bar{1}]_{(0\bar{1}1)} = [100]_{(\bar{1}01)}$$

$$5. 3 \cdot \frac{1}{6}[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + \frac{1}{2}[1\bar{1}1]_{(101)} = [001]_{(031)}$$

$$6. 3 \cdot \frac{1}{6}[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + \frac{1}{2}[1\bar{1}\bar{1}]_{(101)} = [100]_{(\bar{3}01)}$$

$$7. 3 \cdot \frac{1}{6}[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + \frac{1}{2}[111]_{(\bar{1}01)} = [111]_{()}^*$$

$$8. 3 \cdot \frac{1}{6}[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + \frac{1}{2}[1\bar{1}1]_{(10\bar{1})} = [010]_{(\bar{1}10)}$$

$$9. 3 \cdot \frac{1}{6}[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + \frac{1}{2}[1\bar{1}\bar{1}]_{(110)} = [100]_{(\bar{1}00)}$$

$$10. 3 \cdot \frac{1}{6}[111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + \frac{1}{2}[1\bar{1}1]_{(110)} = [010]_{(\bar{1}00)}$$

11. $3 \cdot 1/6 [111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2 [111]_{(\bar{1}10)} = [111]_C^*$
12. $3 \cdot 1/6 [111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2 [\bar{1}\bar{1}1]_{(\bar{1}10)} = [001]_{(0\bar{1}1)}$
13. $3 \cdot 1/6 [111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2 [\bar{1}\bar{1}1]_{(123)} = [001]_{(057)}$
14. $3 \cdot 1/6 [111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2 [111]_{(\bar{1}2\bar{3})} = [111]_C^*$
15. $3 \cdot 1/6 [111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2 [1\bar{1}1]_{(\bar{1}23)} = [101]_{(\bar{1}14)}$
16. $3 \cdot 1/6 [111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2 [\bar{1}11]_{(\bar{1}23)} = [011]_{(\bar{1}21)}$
17. $3 \cdot 1/6 [111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2 [1\bar{1}\bar{1}]_{(312)} = [100]_{(\bar{4}01)}$
18. $3 \cdot 1/6 [111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2 [111]_{(3\bar{1}2)} = [111]_C^*$
19. $3 \cdot 1/6 [111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2 [1\bar{1}1]_{(31\bar{2})} = [101]_{(\bar{2}21)}$
20. $3 \cdot 1/6 [111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2 [11\bar{1}]_{(3\bar{1}2)} = [110]_{(\bar{2}\bar{1}1)}$
21. $3 \cdot 1/6 [111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2 [\bar{1}1\bar{1}]_{(231)} = [010]_{(\bar{7}10)}$
22. $3 \cdot 1/6 [111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2 [111]_{(\bar{2}3\bar{1})} = [111]_C^*$
23. $3 \cdot 1/6 [111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2 [11\bar{1}]_{(\bar{2}31)} = [110]_{(\bar{4}5\bar{5})}$
24. $3 \cdot 1/6 [111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2 [\bar{1}11]_{(23\bar{1})} = [011]_{(\bar{5}45)}$
25. $3 \cdot 1/6 [111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2 [\bar{1}11]_{(112)} = [001]_{(011)}$
26. $3 \cdot 1/6 [111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2 [111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} = [111]_C^*$
27. $3 \cdot 1/6 [111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2 [1\bar{1}1]_{(\bar{1}12)} = [101]_{(001)}$
28. $3 \cdot 1/6 [111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2 [\bar{1}11]_{(1\bar{1}2)} = [011]_{(010)}$
29. $3 \cdot 1/6 [111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2 [\bar{1}1\bar{1}]_{(121)} = [010]_{(\bar{5}10)}$
30. $3 \cdot 1/6 [111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2 [111]_{(\bar{1}2\bar{1})} = [111]_C^*$
31. $3 \cdot 1/6 [111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2 [11\bar{1}]_{(\bar{1}21)} = [110]_{(\bar{4}3\bar{3})}$
32. $3 \cdot 1/6 [111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2 [\bar{1}11]_{(12\bar{1})} = [011]_{(\bar{3}23)}$
33. $3 \cdot 1/6 [111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2 [1\bar{1}\bar{1}]_{(211)} = [100]_{(\bar{5}01)}$
34. $3 \cdot 1/6 [111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2 [111]_{(2\bar{1}\bar{1})} = [111]_C^*$
35. $3 \cdot 1/6 [111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2 [1\bar{1}1]_{(21\bar{1})} = [101]_{(\bar{3}32)}$
36. $3 \cdot 1/6 [111]_{(\bar{1}\bar{1}2)} + 1/2 [11\bar{1}]_{(2\bar{1}1)} = [110]_{(\bar{4}33)}$

11.3. Значения коэффициента повторяемости для дислокационных реакций (11.3.1), (11.3.2) и (11.3.4)

Тип взаимодействия дислокаций	Варианты пересечений двойников					
	1	2	3	4	5	6
	$(\bar{1}\bar{1}2)$ [111]	$(\bar{1}12)$ [1 $\bar{1}$ 1]	$(21\bar{1})$ [1 $\bar{1}$ 1]	$(2\bar{1}1)$ [11 $\bar{1}$]	(211) [1 $\bar{1}$ 1]	$(\bar{2}11)$ [$\bar{1}$ 1 $\bar{1}$]
(11.3.1)	1	2	2	4	1	2

(11.3.2)	15	8	8	8	19	12
(11.3.4)	13	6	6	8	15	8

Взаимодействие полных дислокаций с двойниющими для вариантов пересечения двойников 2 – 6 также подобны.

Из рассмотренных реакций для материала статического двойника существенную роль в зарождении микротрещин играют дислокаций типа $a\langle 001 \rangle$, образование которых описывается следующей типичной дислокационной реакцией (см. (11.3.3)):

$$n \frac{a}{6} \langle 111 \rangle_{0,75} + \frac{a}{2} \langle 111 \rangle_{0,75} \rightarrow a \langle 001 \rangle_1, \text{ где } n = 3. \quad (11.3.4)$$

Коэффициент повторяемости дислокационной реакций (11.3.4) для всех вариантов пересечения двойников представлен в табл. 11.3 (3-я строка). Следует отметить, что дислокации $a\langle 001 \rangle$ также являются сидячими, накопление и последующее объединение которых может привести к зарождению разрушения.

Из сопоставления результатов табл. 11.3 видно, что с точки зрения накопления зародышей разрушения наиболее опасен вариант 5.

11.4. ОЦЕНКА ВЕЛИЧИНЫ ЗОНЫ РЕКОМБИНАЦИИ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ДИСЛОКАЦИЙ

Известно [253], что взаимодействие дислокаций, удовлетворяющее критерию Франка, не означает, что дислокационная реакция будет реализована. Критерий Франка представляет собой лишь необходимое условие, указывая на потенциальную возможность ее протекания, не являясь достаточным. Как правило, анализ равновесных конфигураций, образовавшихся в результате взаимодействия гибких дислокаций, ограничивается оценкой величины зоны рекомбинации [156, 254].

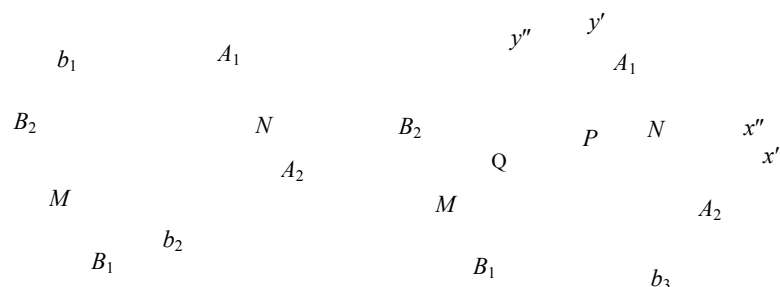
Рассмотрим схему, на основе которой проводятся соответствующие оценки. Предположим, имеются две прямолинейные, пересекающиеся в точке O дислокации $A_1B_1 = l_1$ и $A_2B_2 = l_2$, фиксированные в точках A_1, B_1, A_2 и B_2 (рис. 11.4, *a*), лежащие вместе со своими векторами Бюргерса b_1 и b_2 в плоскостях (1) и (2) соответственно, для которых возможна дислокационная реакция.

Энергия этой дислокационной конфигурации может быть понижена за счет расщепления четвертого узла O на два тройных P и Q с образованием отрезка дислокаций PQ с вектором Бюргерса b_3 (рис. 11.4, *b*). PQ – в дальнейшем будем называть зоной рекомбинации. Величину зоны рекомбинации можно оценить, воспользовавшись энергетическим критерием. Из экстремального условия

$$\delta(E_0 - E) = 0, \quad (11.4)$$

где E_0 и E – энергия системы до и после взаимодействия.

При подобных расчетах используются различные приближения. В силу значительных трудностей в большинстве случаев не учитывается взаимодействие между дислокациями, а весь энергетический баланс оценивается на основе погонной энергии. Это допущение возможно в результате того, что при формировании зоны рекомбинации реагирующие дислокации раздвигаются и их энергия взаимодействия уменьшается. Обычно также не принимается во внимание вариация погонной энергии при изменении угловых соотношений между дислокациями и их векторами Бюргерса в процессе рекомбинации, что недопустимо при рассмотрении больших зон рекомбинации. Такое упрощение может приводить к заметным ошибкам, поэтому оценку изменения энергии дислокационной конфигурации будем производить с учетом изменения погонной энергии E дислокаций при их переориентации.



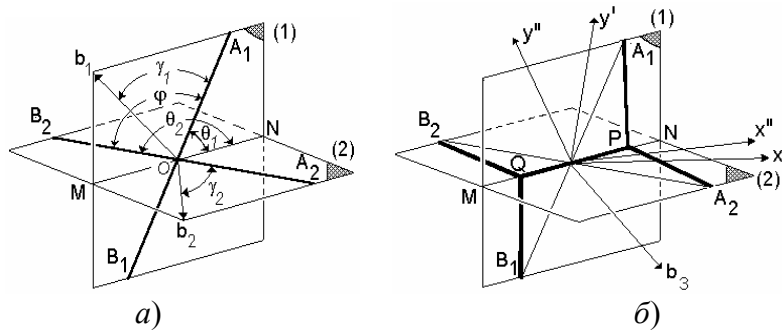


РИС. 11.4. СХЕМА ОБРАЗОВАНИЯ ЗОНЫ РЕКОМБИНАЦИИ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ДИСЛОКАЦИЙ [156]

Введем две системы координат с началом в точке O и с осями $x'y'$ и $x''y''$, расположенными в плоскостях (1) и (2) соответственно. Введем следующие обозначения: d – величина зоны рекомбинации; φ – угол между дислокациями до рекомбинации; $\theta_1, \theta_2, \theta_3^i$ – углы, образуемые осями x с 1-й, 2-й дислокациями и зоной рекомбинации соответственно; β_1, β_2 – углы между векторами Бюргера дислокаций и осями x' и x'' . При учете изменения энергии дислокаций в зависимости от их ориентации использовали выражения [156]:

$$E_0 = \sum_{i=1,2} D_i l_i [1 - \nu \cos^2(\beta_i - \theta_i)]; \quad E = \sum_{i=1,2} D_i l_i [1 - \nu \cos^2(\beta_i - \theta_i - \xi_i)] \times$$

$$\times \sqrt{1 + \chi_i^2 - 2\chi_i \cos(\theta_i - \theta_3^{(i)})} + D_3 [1 - \nu \cos^2 \gamma_3] d; \quad D_i = \frac{G b_i^2}{2\pi(1-\nu)};$$

$$\xi_i = \arccos \left[\frac{1 - \chi_i \cos(\theta_i - \theta_3^{(i)})}{\sqrt{1 + \chi_i^2 - 2\chi_i \cos(\theta_i - \theta_3^{(i)})}} \right]; \quad D_3 = \frac{G b_3^2}{2\pi(1-\nu)}, \quad (11.5)$$

где $\chi = d/l$ — относительная величина зоны рекомбинации.

Соотношение (11.4) при отмеченных допущениях является весьма сложной функцией параметров φ , θ_3 и d . Если обозначить $\Delta E = E_0 - E$, найти соответствующие производные $\frac{\partial \Delta E}{\partial \varphi}$, $\frac{\partial \Delta E}{\partial \theta_3}$, $\frac{\partial \Delta E}{\partial d}$ и приравнять их нулю, можно получить систему уравнений, которая определит абсолютный минимум энергии дислокационной конфигурации. В реальных условиях существенен относительный минимум, где задается определенная первоначальная ориентация дислокаций. В этом случае параметры φ и θ_3 оказываются фиксированными, и требуется нахождения относительного минимума по d . В данной работе критическое значение величины d оценивали по формуле

$$\frac{\partial \Delta E}{\partial d} = - \sum_{i=1}^2 D_i \left[A \left\{ 1 - \nu \cos^2 \alpha_i - \sqrt{t_i} (1 - \nu \cos^2 h_i) \right\} - l_i \left\{ F \sqrt{t_i} + C(1 - \nu \cosh h_i) \right\} \right] - D_3 (1 - \nu \cos^2 \gamma_3). \quad (11.6)$$

Здесь использовались следующие обозначения:

$$D_i = \frac{G b_i^2}{2\pi(1-\nu)}; \quad A = \cos \theta_i + \frac{\sin \theta_i (R_0^i - d \sin \theta_i)}{\sqrt{d \sin \theta_i (2R_0^i - d \sin \theta_i)}};$$

$$t_i = 1 + \chi^2 - 2\chi \cos \delta_i; \quad h_i = \alpha_i - \arccos p_i; \quad p_i = \frac{1 - \chi \cos \delta_i}{\sqrt{t_i}};$$

$$\alpha_i = \beta_i - \frac{\pi}{2} \pm \frac{\varphi}{2}; \quad \delta_i = \frac{\pi}{2} \mp \frac{\varphi}{2} - \theta_3^i; \quad F = \frac{Z \sin 2h_i}{\sqrt{1-p_i^2}}; \quad Z = -\frac{1}{t_i} \left\{ \frac{l_i - Ad}{l_i^2} \sqrt{t_i} \cos \delta_i + C(1 - \chi \cos \delta_i) \right\}; \quad C = \frac{2(\chi - \cos \delta_i)(l_i - Ad)}{l_i^2},$$

где γ_i – углы между дислокациями и их векторами Бюргера; R_0^i – радиус дуги окружности отклоненной дислокации; $\chi = d/l_i$ характеризует относительную величину зоны рекомбинации; l_i – зона смещения дислокаций; ν – коэффициент Пуассона; G – модуль сдвига.

Получить аналитическое решение уравнения (11.6) не представляется возможным, поэтому оно было решено численно [252, 255 – 257]. Варьируя E по χ находили χ_{\min} , отвечающее минимуму энергии конфигурации. В табл. 11.4, 11.5, 11.6 обобщены результаты решения уравнения (11.6) для всех рассмотренных вариантов пересечения двойников и типов взаимодействующих дислокаций, а на рис. 11.5, рис. 11.6 и рис. 11.7 приведены его частные графические решения. Величины зон рекомбинации при этом соответственно составляют ≈ 119 , 121 и 151 мкм.

Анализ решения уравнения (11.4) показывает, что во многих случаях дислокационные реакции протекают далеко не всегда, несмотря на то, что критерий Франка выполняется. Например, при взаимодействии двойникующих дислокаций седьмая и восьмая дислокационные реакции во втором варианте пересечения двойников не могут быть реализованы, так как при данных дислокационных конфигурациях не образуется зона рекомбинации (табл. 11.4). Существуют такие взаимные ориентации дислокаций, при которых формирование зон рекомбинаций невозможно (мертвая зона).

Необходимо отметить, что рассмотренные взаимодействия пересекающихся двойников определяют лишь возможные условия для распространения вторичного двойникования или скольжения. Для окончательного вывода необходимо исследовать условия зарождения двойникующих дислокаций во вторичных плоскостях двойникования.

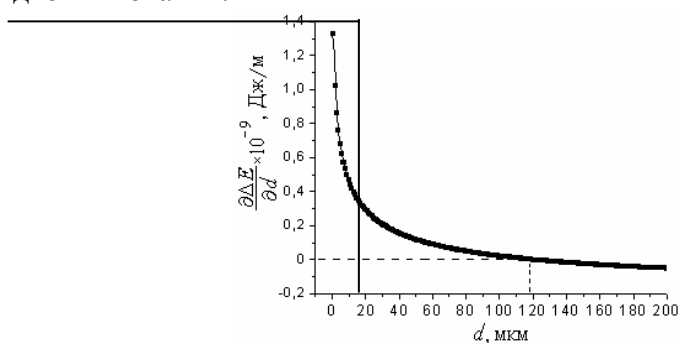


РИС. 11.5. ВЕЛИЧИНА ЗОНЫ РЕКОМБИНАЦИИ ДЛЯ 3-ГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДВОЙНИКУЮЩИХ ДИСЛОКАЦИЙ В 1-М ВАРИАНТЕ ПЕРЕСЕЧЕНИЯ ДВОЙНИКОВ

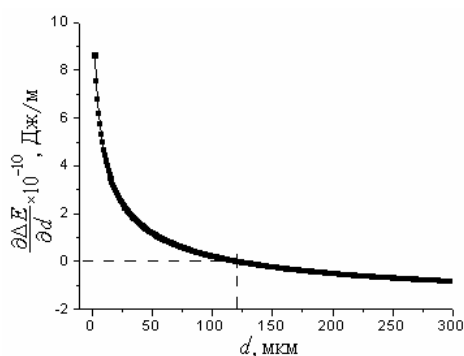


РИС. 11.6. ВЕЛИЧИНА ЗОНЫ РЕКОМБИНАЦИИ ДЛЯ 25-ГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОЛНЫХ СКОЛЬЯЩИХ ДИСЛОКАЦИЙ ВО 2-М ВАРИАНТЕ ПЕРЕСЕЧЕНИЯ ДВОЙНИКОВ

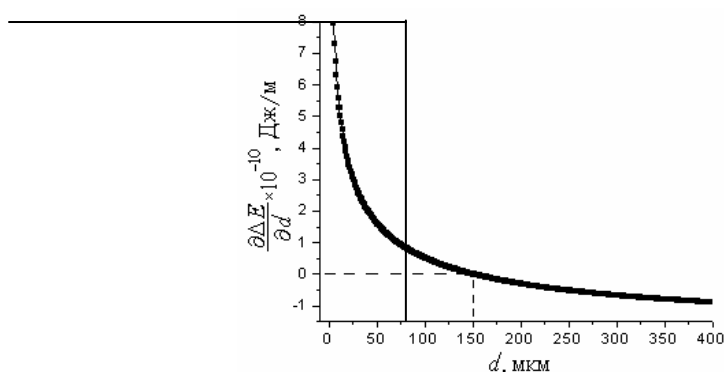


РИС. 11.7. ВЕЛИЧИНА ЗОНЫ РЕКОМБИНАЦИИ ДЛЯ 12-ГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДВОЙНИКУЮЩИХ И ПОЛНЫХ ДИСЛОКАЦИЙ В 5-М ВАРИАНТЕ ПЕРЕСЕЧЕНИЯ ДВОЙНИКОВ

11.4. Образование зоны рекомбинации при взаимодействии двойнивающих дислокаций

Плоскости скольжения и двойнивания статического двойника	Атакующие (развивающиеся) двойники					
	Варианты пересечений					
	1	2	3	4	5	6
	$(\bar{1}\bar{1}2)$ [111]	$(\bar{1}12)$ [1 $\bar{1}$ 1]	$(21\bar{1})$ [1 $\bar{1}$ 1]	$(2\bar{1}1)$ [11 $\bar{1}$]	(211) [1 $\bar{1}$ $\bar{1}$]	$(\bar{2}11)$ [$\bar{1}$ $\bar{1}$ $\bar{1}$]
1. (112) [$\bar{1}$ $\bar{1}$ 1]	Ф; 3; 0,004					3; 0,005
2. $(\bar{1}\bar{1}2)$ [111]				3; 0,005		
3. $(\bar{1}12)$ [1 $\bar{1}$ 1]	3; 119			Ф		Ф
4. $(1\bar{1}2)$ [$\bar{1}$ 11]				Ф		Ф
5. (121) [$\bar{1}$ 1 $\bar{1}$]						
6. $(\bar{1}2\bar{1})$ [111]		3; 0,005				
7. $(\bar{1}21)$ [111]		Ф	Ф; 3; 1			
8. $(12\bar{1})$ [$\bar{1}$ 11]		Ф	Ф	Ф; 3; 0,2		
9. (211) [1 $\bar{1}$ $\bar{1}$]						
10. $(2\bar{1}\bar{1})$ [111]					Ф; 3; 0,004	
11. $(21\bar{1})$ [1 $\bar{1}$ 1]				Ф; 3; 0,004	3; 119	
12. $(2\bar{1}1)$ [11 $\bar{1}$]						

Примечание. Здесь и далее символ "Ф" означает выполнение критерия Франка, "3" – образование зоны рекомбинации. Число указывает величину зоны рекомбинации в микрометрах.

11.5. Образование зоны рекомбинации при взаимодействии полных дислокаций

Плоскости скольжения и двойнивания статического двойника	Атакующие (развивающиеся) двойники					
	Варианты пересечений					
	1	2	3	4	5	6
	$(\bar{1}\bar{1}2)$ [111]	$(\bar{1}12)$ [1 $\bar{1}$ 1]	$(21\bar{1})$ [1 $\bar{1}$ 1]	$(2\bar{1}1)$ [11 $\bar{1}$]	(211) [1 $\bar{1}$ $\bar{1}$]	$(\bar{2}11)$ [$\bar{1}$ $\bar{1}$ $\bar{1}$]
1. (011) [$\bar{1}$ $\bar{1}$ 1]	Ф; 3; 0,06	3; 0,3			Ф; 3; 0,9	
2. (011) [$\bar{1}$ 1 $\bar{1}$]	Ф; 3; 1			3; 0,4	Ф; 3; 1	3; 0,06
3. $(0\bar{1}1)$ [111]			3; 1		Ф	
4. $(0\bar{1}1)$ [1 $\bar{1}$ $\bar{1}$]	Ф; 3; 0,001		3; 0,8	3; 0,06	3; 1	3; 0,4

5. (101) $[\bar{1} \bar{1} 1]$	$\Phi; 3; 0,001$	3; 141			$\Phi; 3; 0,001$	3; 0,5
--------------------------------	------------------	--------	--	--	------------------	--------

Продолжение табл. 11.5

Плоскости скольжения и двойникования статического двойника	Атакующие (развивающиеся) двойники					
	Варианты пересечений					
	1	2	3	4	5	6
	$(\bar{1} \bar{1} 2)$ [111]	$(\bar{1} 1 2)$ [1 $\bar{1}$ 1]	$(21 \bar{1})$ [1 $\bar{1}$ 1]	$(2 \bar{1} 1)$ [11 $\bar{1}$]	(211) [1 $\bar{1}$ $\bar{1}$]	$(\bar{2} 11)$ [$\bar{1}$ $\bar{1}$ $\bar{1}$]
6. (101) $[\bar{1} \bar{1} \bar{1}]$	Φ	3; 0,01		3; 0,3		3; 21
7. $(10\bar{1})$ [111]		3; 0,5	3; 0,3		$\Phi; 3; 0,06$	
8. $(10\bar{1})$ [$\bar{1} 1 \bar{1}$]	Φ				$\Phi; 3; 1$	
9. (110) $[\bar{1} \bar{1} \bar{1}]$	Φ	3; 0,3		3; 141		
10. (110) [$\bar{1} 1 \bar{1}$]	$\Phi; 3; 0,06$			3; 0,01	Φ	
11. $(\bar{1} 10)$ [111]				3; 0,5	$\Phi; 3; 0,01$	
12. $(\bar{1} 10)$ [$\bar{1} \bar{1} 1$]	$\Phi; 3; 0,01$	3; 0,06			$\Phi; 3; 151$	
13. (123) [$\bar{1} \bar{1} 1$]	$\Phi; 3; 0,07$	3; 11			Φ	
14. $(\bar{1} \bar{2} 3)$ [111]		3; 71			Φ	
15. $(\bar{1} 23)$ [1 $\bar{1}$ 1]			3; 1	$\Phi; 3; 1$	3; 0,001	$\Phi; 3; 31$
16. $(1 \bar{2} 3)$ [$\bar{1} 11$]		$\Phi; 3; 0,001$	Φ	$\Phi; 3; 31$		$\Phi; 3; 1$
17. (312) $[\bar{1} \bar{1} \bar{1}]$	Φ	3; 1	3; 71	3; 11		3; 31
18. $(3 \bar{1} \bar{2})$ [111]	3; 0,001	3; 0,9	3; 11	3; 71	$\Phi; 3; 0,07$	
19. $(31 \bar{2})$ [1 $\bar{1}$ 1]	3; 51			$\Phi; 3; 0,001$		Φ
20. $(3 \bar{1} 2)$ [11 $\bar{1}$]		$\Phi; 3; 0,3$	$\Phi; 3; 0,001$			Φ
21. (231) [$\bar{1} 1 \bar{1}$]	$\Phi; 3; 0,1$			3; 1	$\Phi; 3; 21$	
22. $(\bar{2} 3 \bar{1})$ [111]				3; 0,9	$\Phi; 3; 1$	
23. $(\bar{2} 31)$ [11 $\bar{1}$]	3; 11	$\Phi; 3; 31$	Φ		3; 0,02	Φ
24. $(23 \bar{1})$ [$\bar{1} 11$]	3; 11	$\Phi; 3; 1$	Φ	$\Phi; 3; 0,3$		Φ
25. (112) [$\bar{1} \bar{1} 1$]	$\Phi; 3; 0,01$	3; 121			Φ	3; 0,01
26. $(\bar{1} \bar{1} 2)$ [111]			3; 141	3; 0,01	Φ	
27. $(\bar{1} 1 2)$ [1 $\bar{1}$ 1]	3; 121		3; 0,6	Φ		Φ
28. $(1 \bar{1} 2)$ [$\bar{1} 11$]		$\Phi; 3; 0,01$	Φ	Φ		Φ

29. (121) [111]	Φ; 3; 0,02				Φ	
30. (121) [111]		3; 0,01			Φ	
31. (121) [111]		Φ	Φ		3; 0,01	Φ
32. (121) [111]		Φ	Φ	Φ; 3; 0,2		Φ
33. (211) [111]	Φ			3; 121		3; 0,01
34. (211) [111]	3; 0,6		3; 121		Φ; 3; 0,01	
35. (211) [111]	3; 141			Φ; 3; 0,01	3; 121	Φ
36. (211) [111]		Φ; 3; 0,2	Φ; 3; 0,01			Φ; 3; 111

**11.6. Образование зоны рекомбинации при взаимодействии
полных и двойнивающих дислокаций**

Плоскости скольжения и двойникова- ния статиче- ского двойника	Атакующие (развивающиеся) двойники					
	Варианты пересечений					
	1	2	3	4	5	6
	(112) [111]	(112) [111]	(211) [111]	(211) [111]	(211) [111]	(211) [111]
1. (011) [111]	Φ; 3; 0,06	3; 0,3			Φ; 3; 0,9	
2. (011) [111]	Φ; 3; 1			3; 0,4	Φ; 3; 1	3; 0,06
3. (011) [111]			3; 1		Φ	
4. (011) [111]	Φ; 3; 0,001		3; 0,8	3; 0,06	3; 1	3; 0,4
5. (101) [111]	Φ; 3; 0,001	3; 141			Φ; 3; 0,001	3; 0,5
6. (101) [111]	Φ	3; 0,01		3; 0,3		3; 21
7. (101) [111]		3; 0,5	3; 0,3		Φ; 3; 0,06	
8. (101) [111]	Φ				Φ; 3; 1	
9. (110) [111]	Φ	3; 0,3		3; 141		
10. (110) [111]	Φ; 3; 0,06			3; 0,01	Φ	
11. (110) [111]				3; 0,5	Φ; 3; 0,01	
12. (110) [111]	Φ; 3; 0,01	3; 0,06			Φ; 3; 151	
13. (123) [111]	Φ; 3; 0,07	3; 11			Φ	
14. (123) [111]		3; 71			Φ	
15. (123) [111]			3; 1	Φ; 3; 1	3; 0,001	Φ; 3; 31

16.	$(1\bar{2}3)$ [$\bar{1}11$]		$\Phi; 3;$ 0,001	Φ	$\Phi; 3; 31$		$\Phi; 3; 1$
17.	(312) [$1\bar{1}\bar{1}$]	Φ	$3; 1$	$3; 71$	$3; 11$		$3; 31$
18.	$(3\bar{1}\bar{2})$ [111]	$3; 0,001$	$3; 0,9$	$3; 11$	$3; 71$	$\Phi; 3;$ 0,07	
19.	$(31\bar{2})$ [$1\bar{1}1$]	$3; 51$			$\Phi; 3;$ 0,001		Φ
20.	$(3\bar{1}2)$ [$11\bar{1}$]		$\Phi; 3; 0,3$	$\Phi; 3;$ 0,001			Φ
21.	(231) [$\bar{1}1\bar{1}$]	$\Phi; 3; 0,1$			$3; 1$	$\Phi; 3; 21$	
22.	$(\bar{2}3\bar{1})$ [111]				$3; 0,9$	$\Phi; 3; 1$	
23.	$(\bar{2}31)$ [$11\bar{1}$]	$3; 11$	$\Phi; 3; 31$	Φ		$3; 0,02$	Φ
24.	$(23\bar{1})$ [$\bar{1}11$]	$3; 11$	$\Phi; 3; 1$	Φ	$\Phi; 3; 0,3$		Φ
25.	(112) [$\bar{1}\bar{1}1$]	$\Phi; 3;$ 0,004					$3; 0,005$
26.	$(\bar{1}\bar{1}2)$ [111]				$3; 0,005$		
27.	$(\bar{1}12)$ [$1\bar{1}1$]	$3; 119$			Φ		Φ
28.	$(1\bar{1}2)$ [$\bar{1}11$]				Φ		Φ
29.	(121) [$\bar{1}1\bar{1}$]						

Продолжение табл. 11.6

Плоскости скольжения и двойникова- ния статиче- ского двойника	Атакующие (развивающиеся) двойники					
	Варианты пересечений					
	1	2	3	4	5	6
	$(\bar{1}\bar{1}2)$ [111]	$(\bar{1}12)$ [$1\bar{1}1$]	$(21\bar{1})$ [$1\bar{1}1$]	$(2\bar{1}1)$ [$11\bar{1}$]	(211) [$1\bar{1}\bar{1}$]	$(\bar{2}11)$ [$\bar{1}\bar{1}\bar{1}$]
30.	$(\bar{1}2\bar{1})$ [111]	$3; 0,005$				
31.	$(\bar{1}21)$ [111]	Φ	$\Phi; 3; 1$			
32.	$(12\bar{1})$ [$\bar{1}11$]	Φ	Φ	$\Phi; 3; 0,2$		
33.	(211) [$1\bar{1}\bar{1}$]					
34.	$(2\bar{1}\bar{1})$ [111]				$\Phi; 3;$ 0,004	
35.	$(21\bar{1})$ [$1\bar{1}1$]			$\Phi; 3;$ 0,004	$3; 119$	
36.	$(2\bar{1}1)$ [$11\bar{1}$]					

Обобщая полученные результаты и учитывая совокупное действие рассмотренных в табл. 11.7 параметров, можно отметить, что наиболее опасным с точки зрения зарождения микротрещины является пятый вариант пересечения двойников, а наименее опасным – четвертый.

11.7. Комплексная характеристика вариантов пересечения двойников для всех типов взаимодействующих дислокаций

Оцениваемый параметр	Варианты пересечений двойников					
	1	2	3	4	5	6
	$(\bar{1}\bar{1}2)$ [111]	$(\bar{1}12)$ [1 $\bar{1}$ 1]	$(21\bar{1})$ [1 $\bar{1}$ 1]	$(2\bar{1}1)$ [11 $\bar{1}$]	(211) [1 $\bar{1}$ $\bar{1}$]	$(\bar{2}11)$ [$\bar{1}$ $\bar{1}$ $\bar{1}$]
Суммарное число реакций типа $a\langle 001 \rangle$	33	34	20	38	33	19
Средние значения факторов Шмида	0,348	0,271	0,295	0,215	0,272	0,397
Фактор повторяемости вариантов пересечения	6	12	24	8	24	24
Сумма длин зон рекомбинации, мкм	649,244	637,972	434,812	638,58	713,15 2	280,95
Ранг варианта по степени "опасности"	5	2	3	6	1	4

Таким образом, рассмотрение пересечения двойников в ОЦК решетке позволило выявить шесть неэквивалентных вариантов пересечения и определить коэффициенты их повторяемости. Определены также системы вторичного двойникования и скольжения в сдвойникованном материале, в качестве критерия активности которых использованы значения факторов Шмида.

С учетом величин факторов Шмида проанализированы процессы микропластичности и разрушения в зонах пересечения двойников. Показано, что при взаимодействии двойникующих дислокаций с двойникующими, полных дислокаций с полными и двойникующих дислокаций с полными возможно образование раскалывающих сидячих дислокаций типа $a\langle 001 \rangle$, накопление и объединение которых способно привести к образованию зародыша трещины. Вероятность протекания дислокационных реакций определялась выполнением критерия Франка и возможности образования зон рекомбинации.

На основе дислокационного и кристаллографического анализов процессов микропластичности в зонах пересечения двойников определены наиболее и наименее опасные варианты пересечения двойников с точки зрения зарождения разрушения.

ГЛАВА 12

дислокационные механизмы Зарождения трещин в вершинах и на границах двойников в кристаллах с кубической решеткой

Среди множества предложенных механизмов зарождения микротрещин [3] наибольший интерес представляют механизмы, основанные на блокировке дефектами кристаллической решетки плоских дислокационных скоплений. Зарождение трещин в подобной ситуации наблюдалось в экспериментах [258] и происходит, как правило, при слиянии головных дислокаций скопления. При этом рассматриваются два подхода: силовой [132] и термоактивированный [1], а критические расстояния $d_{кр}$ между дислокациями, при которых возможно их объединение, составляют соответственно $d_{кр} = b$ и $d_{кр} = (5...7)b$ [259], где b – вектор Бюргерса дислокаций. В последнем случае слияние происходит за счет выброса

парного перегиба на второй дислокации скопления. Энергия активации зарождения микротрещины определяется энергией образования парного перегиба и для большинства металлов составляет 2...4 эВ [133]. Вероятность образования такой флуктуации мала, однако этот потенциальный барьер может быть существенно понижен работой локальных напряжений. Вместе с тем, было показано [134, 260], что учет реальной структуры скопления дислокаций, а также учет особенностей геометрического строения последних, например, расположение дислокаций в границах двойников [115], позволяет получить более реальные соотношения между величиной критических напряжений зарождения трещин и числом дислокаций в скоплениях.

С этой точки зрения особый интерес представляют двойники и двойниковые границы, в которых каждая из двойникующих дислокаций движется в своей плоскости скольжения. Дефекты такого рода моделируются обычно плоскими скоплениями дислокаций [127].

В связи с изложенным выше, представляется полезным применить подход, развитый в [115], для оценки условий зарождения микротрещин на границах и в вершинах двойников в металлах с ОЦК и ГЦК решетками, а также выявить основные факторы и условия, влияющие на процесс зарождения трещин.

12.1. ДИСЛОКАЦИОННЫЕ МОДЕЛИ ВЕРШИНЫ ДВОЙНИКА И ДВОЙНИКОВЫХ ГРАНИЦ

Известно [15, 16, 212], что плоскостью двойникования в ОЦК металлах является плоскость $\{112\}$, а направлением двойникующего сдвига – направление $\langle 111 \rangle$ (рис. 12.1, а). Геометрию процесса двойникования в ОЦК-решетке иллюстрирует схема на рис. 12.1, б. Плоскость рисунка совпадает с плоскостью $[\bar{1}\bar{1}0]$. Плоскости $\{112\}$ перпендикулярны плоскости чертежа, а межплоскостное расстояние между ними равно h . Величина вектора Бюргерса двойникующей дислокации $b = a\sqrt{3}/6$.

Двойникование в ГЦК металлах наблюдается вдоль плотноупакованных плоскостей $\{111\}$, которые представляют собой также плоскости скольжения во всех ГЦК металлах (рис. 12.2, а). Направление сдвига при двойниковании ГЦК металлов – направление $\langle 112 \rangle$. Элементы двойникования в ГЦК-решетке показаны на рис. 12.2, б. Плоскость рисунка совпадает с плоскостью $[\bar{1}\bar{1}0]$. Величина вектора Бюргерса двойникующей дислокации $b = a/\sqrt{6}$.

ГРАНИЦУ ДВОЙНИКА И ДВОЙНИК ПРЕДСТАВЛЯЛИ СТУПЕНЧАТЫМИ СКОПЛЕНИЯМИ ПРЯМОЛИНЕЙНЫХ ОТРЕЗКОВ КРАЕВЫХ ДВОЙНИКУЮЩИХ ДИСЛОКАЦИЙ (СМ. ГЛАВУ 3). КАЖДАЯ ИЗ ДИСЛОКАЦИЙ В ГРАНИЦЕ СМЕЩЕНА ОТНОСИТЕЛЬНО СОСЕДНЕЙ НА РАССТОЯНИЕ, РАВНОЕ МЕЖПЛОСКОСТНОМУ h . В СИММЕТРИЧНОМ ДВОЙНИКЕ (СД) ДИСЛОКАЦИИ РАСПОЛАГАЛИ В ГРАНИЦАХ СИММЕТРИЧНО ОТНОСИТЕЛЬНО ОСИ X , Т.Е. ЗНАЧЕНИЯ КООРДИНАТ X_i ДЛЯ i -Х ДИСЛОКАЦИЙ ВЕРХНЕЙ И НИЖНЕЙ ГРАНИЦ ДВОЙНИКА СОВПАДАЛИ, А КООРДИНАТЫ Y_i БЫЛИ РАВНЫМИ ПО АБСОЛЮТНОЙ ВЕЛИЧИНЕ, НО ПРОТИВОПОЛОЖНЫМИ ПО ЗНАКУ. ГОЛОВНАЯ ДИСЛОКАЦИЯ СЧИТАЛАСЬ "ЗАПЕРТОЙ" В ТОЧКЕ С КООРДИНАТАМИ $X = Y = 0$, А ОСТАЛЬНЫЕ ДИСЛОКАЦИИ СКОПЛЕНИЯ ПОДЖИМАЛИСЬ К НЕЙ ВНЕШНИМ НАПРЯЖЕНИЕМ τ .

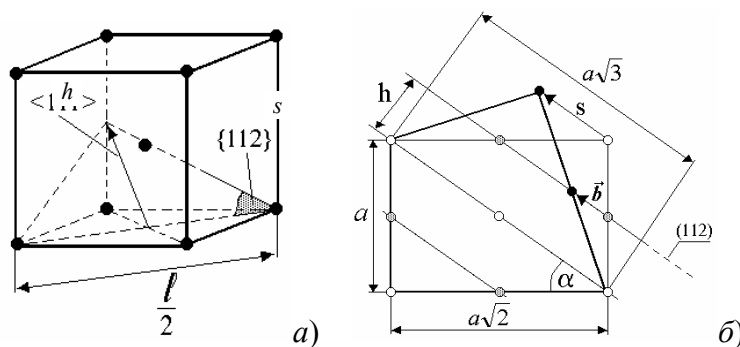


Рис. 12.1. Элементы двойникования в ОЦК решетке:

a – плоскость двойникования и направление сдвига (l – ширина перегиба);
 b – геометрия двойникования: a – параметр решетки; b – вектор Бюргерса

двойнивающей дислокации; h – межплоскостное расстояние;

S – относительный сдвиг при двойниковании

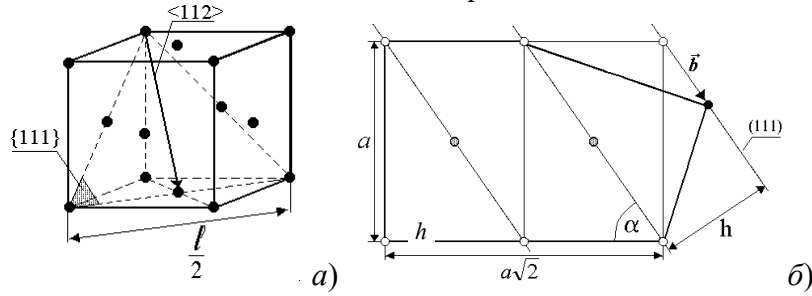


Рис. 12.2. Элементы двойникования в ГЦК решетке:

a – плоскость двойникования и направление сдвига;

b – геометрия двойникования. Обозначения те же, что и на рис. 12.1

Понятно, что в общем случае границы двойника не обязательно должны содержать одинаковое число дислокаций, т.е. они отличаются степенью некогерентности. Далее рассмотрен именно такой случай асимметричного двойника с различным числом дислокаций в его границах. Формально это означает, что каждую из границ следует рассматривать отдельно и для каждой из них записывать свои уравнения равновесия дислокаций.

Пусть границы содержит разное количество n_1 и n_2 дислокаций. Головная дислокация "заперта" в точке с координатами $x = y = 0$ и принадлежит одновременно верхней и нижней границам. Скопление дислокаций поджимается к головной внешними напряжениями τ . Для верхней границы с числом дислокаций n_1 уравнения равновесия будут иметь следующий вид

$$\sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{n_1} (x_i - x_j) \frac{(x_i - x_j)^2 - (y_i - y_j)^2}{[(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2]^2} + \sum_{j=2}^{n_2} (x_i - x_j) \frac{(x_i - x_j)^2 - (y_i + y_j)^2}{[(x_i - x_j)^2 + (y_i + y_j)^2]^2} - \frac{\tau}{Db} = 0, \quad i = 2, 3, \dots, n, \quad (12.1)$$

где x_i и y_i – координаты i -й дислокации. Здесь первое слагаемое описывает взаимодействие i -й дислокации с дислокациями верхней границы, второе – с дислокациями нижней границы.

Аналогично записываются уравнения для дислокаций в нижней границе:

$$\sum_{\substack{j=1, i \neq j}}^{n_2} (x_i - x_j) \frac{(x_i - x_j)^2 - (y_i - y_j)^2}{[(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2]^2} + \sum_{j=2}^{n_1} (x_i - x_j) \frac{(x_i - x_j)^2 - (y_i + y_j)^2}{[(x_i - x_j)^2 + (y_i + y_j)^2]^2} - \frac{\tau}{Db} = 0, \quad i = 2, 3, \dots, n. \quad (12.2)$$

Таким образом, мы получили систему нелинейных уравнений (12.1) и (12.2) с общим числом неизвестных $n_1 + n_2 - 1$.

Системы уравнений (12.1)–(12.2) решали численно методом последовательных приближений [130]. В последнем $(k + 1)$ -е приближение для координат дислокаций x^{k+1} находили в результате последовательного решения i -го уравнения системы для $i = 2, 3, \dots, n$ при фиксированных значениях остальных неизвестных. В качестве начального приближения x^0 использовали координаты дислокаций плоского скопления, поджимаемого приложенным напряжением к неподвижной дислокации в точке $x = y = 0$. Известно, что в этом случае положение дислокаций определяется нулями полинома Лагерра $L_{n-1}^1(2\pi x/A)$, где $A = Db$ (см. главу 3). Причем нет необходимости находить точные значения корней полинома L_{n-1}^1 , а можно воспользоваться их асимптотикой. В нашем случае использовалось следующее приближенное выражение для координат дислокаций

$$x_i \approx 2i^2 A / n\tau.$$

Процесс итерационного уточнения корней прекращался при выполнении условия $\max |x_i^{k+1} - x_i^k| \leq \varepsilon$, ($i = 2, 3, \dots, n$); ε – заданная точность. Величина ε выбиралась такой, чтобы в состоянии равновесия максимальная разность напряжений между соседними дислокациями скопления не превышала $10^{-5}\tau$.

Решение уравнений (12.1) – (12.2) дает равновесные координаты x_i дислокаций, зависящие от величины внешнего напряжения τ при $n = \text{const}$.

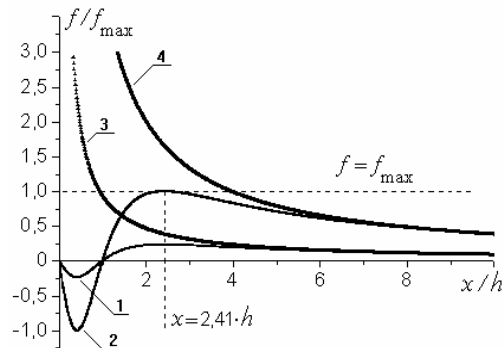
12.2. РАСЧЕТ КРИТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЗАРОЖДЕНИЯ ТРЕЩИНЫ В СТУПЕНЧАТЫХ СКОПЛЕНИЯХ ДВОЙНИКУЮЩИХ ДИСЛОКАЦИЙ

В расчетах использовали два критерия зарождения разрушения в вершинах заторможенных дислокационных скоплениях – силовой и термоактивированный механизмы слияния головных дислокаций.

С точки зрения зарождения микротрещины интерес представляет расстояние d между головными дислокациями, при слиянии которых и образуется зародыш трещины. В плоском скоплении слияние головных дислокаций происходит при их сближении до расстояния $d = b$ [132] – силовой критерий зарождения трещины.

В ступенчатом скоплении для слияния головных дислокаций достаточно сблизить их до расстояния $d = 2,41h$. При этом сила отталкивания второй дислокации со стороны первой достигает максимума (рис. 12.3). Дальнейшее их сближение до слияния будет происходить без увеличения внешней нагрузки. На этом же рисунке приведена сила взаимодействия головных дислокаций и для случая их движения в одной плоскости скольжения. Видно, что в этом случае сила отталкивания дислокаций монотонно возрастает, и для сближения дислокаций до их слияния при $d = b$ (условие Стрo) потребуются существенно большие напряжения, чем для дислокаций, движущихся в соседних плоскостях скольжения, как это имеет место в двойниковой границе или в двойнике. Таким образом, в качестве критического напряжения $\tau_{кр}$ зарождения трещины следует принять напряжение, необходимое для сближения головных дислокаций до расстояния $d = 2,41h$. Будем называть этот критерий также силовым.

При термоактивированном образовании микротрещины рассчитывается энергия активации ее зарождения. Последняя полностью определяется энергией образования парного перегиба на второй дислокации скопления. При этом предполагается не одновременное слияние головных дислокаций по всей длине, а первоначально лишь на коротком отрезке в результате выбрасывания второй дислокацией скопления парного перегиба за счет термических флуктуаций. Образовавшийся зародыш микротрещины длиной l расширяется затем по длине дислокации.



**Рис. 12.3. Взаимодействие дислокаций, движущихся
в параллельных плоскостях скольжения:**

1, 3 – Cu; 2, 4 – α -Fe; 1, 2 – дислокации в плоскостях, удаленных друг от друга на расстояние h ; 3, 4 – дислокации в одной плоскости. Одна из дислокаций неподвижна и располагается в точке с координатами (0; 0).

По оси абсцисс отложено относительное расстояние в единицах h ; по оси ординат – значение силы между взаимодействующими дислокациями, нормированное на максимальное значение f_{max} , соответствующее расстоянию между дислокациями $x = 2,41h$

В [1] было показано, что энергетический барьер зарождения трещины полностью определяется первой стадией процесса – образованием парного перегиба. Значение энергии образования парного перегиба составляет величину порядка энергии сублимации $2Db^3$ (или энергия образования вакансии), что для рассматриваемых в данной работе металлов не превышает 1 эВ. Это значение использовалось в качестве критического W_{cr} , определяющего расстояние между головными дислокациями, для которого энергия выбрасываемого парного перегиба может быть обеспечена тепловыми флуктуациями. Для определения критических значений внешних напряжений $\tau_{кр}$ рассчитывалась зависимость W от τ и находилось такое значение τ , при котором W совпадала с заданной величиной.

Энергия образования парного перегиба на дислокации, ближайшей к дислокации-стопору, может быть представлена в виде

$$W = W_1 + \Delta W - A, \quad (12.3)$$

где W_1 – энергия образования парного перегиба на одиночной дислокации; ΔW – изменение энергии краевого сегмента перегиба в результате взаимодействия с дислокациями границы (кроме второй); A – работа внешнего напряжения.

Выражение для энергии парного перегиба на одиночной дислокации имеет вид [189]

$$W_1 = \frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)} \left\{ [\sqrt{l^2 + a^2} - l - a + l \ln \frac{2l}{\sqrt{l^2 + a^2} + l}] - (1-\nu)[l - \sqrt{l^2 + a^2} + a \ln \frac{(\sqrt{l^2 + a^2} + a)e\rho}{al}] \right\}, \quad (12.4)$$

где l – ширина перегиба, a – глубина перегиба, e – основание натурального логарифма, $\rho = b/2\alpha$, $\alpha = 4$.

Для определения входящей в (12.3) величины W рассмотрим выражение для удельной энергии взаимодействия прямолинейных параллельных дислокаций [129]:

$$w_{ij} = -\frac{G(\bar{b}_i \bar{\xi})(\bar{b}_j \bar{\xi})}{2\pi} \ln \frac{R}{R_\alpha} - \frac{A}{b} [(\bar{b}_i \times \bar{\xi})(\bar{b}_j \times \bar{\xi})] \ln \frac{R}{R_\alpha} - \frac{A}{bR^2} [(\bar{b}_i \times \bar{\xi}) \bar{R}][(\bar{b}_j \times \bar{\xi}) \bar{R}], \quad (12.5)$$

где \bar{b}_i , \bar{b}_j – векторы Бюргерса i -й и j -й дислокаций; $\bar{\xi}$ – единичный вектор дислокационной линии; R – расстояние между дислокациями; R_α – величина, обеспечивающая безразмерность аргумента логарифмической функции.

В нашем случае $b_i = b_j = b$. Тогда $(\bar{b}_i \times \bar{\xi})(\bar{b}_j \times \bar{\xi}) = b^2$,

$$[(\bar{b}_i \times \bar{\xi}) \bar{R}][(\bar{b}_j \times \bar{\xi}) \bar{R}] = b^2(y_i - y_j)^2, \quad (12.6)$$

так что

$$w_{ij} = -Ab \left[\ln \frac{R}{R_\alpha} + \frac{1}{R^2} (y_i - y_j)^2 \right]. \quad (12.7)$$

Используя (12.7), получим ΔW для двойниковой границы:

$$\Delta W = lAb \sum_{j=1, j \neq 2}^n \left(\ln \frac{R_H}{R_K} + \frac{y^2}{R_H^2} - \frac{y^2}{R_K^2} \right), \quad (12.8)$$

где $y = (j-2)h$; $R_H^2 = (d - x_j)^2 + y^2$; $R_K^2 = (d - x_j - a)^2 + y^2$.

Для двойника выражение (12.8) следует дополнить суммой энергий взаимодействия краевого сегмента с дислокациями двойниковой границы в нижней полуплоскости:

$$\Delta W = lAb \sum_{j=2}^n \left(\ln \frac{R_H}{R_K} + \frac{y'^2}{R_H^2} - \frac{y'^2}{R_K^2} \right), \quad (12.9)$$

где $y' = jh$.

Входящая в (12.3) работа внешнего напряжения равна

$$A = abl\tau. \quad (12.10)$$

ЗНАЧЕНИЯ КРИТИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ ЗАРОЖДЕНИЯ МИКРОТРЕЩИНЫ ПРИ ТЕРМОАКТИВИРОВАННОМ ПОДХОДЕ ОЦЕНИВАЛИ СЛЕДУЮЩИМ ОБРАЗОМ. ВЫБИРАЛИ НАЧАЛЬНОЕ ЗНАЧЕНИЕ D , ПРИ КОТОРОМ ЭНЕРГИЯ ПАРНОГО ПЕРЕГИБА ($A = D - B$), ВЫБРАСЫВАЕМОГО ДО СЛИЯНИЯ С ГОЛОВНОЙ ДИСЛОКАЦИЕЙ, БЫЛА ЗАВЕДОМО БОЛЬШЕЙ КРИТИЧЕСКОЙ. ЗАТЕМ, УВЕЛИЧИВАЯ ВНЕШНЕЕ НАПРЯЖЕНИЕ, ОПРЕДЕЛЯЛИ РАССТОЯНИЕ D , ДЛЯ КОТОРОГО ЭНЕРГИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ПАРНОГО ПЕРЕГИБА СОВПАДАЛА С КРИТИЧЕСКИМ ЗНАЧЕНИЕМ.

12.2.1. Расчет критических параметров зарождения трещины для двойника с симметричным расположением дислокаций в границах

В табл. 12.1 и 12.2 приведены значения использованных в расчетах упругих констант материалов и геометрических величин, характеризующих параметры двойникования.

12.1. Параметры металлов с ОЦК решеткой

Металлы	Период решетки a , нм	Межплоскостное расстояние h , нм	Вектор Бюргерса b , нм	Ширина перегиба l , нм	Коэффициент Пуассона ν	Модуль сдвига G , ГПа
Ниобий	0,330	0,135	0,095	0,933	0,38	37,3
Ванадий	0,304	0,124	0,088	0,860	0,36	47,6
Вольфрам	0,317	0,129	0,092	0,896	0,25	51,0
Тантал	0,331	0,135	0,096	0,936	0,35	70,0
α -железо	0,287	0,117	0,083	0,812	0,28	84,7
Хром	0,288	0,118	0,083	0,814	0,30	90,0
Молибден	0,315	0,129	0,091	0,891	0,30	122,0

12.2. Параметры металлов с ГЦК решеткой

Металлы	Период решетки a , нм	Межплоскостное расстояние h , нм	Вектор Бюргерса b , нм	Ширина перегиба l , нм	Коэффициент Пуассона ν	Модуль сдвига G , ГПа
Свинец	0,495	0,286	0,202	0,700	0,44	5,7
Алюминий	0,405	0,234	0,165	0,573	0,34	27,2
Серебро	0,409	0,236	0,167	0,578	0,38	29,4
Медь	0,362	0,209	0,148	0,512	0,34	46,4
Никель	0,352	0,203	0,144	0,498	0,31	78,5
γ -железо	0,366	0,211	0,149	0,518	0,28	84,7

Типичные результаты двух вариантов расчета для Cu приведены на рис. 12.5. Видно, что расстояние между головными дислокациями монотонно уменьшается с ростом внешнего напряжения. Характер зависимости d от τ близок к гиперболическому, за исключением малой области $d < 4h$. Такое поведение кривой обусловлено, по-видимому, достаточно протяженным максимумом на кривой сил взаимодействия головных дислокаций (рис. 12.3).

Значение критических напряжений зависит от числа дислокаций n в границе (то же самое имеет место и для двойника). Если перестроить зависимость d от τ в относительных единицах $\tau n/D$, то полу-

ченные точки, соответствующие различным n (рис. 12.5), с хорошей точностью могут быть аппроксимированы единой кривой (рис. 12.6).

В относительных единицах исчезает так же различие аналогичных зависимостей от типа решетки. Последнее связано с тем, что в ОЦК и ГЦК решетках отношение модулей векторов Бюргерса и межплоскост-

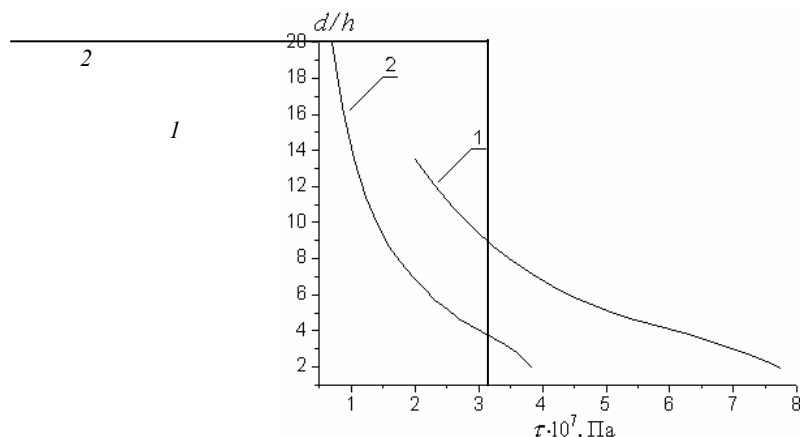


Рис. 12.5. Зависимость расстояния d между головными дислокациями в двойниковой границе от приложенного напряжения τ :
 $1 - n = 50$; $2 - n = 100$

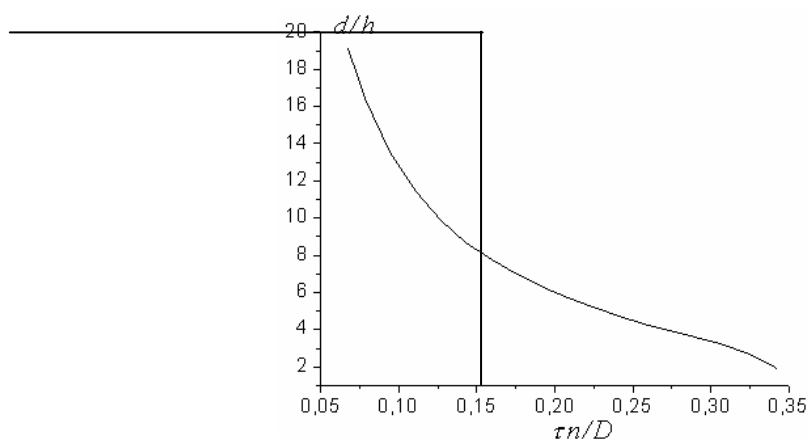


Рис. 12.6. Расстояние между головными дислокациями в зависимости от приложенного напряжения

ных расстояний h одинаково. Действительно, модули векторов Бюргерса в данных решетках равны соответственно $a\sqrt{3}/6$ и $a/\sqrt{6}$, а межплоскостные расстояния – $a/\sqrt{6}$ и $a/\sqrt{3}$.

Поэтому для каждого типа дислокационного скопления результаты могут быть представлены одной зависимостью как для различных материалов, так и для различных решеток. На рис. 12.7 представлены данные для двойника, двойниковой границы и плоского скопления. Наименьшие критические напряжения зарождения $\tau_{кр}$ соответствуют двойнику. Для плоского скопления критические значения в ~ 5 раз выше, чем при ступенчатом расположении дислокаций в соседних плоскостях скольжения.

Приведенные на рис. 12.7 зависимости достаточно хорошо (за исключением малой области, близкой к $\tau_{кр}$) аппроксимируются выражением

$$\frac{d}{h} = \frac{p}{\left(\frac{n\tau}{D}\right)^q}, \quad (12.11)$$

где p и q – константы. Они равны для двойника $p = 0,286$, $q = 1,846$, и $p = 0,5$, $q = 1,53$ для границы двойника. Полагая в (12.11) $d = 2,41h$, получаем условие зарождения микротрещины по силовому критерию в виде

$$n\tau = D(p/2,41)^{1/q}.$$

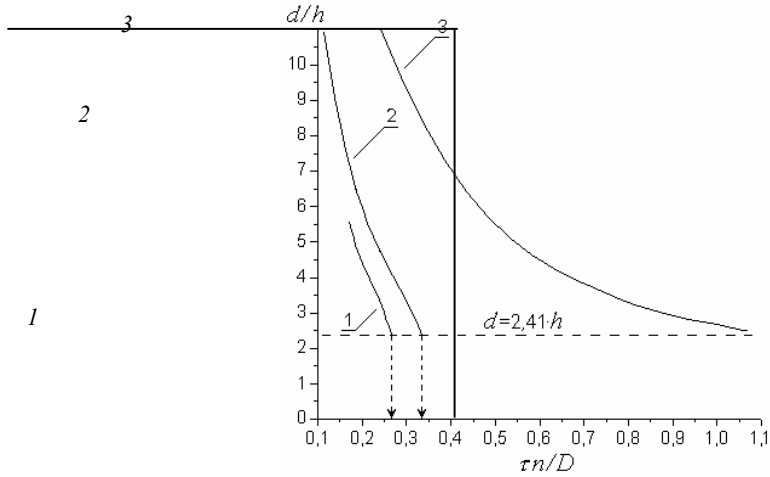


Рис. 12.7. Изменение расстояния между головными дислокациями в зависимости от приложенного напряжения и определение критических напряжений зарождения микротрещины:

1 – двойник; *2* – граница двойника; *3* – плоское скопление

Критические напряжения зарождения трещин при термоактивированном подходе определяли по пересечению зависимостей $W = W(\tau)$ с прямой $W_{cr} = 1$ эВ. При этом получали определенное значение τ и соответствующее ему отношение $(d/h)_{W=W_{cr}}$. Подставляя последнее в (12.11) получаем условие зарождения микротрещины по термоактивированному критерию в виде

$$n\tau = D(p/(d/h)_{W=W_{cr}})^{1/q}.$$

В предварительных расчетах выбиралась ширина двойного перегиба l . В [259] она принималась равной $2b$. Но в нашем случае $2b$ не кратно вектору трансляции вдоль линии дислокации. А именно ему, очевидно, и должна быть пропорциональна ширина перегиба l . На рис. 12.8 показано изменение энергии парного перегиба в зависимости от его ширины. В области приведенных значений l энергия перегиба меняется не более чем на 20%. Поэтому в дальнейших расчетах l было выбрано одинаковым для обоих типов решеток и равным двум периодам трансляции в направлении $\langle 110 \rangle$, совпадающем с линией дислокации.

Найденные таким образом значения критических напряжений для рассмотренных в работе материалов приведены на рис. 12.9 и 12.10. Из рис. 12.9 видно, что критические напряжения зарождения микротрещин, определенные по силовому критерию, для всех материалов остаются выше напряжений τ_{cr}^{th} , соответствующих термоактивированному механизму. Причем критические напряжения, определяемые по силовому критерию, для всех материалов остаются выше напряжений, получающихся при термоактивированном подходе. Для некоторых материалов (Ni, γ -Fe) данные, полученные с помощью обоих подходов,

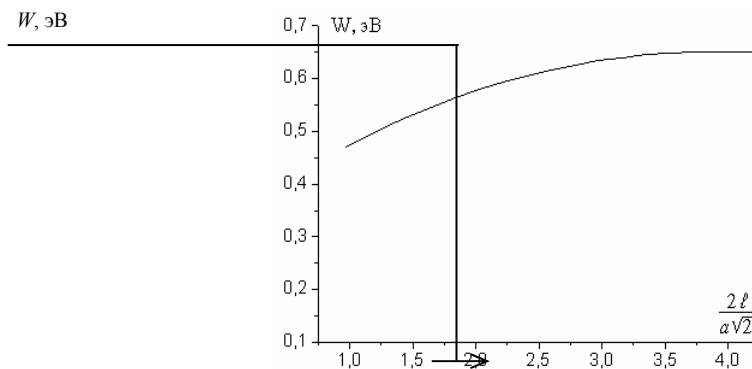


Рис. 12.8. Зависимость энергии перегиба W от его ширины l (a – параметр решетки)

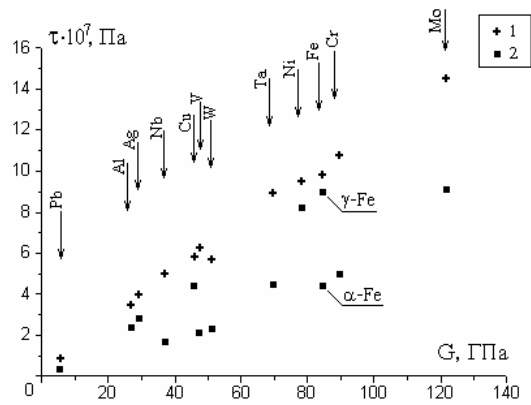


Рис. 12.9. Зависимость критических напряжений от модуля сдвига:
 1 – термоактивное зарождение; 2 – силовое зарождение

практически совпадают, т.е. энергия зарождения микротрещины достаточно велика и приближается к 1 эВ при d , близком к $2,41h$. Во всех рассмотренных ОЦК металлах более вероятно зарождение трещин по термоактивированному механизму. При этом значения критических напряжений могут быть в ~ 3 раза меньше, чем при силовом зарождении микротрещин (например, в ниобии и ванадии).

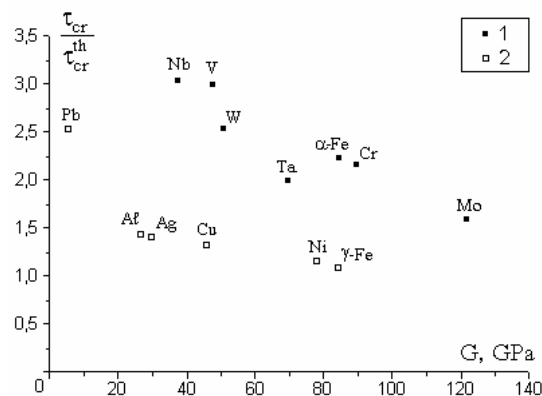


РИС. 12.10. СРАВНЕНИЕ КРИТИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ ЗАРОЖДЕНИЯ МИКРОТРЕЩИНЫ В РАЗЛИЧНЫХ МЕТАЛЛАХ:

1 – ОЦК РЕШЕТКА; 2 – ГЦК РЕШЕТКА

12.2.2. Влияние структуры границ двойника на зарождение трещин в его вершине

В описываемых ниже расчетах анализировались: двойник с равным числом дислокаций в границах – "симметричный" двойник (СД); двойник с различным числом дислокаций в границах – "асимметричный" двойник (АД); и одиночная граница двойника (ГД). Рассматривались дефекты с различным суммарным числом дислокаций, а также различным соотношением чисел дислокаций n_1 и n_2 в верхней и нижней границах АД.

В АД ПРИ $N_1 = N_2$ ДИСЛОКАЦИИ РАСПОЛАГАЮТСЯ СИММЕТРИЧНО, КАК И В СД С $N = N_1 = N_2$. ЭТОТ РЕЗУЛЬТАТ ПОНЯТЕН И ЯВЛЯЕТСЯ СЛЕДСТВИЕМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДИСЛОКАЦИЙ, ДВИЖУЩИХСЯ В ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ПЛОСКОСТЯХ СКОЛЬЖЕНИЯ. ЕСЛИ СЧИТАТЬ ОДНУ ИЗ ДИСЛОКАЦИЙ НЕПОДВИЖНОЙ, ТО РАВНОВЕСНОМУ СОСТОЯНИЮ ДРУГОЙ ДИСЛОКАЦИИ БУДУТ ОТВЕЧАТЬ ДВА ПОЛОЖЕНИЯ – $X = H$ И $X = 0$, В КОТОРЫХ СИЛА ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ РАВНА НУЛЮ, НО УСТОЙЧИВЫМ БУДЕТ ТОЛЬКО ОДНО ИЗ НИХ – $X = 0$. ПРИ ОТКЛОНЕНИИ ОТ НЕГО НА ДВИЖУЩУЮСЯ ДИСЛОКАЦИЮ БУДЕТ ДЕЙСТВОВАТЬ СИЛА, ВОЗВРАЩАЮЩАЯ ЕЕ К ПОЛОЖЕНИЮ РАВНОВЕСИЯ.

При нарушении равенства числа дислокаций в границах симметричного двойника, т.е. при трансформации его в АД, расположение дислокаций существенно изменяется (рис. 12.11 и 12.12). Впрочем, и в этом случае встречается попарное выстраивание дислокаций в границах АД, но число таких пар не превышает единиц процентов. В облас-

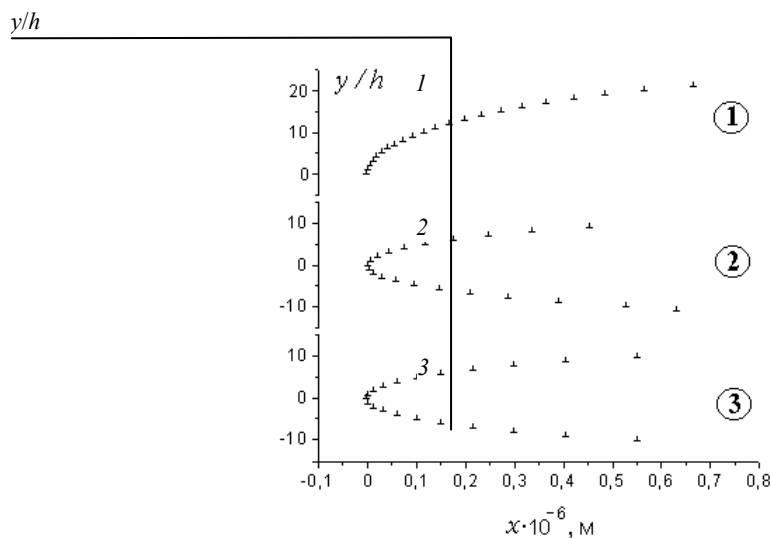


Рис. 12.11. Равновесные конфигурации скоплений двойниующих дислокаций:
1 – ГД; 2 – АД; 3 – СД

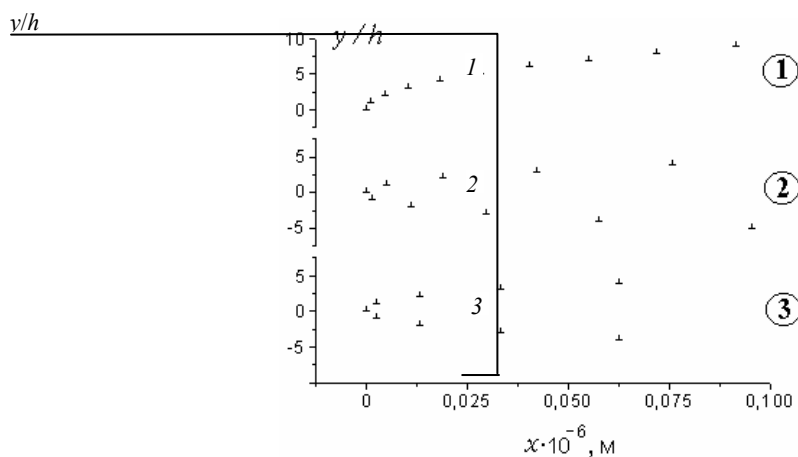


Рис. 12.12. То же, что и рис. 12.11, но с большим разрешением:
1 – ГД; 2 – АД; 3 – СД

ти, примыкающей к вершине АД, в сторону запертой дислокации сильнее смещается вторая дислокация границы с большим числом дислокаций. Причем различие в величине d обеих границ может отличаться в несколько раз при небольшой разнице n_1 и n_2 . Например, для $n_1 = 10$ и $n_2 = 12$ отношение $d_1/d_2 \approx 4$. Помимо этого, наименьшее из d_1 и d_2 оказывается гораздо меньше, чем величина d для СД. Это хорошо видно на рис. 12.12, где приведено расположение дислокаций непосредственно в вершинах дефектов. Если учесть, что именно величина d определяет напряжения зарождения трещин, следует ожидать изменения условий зарождения трещины в вершине АД.

В расположении дислокаций у вершины двойника обращает на себя внимание тот факт, что координаты дислокаций в границах АД имеют близкие значения с координатами дислокаций в одиночной границе с суммарным числом дислокаций $n = n_1 + n_2$ (рис. 12.12). Этот результат становится понятным, если вернуться к выражению для напряжений, действующих со стороны j -й дислокации на i -ю

$$\tau_{ij} = \frac{Gb}{2\pi(1-\nu)} \frac{(x_i - x_j)[(x_i^2 - x_j^2) - (y_i^2 - y_j^2)]}{[(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2]^{3/2}}. \quad (12.12)$$

Для соседних дислокаций $y_i - y_j = h$, а $x_i - x_j$ сравним с h только для дислокаций, примыкающих к голове скопления (при слиянии $x_2 - x_1 = 2,41h$). Для остальных дислокаций с большими номерами

$x_i - x_j \gg h$. Например, для $n > 10$ $\Delta x/h > 10$, т.е. в этом случае соседние дислокации, и тем более дислокации с большей разницей индексов, взаимодействуют так, как будто они расположены в одной плоскости.

Действительно в (12.12) в этом случае можно с хорошей точностью пренебречь слагаемыми $(y_i - y_j)^2$, т.е. хвостовую часть дефектов можно заменить плоским скоплением, а форма вершины дефекта и условия слияния дислокаций будут определяться особенностью взаимодействия небольшого числа головных дислокаций, для которых $\Delta y = |y_i - y_j|$ сравнимо с $\Delta x = |x_i - x_j|$.

На рис. 12.13 приведены результаты, показывающие зависимость d от внешнего напряжения τ для трех типов дислокационных скоплений – ГД, СД и АД. Видно, что зависимости для ГД и АД расположены достаточно близко. Это является следствием отмеченного выше хорошего совпадения равновесных положений дислокаций в границах ГД и АД, т.е. ГД можно рассматривать как предельный случай АД, у которого $n_1 \gg n_2$ (или $n_2 \gg n_1$).

Сравнивая значения τ для АД и СД (с равным суммарным числом дислокаций в их границах) при $d = 2,41h$ получаем, что зарождение микротрещин по силовому механизму в АД будет иметь место при значительно меньших напряжениях (примерно в 1,7 раза).

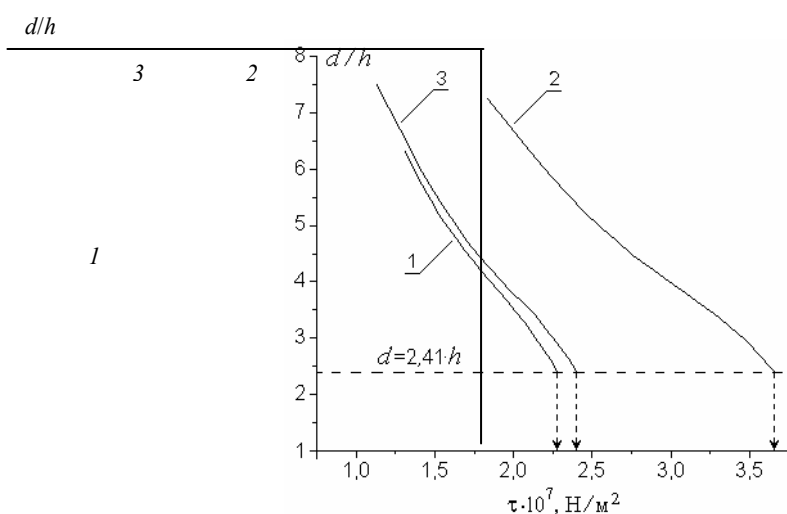
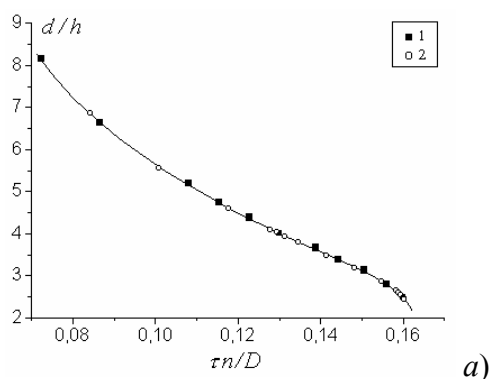


РИС. 12.13. ЗАВИСИМОСТЬ РАССТОЯНИЯ МЕЖДУ ГОЛОВНЫМИ ДИСЛОКАЦИЯМИ ОТ ПРИЛОЖЕННОГО НАПРЯЖЕНИЯ:

1 – ГД; 2 – СД; 3 – АД

Выяснялось, зависят ли полученные результаты от числа дислокаций в рассматриваемых дефектах. Если перестроить зависимость d от τ (или W от τ) в относительных единицах $\tau n/D$, то полученные точки, соответствующие различным n для одного и того же вида дислокационного скопления с хорошей точностью могут быть аппроксимированы единой кривой. В качестве примера на рис. 12.14, а–б приведены графики таких зависимостей для АД. Таким образом, результаты, приведенные на рис. 12.13, могут быть обобщены на случай других n простой перенормировкой критических напряжений.



а)

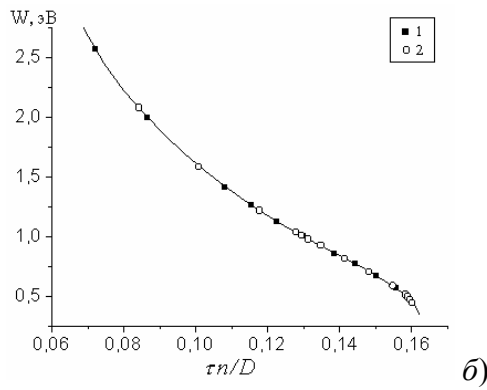


Рис. 12.14. Зависимость относительного расстояния (а) между головными дислокациями и энергии образования парного перегиба (б) от приложенного напряжения для АД:
 1 – ■ $n_1 = 10, n_2 = 12$; 2 – ○ $n_1 = 20, n_2 = 30$

Приведенные на рис. 12.14, а-б зависимости хорошо аппроксимируются выражением

$$\frac{d}{h} = \frac{p}{\left(\frac{n\tau}{D}\right)^q}, \quad (12.13)$$

где p и q – константы. Для АД их числовые значения составляют: $p = 0,170, q = 1,517$ – по силовому критерию; $p = 0,009, q = 2,229$ – по термоактивированному.

Полагая в (12.13) $d = 2,41h$, получаем условие зарождения микротрещины для АД по силовому критерию в виде

$$n\tau = 0,174 D.$$

Критические напряжения зарождения трещин при термоактивированном подходе определяли, как и прежде, по пересечению зависимости $W = W(\tau n/D)$ с прямой $W_{cr} = 1$ эВ. При этом получали определенное значение величины $\tau n/D$ и соответствующее ему отношение $(d/h)_{W=W_{cr}}$. Подставляя последнее в (12.11), получаем условие зарождения микротрещины для АД по термоактивированному критерию в виде

$$n\tau = 0,125 D.$$

Результаты расчета энергии активации зарождения трещины приведены на рис. 12.15. Сравнивая данные с результатами на рис. 12.13 отмечаем, что термоактивированному зарождению соответствуют

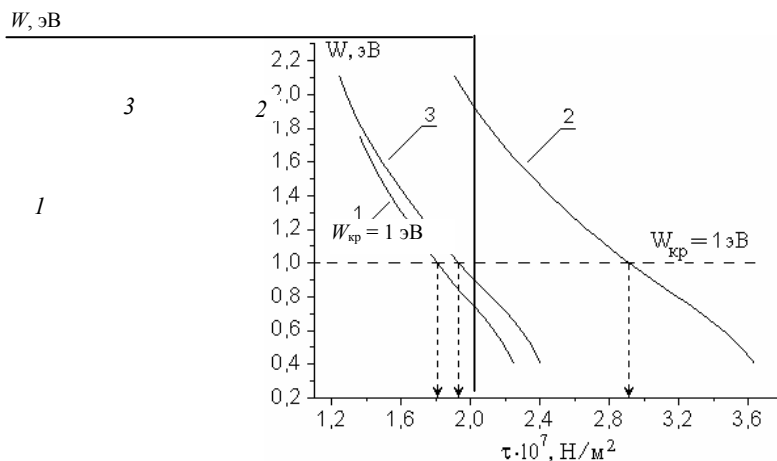


Рис. 12.15. Зависимость энергии перегиба W от внешнего напряжения τ :

1 – ГД; 2 – СД; 3 – АД

меньшие значения критических напряжений, но это различие не велико (~25 %). Сами значения энергии парного перегиба при выполнении силового критерия $d = 2,41h$ равны ~0,5 эВ [261 – 266].

Таким образом, предложена модель, учитывающая реальное распределение дислокаций в границах двойников и приводящая к менее "жестким" условиям зарождения микротрещин. Из рассмотренных

моделей наименьшие критические параметры (критическое расстояние, критическое напряжение зарождения микротрещины) имеет двойник с асимметричным расположением дислокаций в его границах.

Сформулированы аналитические выражения условия зарождения трещины в вершинах и на границах двойников. Определены критические расстояния и соответствующие им критические напряжения зарождения микротрещины при использовании силового и термоактивированного подходов. Для всех рассмотренных случаев термоактивированному критерию соответствуют меньшие по величине критические напряжения.

Определены критические расстояния и соответствующие им критические напряжения зарождения трещины в вершинах и на границах двойников в ряде металлов с ОЦК и ГЦК решетками в предположении отсутствия скольжения. Показано, что для всех рассмотренных металлов зарождение разрушения также предпочтительнее при термоактивированном слиянии головных дислокаций (энергия активации 1 эВ).

Роль термических флуктуаций наиболее заметна в металлах с малыми значениями модуля сдвига, для которых критическое расстояние между головными дислокациями может составлять величину $\approx 7b$ и более. С повышением значения модуля сдвига для всех рассмотренных металлов отмечается сближение критических расстояний между головными дислокациями, определяемых по обоим механизмам.

ГЛАВА 13

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОЛЯ СКОПЛЕНИЙ ЗАРЯЖЕННЫХ ДИСЛОКАЦИЙ

Интерес к дислокационным скоплениям в значительной мере обусловлен тем, что они относятся к интенсивным концентраторам упругих напряжений, определяющих во многом эволюцию дефектной структуры кристалла. Начиная с основополагающей работы Эшелби, Франка и Набарро [131], задача отыскания распределения напряжений в вершине скопления рассматривалась многими авторами [267 – 272]. При этом используются два способа описания дислокационных скоплений: дискретный и континуальный.

В первом [131, 273 – 275] дислокации рассматриваются как набор линейных источников внутренних напряжений. Задача о распределении дислокаций в скоплении сводится к решению нелинейной системы алгебраических уравнений равновесия относительно координат дислокаций x_i . С помощью подхода аналитически можно рассмотреть лишь ограниченный круг задач для сравнительно простых законов изменения внешнего напряжения (однородное, линейно меняющееся, описываемое полиномиальной функцией) и условий закрепления головных дислокаций. Большая часть результатов, относящаяся к более геометрически сложным дислокационным конфигурациям и неоднородным полям внешних напряжений [276, 277], получена этим методом с помощью численных расчетов.

В континуальном представлении [268, 278] распределение дислокаций описывается с помощью функции $\rho(x)$, имеющей смысл плотности вектора Бюргерса. Условие равновесия дислокаций в этом случае сводится к сингулярному интегральному уравнению с ядром типа Коши для функции $\rho(x)$. Методы решения таких уравнений хорошо развиты [279], поэтому задача о равновесном распределении дислокаций в скоплении может быть решена для широкого класса функций $\tau(x)$, описывающих зависимость внешнего касательного напряжения в плоскости скопления от координаты дислокаций.

Основное преимущество дискретного представления заключается в его адекватности реальному процессу пластической деформации, поскольку радиус ядра дислокации (порядка вектора Бюргерса b) обычно меньше расстояний между ними. Однако решения, получаемые с его помощью, не обладают общностью, характерной для континуального описания дислокационных скоплений. Последний, в свою очередь, плохо описывает напряжения на расстояниях, сравнимых с расстояниями между дислокациями, и не позволяет рассматривать дислокационные перестройки.

При движении скопления характеризующие его величины $x_i(t)$ или $\rho(x,t)$, являются функциями времени. Уравнения кинетики дислокационных скоплений анализировались А.М. Косевичем [127] и Розенфельдом [280] в рамках континуального описания скоплений. Хидом [281], было показано, что уравнения движения, описывающие скопления с фиксированным числом дислокаций, в ряде случаев имеют автомодельное решение. Для скопления, описываемого с помощью дискретных дислокаций, динамические задачи рассматривались Б.Я. Любовым [282], В.А. Соловьевым [283 – 285] и Хидом [286]. Ряд практически важных задач кинетики дислокационных скоплений был решен численными методами [287 – 293].

В НАСТОЯЩЕЙ ГЛАВЕ МЫ РАССМОТРИМ СТАТИЧЕСКИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОЛЯ, СОЗДАВАЕМЫЕ НЕКОТОРЫМИ ПРОСТЕЙШИМИ ТИПАМИ СКОПЛЕНИЙ ЗАРЯЖЕННЫХ ДИСЛОКАЦИЙ (ЗАТОРМОЖЕННОЕ СКОПЛЕНИЕ; СКОПЛЕНИЕ, ЗАБЛОКИРОВАННОЕ С ОБЕИХ СТОРОН; СКОПЛЕНИЕ В КВАДРАТИЧНОЙ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЯМЕ) [294, 295] И НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ПЕРЕСТРОЙКЕ ДИСЛОКАЦИОННЫХ СКОПЛЕНИЙ ("РАЗБЕГАНИЕ" ДИСЛОКАЦИОННОГО СКОПЛЕНИЯ; ПРОРЫВ ЧЕРЕЗ БАРЬЕР СКОПЛЕНИЯ, ФОРМИРУЕМОГО ИСТОЧНИКОМ ДИСЛОКАЦИЙ) [296].

13.1. МОДЕЛЬНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ И МЕТОД РАСЧЕТА

Не детализируя природы дислокационных зарядов, будем считать дислокацию равномерно заряженной с линейной плотностью заряда λ . Последнюю можно выразить через число f элементарных зарядов e , приходящихся на вектор Бюргерса решетки $\lambda = ef/b$. Очевидно, что предположение о равномерном распределении электрического заряда вдоль линии дислокации будет достаточно хорошим приближением и для дискретного распределения носителей заряда на дислокации, если расстояние между точечными зарядами будет меньше среднего расстояния между дислокациями. Помимо этого, мы будем рассматривать дислокации, заряд которых не компенсируется слоем Дебая-Хюккеля противоположно заряженных носителей, или, что то же самое, радиус экранирования электрического поля которых больше расстояния между ними. Введем, следуя [297], функцию

$$E(z) = E_x(z) + iE_y(z), \quad (13.1)$$

действительные и мнимые части которой представляют собой компоненты напряженности электрического поля в декартовой системе координат с центром на линии дислокации, а $z = x + iy$ – точка комплексной плоскости. Тогда заряженное поле краевой дислокации будет определяться выражением

$$\bar{E}(z) = \frac{2\lambda}{\varepsilon} \frac{1}{z}, \quad (13.2)$$

где слева стоит функция, комплексно сопряженная с (13.1); ε – диэлектрическая постоянная. Соответственно компоненты напряженности поля будут равны:

$$\begin{aligned} E(r, \theta) &= \frac{2\lambda}{\varepsilon} \frac{\cos\theta}{r}; \\ E(r, \theta) &= \frac{2\lambda}{\varepsilon} \frac{\sin\theta}{r}, \end{aligned} \quad (13.3)$$

где r и θ – полярные координаты точки наблюдения.

Угловые зависимости напряженности электрического поля одиночной дислокации иллюстрируют кривые рис. 13.1. Линии равных напряженностей $E_x = \text{const}$ и $E_y = \text{const}$ представляют собой однолепестковые розетки в форме окружности, симметричные относительно плоскостей $\theta = 0$ и $\theta = 90^\circ$. Модуль напряженности электрического поля не зависит от угла и является функцией только расстояния.

При определении электрического поля дислокационного скопления в отдельности рассмотрим случаи дискретного и континуального представления скоплений.

Если скопление представляется дискретным набором заряженных дислокаций, то нахождение электрического поля скопления сводится к вычислению конечных сумм

$$\bar{E}(z) = \frac{2\lambda}{\varepsilon} \sum_{i=1}^n \frac{1}{z - x_i}, \quad (13.4)$$

где x_i – координаты дислокаций скоплений; n – число дислокаций в скоплении.

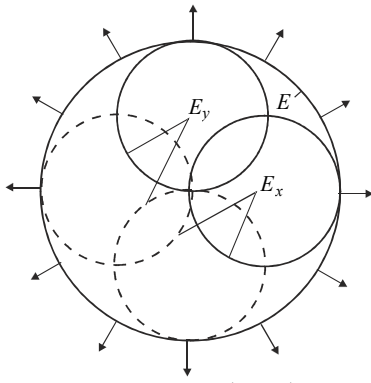


Рис. 13.1. Линии равных напряженностей электрического поля одиночной заряженной дислокации.

Штриховые линии соответствуют отрицательным значениям напряженности

Сумма в (13.4) может быть вычислена в замкнутой форме, если определен полином

$$P(z) = \prod_{i=1}^n (z - x_i), \quad (13.5)$$

корни которого совпадают с положениями дислокаций в скоплении. Тогда

$$\sum_{i=1}^n \frac{1}{z - x_i} = \frac{P'(z)}{P(z)}, \quad (13.6)$$

т.е. суммирование в (13.4) может быть заменено вычислением логарифмической производной полинома $P(z)$. Выражение (13.4) для комплексной функции напряженности поля можно поэтому переписать в следующем виде

$$\bar{E}(z) = \frac{2\lambda}{\varepsilon} \frac{P'(z)}{P(z)}, \quad (13.7)$$

а компоненты напряженности поля могут быть определены разделением вещественной и мнимой частей (13.7):

$$\begin{aligned} E_x(z) &= \frac{2\lambda}{\varepsilon} \operatorname{Re} \frac{P'(z)}{P(z)}, \\ E_y(z) &= -\frac{2\lambda}{\varepsilon} \operatorname{Im} \frac{P'(z)}{P(z)}. \end{aligned} \quad (13.8)$$

Способ построения полиномов $P(z)$ был предложен Эшелби, Франком и Набарро [131] и заключается в замене системы уравнений равновесия дислокаций в скоплении дифференциальным уравнением второго порядка с переменными коэффициентами.

Рассмотрим совокупность некоторого числа заряженных краевых дислокаций, расположенных параллельно одна другой в одной и той же плоскости скольжения и получим уравнения, определяющие их равновесное распределение. Пусть линии дислокаций параллельны оси Oz , плоскостью скольжения является плоскость xOz , а векторы Бюргерса дислокаций направлены вдоль оси Ox . Упругое взаимодействие дислокаций определяется сдвиговыми компонентами их тензоров напряжений τ_{xy} . На единицу длины i -ой дислокации действует со стороны j -ой дислокации сила

$$F_{i,j}^{\text{упр}} = b\tau_{xy} = \frac{Ab}{x_i - x_j}, \quad (13.9)$$

где $A = Gb/2\pi(1-\nu)$; G – модуль сдвига; ν – коэффициент Пуассона.

Кулоновская сила, действующая между дислокациями с теми же номерами, равна

$$F_{i,j}^{\text{эл}} = \lambda E_x = \frac{2\lambda^2}{\varepsilon} \frac{1}{x_i - x_j}. \quad (13.10)$$

Принимая во внимание силы взаимодействия дислокаций (13.9) и (13.10), а также выражение для силы $b\tau$, действующей на дислокацию со стороны внешних напряжений, запишем условия равновесия в виде

$$\left(A + \frac{2\lambda^2}{\varepsilon b} \right) \sum_{j=1, j \neq i}^n \frac{1}{x_i - x_j} + \tau(x_i) = 0, \quad i = 1, 2, \dots, n. \quad (13.11)$$

В силу одинаковой зависимости упругих напряжений и напряженности электрического поля от расстояния (r^{-1} , см. (13.9) и (13.10)) уравнения равновесия заряженных дислокаций для плоского скопления отличаются от аналогичных уравнений для нейтральных дислокаций только постоянным множителем. Поэтому все рассуждения и результаты, имеющие место при анализе скоплений нейтральных дислокаций, могут быть распространены на случай заряженных дислокаций заменой постоянной A на

$$A^* = A + 2\lambda^2/\varepsilon b = A(1+k).$$

При континуальном представлении скопления

$$\bar{E}(z) = \frac{2\lambda}{\varepsilon} \int_{l_1}^{l_2} \frac{\rho(u) du}{z-u},$$

где l_1 и l_2 – границы скопления, а ρ определяется из уравнения

$$\int_{l_1}^{l_2} \frac{\rho(u) du}{x-u} = \frac{\tau(x)}{A^*},$$

являющегося интегральным аналогом уравнения (13.11).

13.2. ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ЗАТОРМОЖЕННОГО СКОПЛЕНИЯ

Пусть первая дислокация-стопор расположена в начале координат $x = 0$, а $n - 1$ подвижная дислокация на положительной полуоси Ox поджимается к ней внешним напряжением τ . Уравнения равновесия подвижных дислокаций записываются в следующем виде

$$\sum_{j=2, j \neq i}^n \frac{1}{x_i - x_j} + \frac{1}{x_i} - \frac{1}{2} = 0, \quad i = 2, 3, \dots, n, \quad (13.12)$$

где за единицу длины принято $A^*/2\tau$. Положения дислокаций совпадают с нулями многочлена Лагерра $L_{n-1}^1(x)$ [131, 298]. Для напряженности электрического поля, в соответствии с (13.7), получаем

$$\bar{E}(z) = E_0 \left\{ \frac{1}{z} + \frac{L_{n-1}^1(z)}{L_{n-1}^1(z)} \right\}, \quad (13.13)$$

где $E_0 = 4\lambda\tau/\varepsilon A^*$.

Используя известное соотношение [298]

$$\frac{d}{dz} L_n^m(z) = -L_{n-1}^{m+1}(z),$$

преобразуем (13.13) к виду

$$\bar{E}(z) = E_0 \left\{ \frac{1}{2} - \frac{L_{n-2}^2(z)}{L_{n-1}^1(z)} \right\}. \quad (13.14)$$

Соотношение (13.14) позволяет получить удобные расчетные выражения в некоторых представляющих интерес предельных случаях с помощью асимптотики полиномов Лагерра. Для больших n , в частности, имеет место формула Перрона [298]:

$$L_n^m(z) = \frac{1}{2\pi} e^{z/2} (-z)^{-m/2-1/4} \exp[2(-nz)^{1/2}], \quad (13.15)$$

справедливая в комплексной плоскости с размером вдоль положительной действительной оси. Подстановка (13.15) и (13.14) дает

$$\bar{E}(z) = E_0 \left\{ \frac{1}{z} - \left(-\frac{n-1}{z} \right)^{1/2} \right\}. \quad (13.16)$$

Извлекая в (13.16) квадратный корень, получим

$$\bar{E}(z) = E_0 \left\{ \frac{1}{z} + \left(\frac{n-1}{z} \right)^{1/2} i e^{i\theta/2} \right\}, \quad (13.17)$$

где θ меняется от 0 до 2π .

Компоненты напряженности электрического поля будут равны

$$\begin{aligned}
E_x(r, \theta) &= E_0 \left(\frac{\cos \theta}{r} - \sqrt{\frac{n-1}{r}} \sin \frac{\theta}{2} \right), \\
E_y(r, \theta) &= E_0 \left(\frac{\sin \theta}{r} + \sqrt{\frac{n-1}{r}} \cos \frac{\theta}{2} \right).
\end{aligned} \tag{13.18}$$

Или возвращаясь к прежним единицам длины и учитывая, что $n - 1 \approx n$,

$$\begin{aligned}
E_x(r, \theta) &= \frac{2\lambda}{\varepsilon} \left\{ \frac{\cos \theta}{r} - \frac{\tau}{A^*} \left(\frac{L}{r} \right)^{1/2} \sin \frac{\theta}{2} \right\}, \\
E_y(r, \theta) &= \frac{2\lambda}{\varepsilon} \left\{ \frac{\cos \theta}{r} - \frac{\tau}{A^*} \left(\frac{L}{r} \right)^{1/2} \cos \frac{\theta}{2} \right\},
\end{aligned} \tag{13.19}$$

где $L = 2nA^*/\tau$ – длина скопления. Для скопления, расположенного на отрицательной полуоси абсцисс

$$\begin{aligned}
E_x(r, \theta) &= \frac{2\lambda}{\varepsilon} \left\{ \frac{\cos \theta}{r} + \frac{\tau}{A^*} \left(\frac{L}{r} \right)^{1/2} \cos \frac{\theta}{2} \right\}, \\
E_y(r, \theta) &= \frac{2\lambda}{\varepsilon} \left\{ \frac{\sin \theta}{r} + \frac{\tau}{A^*} \left(\frac{L}{r} \right)^{1/2} \sin \frac{\theta}{2} \right\}.
\end{aligned} \tag{13.20}$$

Получим теперь выражения, описывающие распределение электрического поля в рамках непрерывного представления скопления. Для удобства поместим начало координат в центр скопления так, чтобы неподвижная дислокация находилась в точке $x = l = L/2$ (см. рис. 13.2).

Уравнение для плотности дислокаций $\rho(x)$ запишется следующим образом

$$\int_{-l}^l \rho(u) \frac{du}{x-u} + \frac{\tau}{A^*} = 0. \tag{13.21}$$

Его решение, ограниченное при $x = -l$ и неограниченное при $x = l$ имеет вид [299]:

$$\rho(x) = \frac{\tau}{\pi A^*} \left(\frac{l+x}{l-x} \right)^{1/2} \int_{-l}^l \left(\frac{l-u}{l+u} \right)^{1/2} \frac{du}{x-u} = \frac{\tau}{\pi A^*} \left(\frac{l+x}{l-x} \right)^{1/2}. \tag{13.22}$$

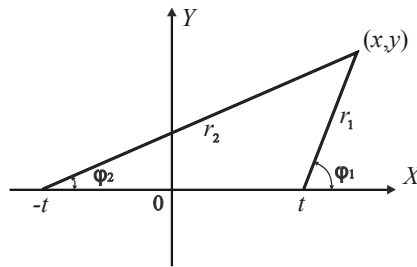


Рис. 13.2. Схема расположения скопления относительно координатных осей

Длина скопления при этом определяется из условия нормировки

$$n = \int_{-l}^l \rho(x) dx = \frac{l\tau}{2A^*}.$$

С использованием (13.22) получим для напряженности поля

$$\bar{E}(z) = \frac{2\lambda\tau}{\pi\varepsilon A^*} \int_{-l}^l \left(\frac{l+x}{l-x} \right)^{1/2} \frac{dx}{z-x}. \tag{13.23}$$

После вычисления интеграла (13.23) имеем

$$\bar{E}(z) = \frac{2\lambda\tau}{\varepsilon A^*} \left\{ \left(\frac{z+l}{z-l} \right)^{1/2} - 1 \right\}, \quad (13.24)$$

а компоненты E_x и E_y будут соответственно равны

$$E_x(x, y) = \frac{2\lambda\tau}{\varepsilon A^*} \left\{ \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^{1/2} \cos \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2} - 1 \right\}; \quad (13.25)$$

$$E_y(x, y) = \frac{2\lambda\tau}{\varepsilon A^*} \left(\frac{r_2}{r_1} \right)^{1/2} \sin \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2},$$

где

$$r_1^2 = (x+l)^2 + y^2; \quad r_2^2 = (x-l)^2 + y^2;$$

$$\varphi_1 = \arctg \frac{y}{x-l}; \quad \varphi_2 = \arctg \frac{y}{x+l}.$$

В окрестности вершины скопления $r_2 \sim l$, $\varphi_2 = 0$, а r_1 и φ_1 совпадают с полярными координатами r и θ точки наблюдения с центром в вершине скопления. Асимптотические выражения для напряженности поля при малых r примут вид

$$E_x(r, \theta) = \frac{2\lambda\tau}{\varepsilon A^*} \left(\frac{L}{r} \right)^{1/2} \cos \frac{\theta}{2}; \quad (13.26)$$

$$E_y(r, \theta) = \frac{2\lambda\tau}{\varepsilon A^*} \left(\frac{L}{r} \right)^{1/2} \sin \frac{\theta}{2}.$$

Последние совпадают с членами в (13.20), определяющими поле подвижных дислокаций. Сравнение конечных формул, получаемых в рамках дискретного и континуального подходов, показывает, что различие будет заметным при достаточно малых $r \ll (A^*/\tau)^2/L$, когда в (13.20) нельзя пренебречь полем дислокации-стопора по сравнению с электрическим полем n - l подвижных дислокаций.

Некоторое представление о точности аппроксимации конечной суммы выражениями (13.20) и (13.25) и распределении электрического поля дают результаты, представленные на рис. 13.3 и 13.4. На рис. 13.3 приведено изменение напряженности поля в функции расстояния от вершины скопления. Здесь через E^c мы обозначили напряженность, определяемую непосредственным суммированием полей отдельных дислокаций, а через E^d и E^k – результаты расчета по формулам (13.20) и (13.25). Входящие в расчетные выражения константы имели значения: $G = 3,5 \cdot 10^{11}$ дин/см², $b = 2,85 \cdot 10^{-8}$ см, $\nu = 0,27$, $\varepsilon = 9,3$, $\tau = 10^7$ дин/см², $\lambda = 5 \cdot 10^{-3}$ ед. CGSE/см, $n = 50$.

Приближенный характер выражений (13.20) и (13.25) наиболее сильно проявляется на малых r . Приемлемую точность континуальный подход обеспечивает при $r/l \gg 5 \cdot 10^{-3}$, причем последняя будет возрастать с увеличением r , E^k – стремится к E^c . В этом смысле решение с помощью дискретного представления скопления является менее универсальным, поскольку удовлетворительное приближение последнее обеспечивает лишь в узком коридоре значений r . Точность аппроксимации может быть увеличена удержанием в асимптотике соответствующего полинома большего числа членов, но конечные выражения при этом становятся громоздкими.

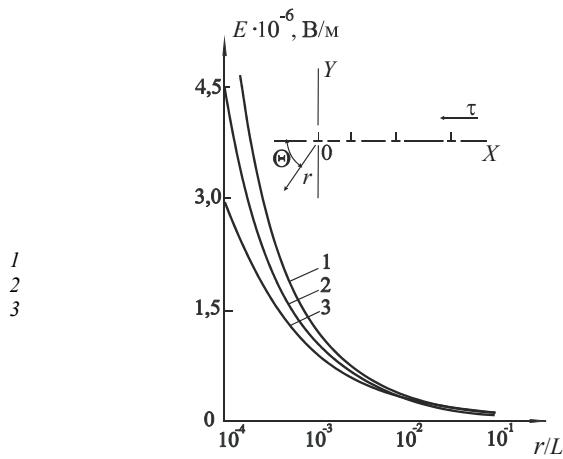


Рис. 13.3. Зависимость напряженности электрического поля в вершине заторможенного скопления от расстояния:

$$1 - E^д; 2 - E^c; 3 - E^к$$

На рис. 13.4 представлены зависимости напряженности электрического поля от полярного угла θ при $r/l = 10^{-2}$. Выражения (13.20) и (13.25) хорошо приближают угловые зависимости E_x^c и E_y^c от θ для всего диапазона углов θ . Небольшие отклонения $E^к$ и $E^д$ от E^c имеют место при $\theta \rightarrow 180^\circ$, где сказывается дискретная структура скопления.

Линии равных напряженностей электрического поля имеют наиболее простой вид для решения с помощью континуального подхода (см. рис. 13.5). Кривая для $E_x^к$ представляет собой симметричную относительно оси Ox однолепестковую розетку с широким максимумом при $\theta = 0$. Розетка для $E_y^к$ симметрична относительно оси Oy кривой $E_x = \text{const}$ с тем отличием, что $E_y^к < 0$ при $y < 0$. Модуль вектора $E^к$ в этом случае (рис. 13.5, б) не зависит от θ , а его направление задается углом, равным $\theta/2$.

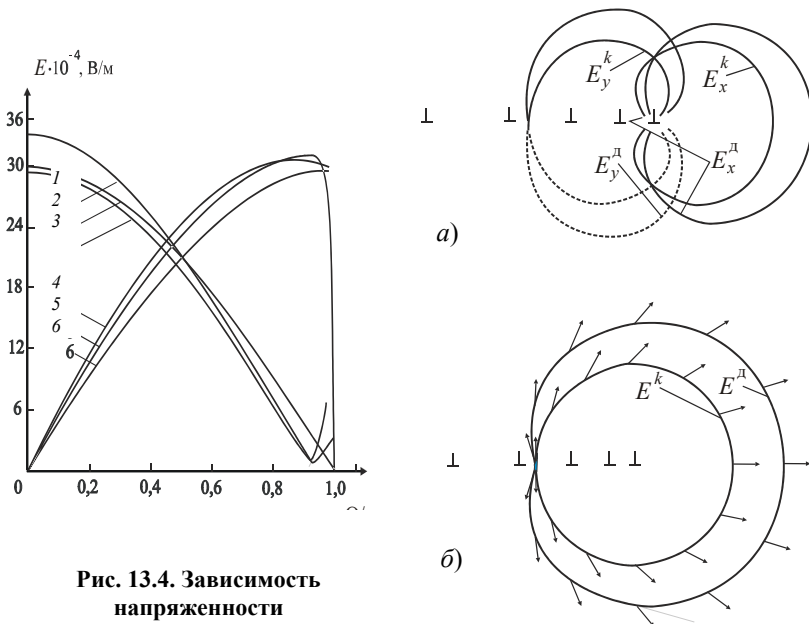


Рис. 13.4. Зависимость напряженности электрического поля от полярного угла:

$$1 - E_x^д; 2 - E_x^к; 3 - E_x^c; 4 - E_y^д; 5 - E_y^c; 6 - E_y^к$$

РИС. 13.5. ЛИНИИ РАВНЫХ НАПРЯЖЕННОСТЕЙ

При дискретном представлении скопления угловые зависимости напряженности поля деформируются за счет электрического поля го

При дискретном представлении скопления угловые зависимости напряженности поля деформируются за счет электрического поля головной дислокации. Розетка для E_x^k вытягивается в направлении оси Ox , при $\theta > 2\pi/3$ появляется область отрицательных значений напряженности поля. Кривая $E_y^d = \text{const}$ деформируется вдоль оси Oy . Соответственно изменяется направление вектора E^d и зависимость его модуля от угла.

13.3. СКОПЛЕНИЕ, ЗАБЛОКИРОВАННОЕ С ОБЕИХ СТОРОН

Скопления такого типа могут образовываться в кристалле на стадии разгрузки из заторможенного скопления, если одна из хвостовых дислокаций встречает препятствие. Пусть крайние дислокации занимают положение $\pm l$, а внешнее напряжение отсутствует. Примем l за единицу длины. Положения подвижных дислокаций определяются уравнениями равновесия

$$A^* \left(\sum_{j=1, j \neq i}^{n-2} \frac{1}{x_i - x_j} - \frac{2x_i}{l^2 - x_i^2} \right) = 0, \quad i = 2, 3, \dots, n-1. \quad (13.27)$$

Поскольку уравнения (13.27) однородные, заряд дислокаций не меняет их равновесных положений. Последние совпадают с нулями полинома Якоби степени $n-2$ [298]:

$$F(x) = P_{n-2}^{(1,1)}(x). \quad (13.28)$$

Для $\bar{E}(z)$ получаем в соответствии с (13.7)

$$E(z) = \frac{2\lambda}{\varepsilon} \left(\frac{2z}{z^2 - 1} + \frac{P_{n-3}^{(2,2)}(z)}{P_{n-1}^{(1,1)}(z)} \frac{n+1}{2} \right), \quad (13.29)$$

воспользовавшись соотношением [298]

$$P_m^{(1,1)}(z) = \frac{m+3}{2} P_{m-1}^{(2,2)}(z).$$

При больших n для $P_n^{(\alpha,\beta)}(z)$ имеет место асимптотика

$$P_n^{(\alpha,\beta)} = (x-1)^{-\alpha/2} (x+1)^{-\beta/2} \left\{ (x+1)^{1/2} + (x-1)^{1/2} \right\}^{\alpha+\beta} \cdot (2\pi n)^{-1/2} (x-1)^{-1/4} \left\{ x + (x-1)^{1/2} \right\}^{n+1/2}, \quad (13.30)$$

справедливая для z , не принадлежащих отрезку $[-1, 1]$. С ее помощью преобразуем (13.9) к виду

$$\bar{E}(z) = \frac{2\lambda}{\varepsilon} \left\{ \frac{2z}{z^2 - l^2} + \frac{n}{(z^2 - l^2)^{1/2}} \right\}. \quad (13.31)$$

При континуальном описании скоплений плотность дислокаций определяется из уравнения равновесия

$$\int_{-l}^l \rho(u) \frac{dx}{u-x} = 0, \quad (13.32)$$

решением которого является функция [299]:

$$\rho(x) = \frac{n}{\pi} \frac{1}{(l^2 - x^2)^{1/2}}. \quad (13.33)$$

Напряженность поля находится интегрированием (13.33) по длине скопления

$$\bar{E}(z) = \frac{2\lambda}{\varepsilon\pi} \frac{n}{(z^2 - l^2)^{1/2}}. \quad (13.34)$$

Разделяя вещественную и мнимую части в (13.34), найдем

$$\begin{aligned} E_x(z) &= \frac{2\lambda n}{\varepsilon} \frac{1}{(r_1 r_2)^{1/2}} \cos \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}; \\ E_y(z) &= \frac{2\lambda n}{\varepsilon} \frac{1}{(r_1 r_2)^{1/2}} \sin \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}, \end{aligned} \quad (13.35)$$

где

$$\begin{aligned} r_1^2 &= (x-l)^2 + y^2; & r_2^2 &= (x+l)^2 + y^2; \\ \varphi_1 &= \operatorname{arctg} \frac{y}{x-l}; & \varphi_2 &= \operatorname{arctg} \frac{y}{x+l}. \end{aligned}$$

В малой окрестности границы скопления $z = l + re^{i\theta}$, $r_2 = L$, $\varphi_2 = 0$, $\varphi_1 = \theta$, $r_1 = r$ и (13.35) примут вид

$$\begin{aligned} E_x(r, \theta) &= \frac{2\lambda n}{\varepsilon} (Lr)^{-1/2} \cos \frac{\theta}{2}; \\ E_y(r, \theta) &= \frac{2\lambda n}{\varepsilon} (Lr)^{-1/2} \sin \frac{\theta}{2}. \end{aligned}$$

Сравнивая (13.31) и (13.34), видим, что конечные формулы для напряженности поля, получаемые для дискретного и континуального подхода при больших n совпадают в главных (по n) членах. Удержание в (13.31) первого слагаемого, определяющего поле двух крайних дислокаций, оправдано только из физических соображений, поскольку асимптотика (13.30) позволяет получить окончательные выражения с точностью только до константы (относительно n). Что касается точности аппроксимации выражениями (13.31) и (13.35) результатов непосредственно суммирования полей отдельных дислокаций, то для нее верны все те же оценки, которые приводились в предыдущем разделе.

13.4. СКОПЛЕНИЕ В ЛИНЕЙНО МЕНЯЮЩЕМСЯ ПОЛЕ НАПРЯЖЕНИЙ

При линейном законе изменения внешних напряжений $\tau = -\alpha x$ и отсутствии закрепленных дислокаций условия равновесия дислокаций в скоплении записываются следующим образом:

$$\sum_{j=1, j \neq i}^n \frac{1}{x_i - x_j} - x_i = 0, \quad i = 1, 2, \dots, n. \quad (13.37)$$

где x_i измеряется в единицах $(A^*/\alpha)^{1/2}$.

Решения (13.37) совпадают с корнями полинома Эрмита n -ой степени $H_n(x)$ [298]. Используя асимптотику полиномов Эрмита [298, 300], получаем

$$\bar{E}(z) = \frac{2\lambda}{\varepsilon} \frac{\alpha}{A^*} (z \pm il). \quad (13.38)$$

Формула (13.38) правильно передает скачок компоненты E_y при ее переходе через плоскость скольжения дислокаций (см. ниже) и может быть использована для оценок напряженности поля в локальной области около центра скопления.

Плотность дислокаций в данном случае задается выражением [299]

$$\rho(x) = \frac{\alpha}{\pi A^*} (l^2 - x^2)^{1/2}, \quad (13.39)$$

где $l = (2nA^*/\alpha)^{1/2}$ – полудлина скопления.

После интегрирования для напряженности поля имеем

$$\bar{E}(z) = \frac{2\lambda\alpha}{\varepsilon A^*} \left\{ z - (z^2 - l^2)^{1/2} \right\}. \quad (13.40)$$

Выражения для компонент напряженности поля получаются разделением вещественной и мнимой частей (13.40):

$$\begin{aligned} E_x(z) &= \frac{2\lambda\alpha}{\varepsilon A^*} \left\{ x - (r_1 r_2)^{1/2} \cos \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2} \right\}; \\ E_y(z) &= \frac{2\lambda\alpha}{\varepsilon A^*} \left\{ y - (r_1 r_2)^{1/2} \sin \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2} \right\}. \end{aligned} \quad (13.41)$$

В отличие от (13.18) и (13.31) формулы (13.41) не содержат особенностей, т.е. напряженность поля остается конечной во всех точках плоскости Z . Максимальное значение напряженности электрического поля $2\lambda\alpha l / \varepsilon A^*$ достигается на краю скопления (E_x) при $x \rightarrow l$ и его центре (E_y) при $y \rightarrow 0$ (см. также (13.38)).

13.5. НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ, СВЯЗАННЫЕ С ДВИЖЕНИЕМ ДИСЛОКАЦИОННЫХ СКОПЛЕНИЙ

Высокочастотное электромагнитное излучение, генерируемое движущейся в ионном кристалле дислокацией, анализировалось в [301]. Излучение является следствием смещения ионов в элементарной решетке, возмущаемой движущейся дислокацией. Характерная частота колебания ионов и соответственно электромагнитного излучения определяется величиной v/a , где v – скорость дислокации, a – параметр решетки в направлении ее движения.

В кристаллах с заряженными дислокациями существует, очевидно, и низкочастотное излучение, временные параметры которого определяются не потенциальным рельефом решетки, а пробегом дислокаций. В частности, ранее отмечалась немонотонность пластической деформации и обусловленное ею скачкообразное изменение деформационной люминесценции и дислокационного тока. В развитие представлений о взаимосвязи дислокационной структуры и механоэлектрических явлений ниже обсуждаются простые дислокационные модели источников низкочастотного электрического сигнала. Причем, мы ограничимся изучением только "быстрой" стадии процесса в области вязкого движения дислокаций и не будем учитывать относительно медленные изменения, связанные с термоактивированным движением.

13.5.1. Разбегание дислокационного скопления

Рассмотрим одностороннее расширение дислокационного скопления. В данном случае под расширением будем понимать увеличение длины скопления. Подобные ситуации могут наблюдаться при быстрой разгрузке деформированного образца или изменении заряда дислокаций.

Пусть в исходном состоянии n параллельных дислокаций поджимаются напряжением τ к препятствию, расположенному в точке $x = 0$. Начальные координаты дислокаций определяются при этом нулями полинома Лагерра $L_{n-1}^1(2x\tau / A^*)$ [131]. В момент времени $t = 0$ внешняя нагрузка снимается, и скопление начинает разбегаться в сторону больших x . Уравнения движения дислокаций имеет следующий вид:

$$\frac{dx_i}{dt} = \begin{cases} \frac{b}{B} \sigma(x_i), & \sigma(x_i) \geq \tau_s; \\ 0, & \sigma(x_i) < \tau_s; \end{cases} \quad (13.42)$$

$$\sigma(x_i) = A \sum_{j=1, j \neq i}^n \frac{1}{x_i - x_j}, \quad i = 1, 2, \dots, n,$$

где B – константа торможения, τ_s – напряжение трения решетки, равное стартовому напряжению движения дислокаций.

Система (13.42) решалась численно методом Рунге – Кутты [302]. Начиная с исходных положений дислокаций при $t = 0$, последовательно находились координаты и скорости дислокаций скопления в моменты $t_k = k\Delta t$, где Δt – временной шаг, $k = 1, 2, \dots$ Процесс движения дислокаций прекращался, когда на-

пряжения $\sigma(x_i)$, действующие на i -ю дислокацию со стороны остальных, становились меньше напряжения трения τ_s . Входящие в (13.42) постоянные принимались равными: $G = 3,5 \cdot 10^{11}$ дин/см², $b = 2,85 \cdot 10^{-8}$ см; $\varepsilon = 9,3$; $\nu = 0,272$; $\lambda = 10^{-3}$ ед. CGSE/см; $\tau_s = 10^7$ дин/см²; $n = 50$; $B = 5 \cdot 10^{-4}$ дин·с/см².

Скопление заряженных дислокаций будем характеризовать отнесенным к единице длины дислокации электрическим моментом

$$P(t) = \lambda \sum_{i=2}^n x_i(t). \quad (13.43)$$

Приведенное выражение является переменной частью дипольного момента скопления и некоторого заряда $-(n-1)\lambda$ противоположного знака, локализованного в области источника дислокаций. Дополнив (13.43) моментом заряда в окрестности источника, мы получим возможность рассчитать электромагнитное поле, связанное с движущимся скоплением. Помимо этого изменение ΔP электрического момента скопления пропорционально площади, заматаемой дислокациями при движении, а, следовательно, деформации образца. Производная по времени величину удельного дислокационного тока

$$I(t) = \frac{dP(t)}{dt} = \lambda \sum_{i=2}^n v_i(t), \quad (13.44)$$

где v_i – скорость i -ой дислокации.

На рис. 13.6 приведены зависимости $P(t)$ и $I(t)$ для различных значений параметра α , являющегося отношением конечной длины скопления к его начальной длине. Поскольку длина скопления обратно пропорциональна величине приложенного напряжения $L = 2nA^*/\tau$, то величина α характеризует предысторию нагружения. Момент скопления является возрастающей функцией времени во всем интервале движения дислокаций.

Определим максимальное изменение дипольного момента при релаксации скопления. Известно, что центр тяжести подвижных дислокаций находится в точке $x = nA^*/2\tau$ [131]. Тогда

$$\Delta P_{\max} = \frac{\lambda n(n-1)A^*}{2\tau_s} \left(\frac{\alpha-1}{\alpha} \right).$$

Для достаточно больших n , когда можно положить $n-1 \sim n$,

$$\Delta P_{\max} = \frac{n\lambda l_k}{4} \left(\frac{\alpha-1}{\alpha} \right),$$

где l_k – длина релаксированного скопления.

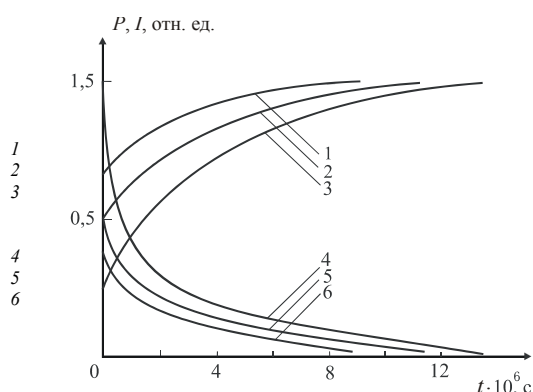


Рис. 13.6. Изменение во времени электрического момента (кривые 1, 2, 3) и дислокационного тока (кривые 4, 5, 6) расширяющегося скопления, первоначально поджимавшегося к препятствию напряжением τ :

$$1,6 - \alpha = 3/2; 2,5 - \alpha = 2; 3,4 - \alpha = 4.$$

Значения $P(t)$ нормированы на ΔP_{\max} , $I(t)$ – на $4\lambda(n-1)b\tau_s/B$

Связанный с движением скопления дислокационный ток имеет форму резкого выброса, быстро убывающего затем до нулевого уровня в конце движения. Максимальная величина тока в первый момент времени равна $I(0) = \lambda(n-1)b\tau/B$, так как в начале движения скопления на все дислокации действует одинаковое напряжение и они стартуют с одной и той же скоростью.

Естественно предположить, что временные зависимости будут зависеть от начального положения скопления. Соответствующие расчеты были проведены для случая, когда в качестве исходного бралось скопление, заблокированное с обеих сторон на отрезке l_0 . Спонтанное расширение такого скопления при разрушении одного из стопоров имеет место в пластически деформированном образце при испытании в режиме ползучести. Сравнение данных рис. 13.6 и 13.7 показывает, что зависимости $P(t)$ и $I(t)$ становятся более пологими при малых α .

Связано это с тем, что в данном случае движение дислокаций имеет свои особенности. В частности, при $t=0$ ненулевое напряжение действует только на крайние дислокации. Согласно [131], оно равно $\sim A^*n^2/2l_0$. Так, что в начальный момент времени начинает двигаться только лидирующая дислокация. Кроме этого, особенно при малых α (см. рис. 13.8), не все дислокации участвуют в движении. Доля неподвижных дислокаций в хвостовой части скопления уменьшается с рос-

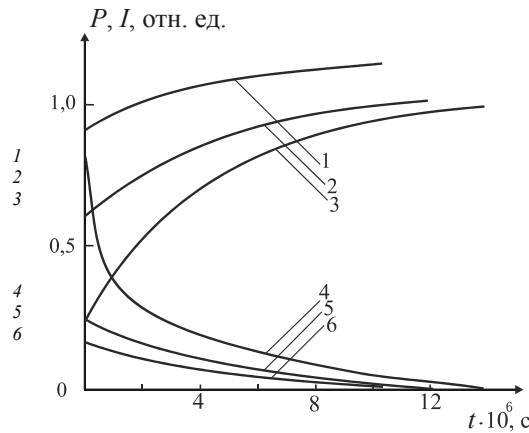


Рис. 13.7. Изменение во времени электрического момента (кривые 1, 2, 3) и дислокационного тока (кривые 4, 5, 6) расширяющегося скопления, первоначально заблокированного с обеих сторон:

$$1,6 - \alpha = 2; 2,5 - \alpha = 3; 3,4 - \alpha = 8. \text{ Значения } P(t) \text{ нормированы на } \Delta P_{\max}, \\ I(t) - \text{ на } 4\lambda(n-1)b\tau_s/B$$

том α . При $\alpha > 4$ все дислокации скопления приходят в движение. В области больших α различия в начальных условиях мало отражаются на динамике скопления и кинетике электромагнитного сигнала.

Общее время релаксации при больших α также перестает зависеть от истории нагружения. Это обстоятельство подробно иллюстрируют кривые 1 и 2 на рис. 13.8. В пределе очень больших α оба рассмотренных случая сводятся к расширению скопления, все дислокации которого при $t=0$ находятся в точке $x=0$. Время релаксации можно тогда оценить как время, в течении которого головная дислокация удаляется на расстояние l_k . Выполним необходимые оценки.

Как было показано в [286], при свободном расширении дислокационного скопления, сконцентрированного в начале движения в точке $x=0$, координаты дислокаций можно записать в виде

$$x_i(t) = u_i g(t),$$

где $g(t) = \sqrt{2t}$, а u_i являются решением следующей статистической задачи

$$\sum_{j=1, j \neq i}^n \frac{1}{u_i - u_j} - \frac{Bu_i}{bA^*} = 0, \quad i = 2, 3, \dots, n. \quad (13.45)$$

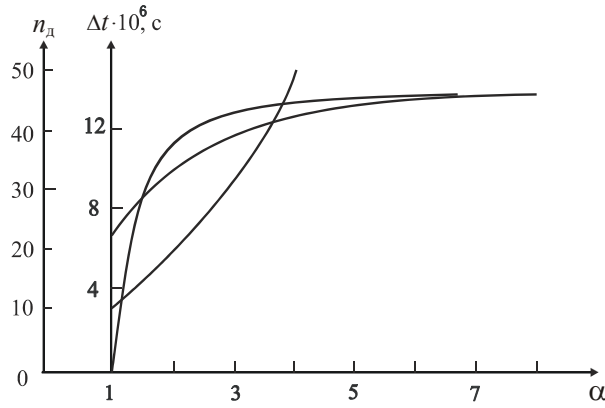


Рис. 13.8. Зависимость числа n подвижных дислокаций и времени движения скопления от параметра α :

1 – скопление, первоначально поджимавшееся к препятствию напряжением τ ;
 2 – скопление, первоначально заблокированное с обеих сторон

В замкнутой форме ее решение легче получить при континуальном описании скопления. Уравнения (13.45) заменяются уравнением равновесия дислокаций

$$\int_0^l \rho(x) \frac{dx}{u-x} = \frac{Bu}{bA}, \quad (13.46)$$

где $\rho(x)$ – плотность дислокаций, l – длина скопления.

Решение (13.46), неограниченное при $u=0$ и конечное при $u=l$ дается выражением [281]:

$$\rho(u) = \frac{B}{\pi b g A^*} \left(\frac{l-u}{u} \right)^{1/2} \left(\frac{l}{2} + u \right), \quad (13.47)$$

а длина скопления l , определяемая из условия нормировки, равна

$$l = \left(\frac{8bA^*n}{3B} \right)^{1/2}.$$

Положив $l\sqrt{2t} = 2nA^*/\tau_s$, получим время релаксации скопления

$$t = \frac{3BnA^*}{4b\tau_s^2}. \quad (13.48)$$

Для приведенных выше значений постоянных $t = 14,4 \cdot 10^{-6}$ с. Точное (численное) решение уравнений (13.45) дает $t = 13,2 \cdot 10^{-6}$ с.

По известной плотности дислокаций $\rho(x,t) = \rho(u)/g(t)$ можно определить электрический момент движущегося скопления

$$P(t) = \frac{\lambda B I^3}{8bA^*} (2t)^{1/2} \quad (13.49)$$

и дислокационный ток

$$I(t) = \frac{\lambda B I^3}{8bA^*} (2t)^{-1/2}. \quad (13.50)$$

Выражения (13.49) и (13.50) удовлетворительно приближают реальные зависимости момента и тока от времени и могут быть использованы для оценок при высоких уровнях начальной нагрузки на образец или малых напряжениях трения τ_s соответственно.

13.5.2. Прорыв через барьер скопления, создаваемого источником дислокаций

Представим источник дислокаций с переменным вектором Бюргерса $m^*(t)b$. Очевидно, что в данном случае нельзя пренебрегать электрическим зарядом в его окрестности. Поэтому над мощностью источника мы будем понимать эффективную мощность

$$m = m^* \left\{ \frac{Gb}{2\pi(1-\nu)} - \frac{2\lambda^2}{\epsilon b} \right\} / A,$$

где m – фактическая мощность источника, а напряжения $\sigma(x_i)$ в (13.42) будут определяться выражением

$$\sigma(x_i) = A \left(\sum_{j=1, j \neq i}^n \frac{1}{x_i - x_j} + \frac{m}{x_i} \right), \quad i = 1, 2, \dots, n.$$

Пусть при каком то заданном m источник испустил n дислокаций, а барьер для движения дислокаций удален от него на расстояние l_0 . Как было показано в [275], равновесные положения свободных дислокаций определяются корнями полинома Якоби $P_{n-1}^{(1, 2m-1)}(2x/l_0)$. Если при этом напряжения $(A/l_0)\{(n-1)(n+2m)/2+m\}$, действующие на головную дислокацию, достаточны для разрушения барьера, то скопление будет релаксировать к новому равновесному состоянию. Координаты дислокаций релаксированного скопления удовлетворяют уравнениям равновесия

$$A \left(\sum_{j=1, j \neq i}^n \frac{1}{x_i - x_j} + \frac{m}{x_i} \right) - \tau_s = 0, \quad i = 1, 2, \dots, n,$$

и являются [274] корнями полинома Лагерра $L_n^{2m-1}(2x\tau_s/A)$. Наибольший из нулей полинома ограничен значением $\sim \{n+m+\sqrt{n(n+2m)}\}$. Так, что конечная длина скопления определяется не только числом подвижных дислокаций, но и мощностью источника m .

Это обстоятельство приводит к увеличению времени движения скопления (см. рис. 13.9, кривая 1). Зависимость линейна для m , меняющегося от 1 до 100. Что касается изменения во времени дипольного момента и дислокационного тока, то характер зависимостей $P(t)$ и $I(t)$

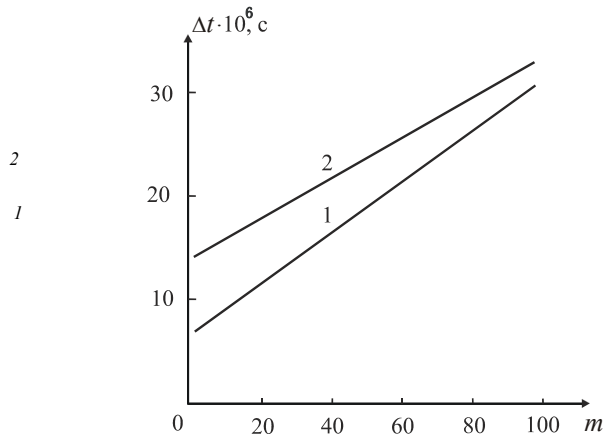


Рис. 13.9. Зависимость времени релаксации от мощности источника:

I – численное интегрирование для $\alpha = 1$; 2 – расчет по соотношению $l_2 = l_k$

сохраняется. В частности, дипольный момент, как и в рассмотренном выше случае, увеличивается во времени по зависимости близкой к корневой, а абсолютное изменение его возрастает с увеличением m .

Дальнейшие полезные соотношения могут быть получены из рассмотрения предельного случая, соответствующего исчезающе малому расстоянию между источником и барьером. Эквивалентная статическая задача определяется уравнением

$$\int_{l_1}^{l_2} \rho(x) \frac{dx}{u-x} = \frac{Bu}{bA} - \frac{m}{u}, \quad (13.50)$$

где l_1 и l_2 – нижняя и верхняя границы скопления. Решение (13.50), ограниченное на концах, дается выражением [281]

$$\rho(u) = \frac{1}{\pi} \sqrt{(l_2-u)(u-l_1)} \left(\frac{B}{bA} + \frac{m}{u\sqrt{l_1 l_2}} \right), \quad (13.51)$$

а l_1 и l_2 находятся из системы уравнений

$$\begin{aligned} \frac{B}{8A} (l_2 - l_1)^2 + \frac{m}{2\sqrt{l_1 l_2}} (\sqrt{l_2} - \sqrt{l_1})^2 &= n; \\ \sqrt{l_1 l_2} (l_1 + l_2) &= \frac{2mbA}{B}, \end{aligned} \quad (13.52)$$

первое из которых является следствием условия нормировки, а второе вытекает из условия существования решения

$$\int_{l_1}^{l_2} \frac{\rho(x) dx}{\sqrt{(x-l_1)(l_2-x)}} = 0.$$

Решая (13.52), получим

$$l_{2,1} = \sqrt{\frac{bA}{Bp}} \left(m \pm \sqrt{m^2 - p^2} \right),$$

где

$$p = \sqrt{(m+n)^2 + 3m^2} - m - n,$$

Время движения скопления, определенное по условию $A \left\{ n + m + \sqrt{n(n+2m)} \right\} / \tau = l_2$, приведено на рис. 13.9 (кривая 2) в функции мощности источника дислокаций. Видно, что при больших m релаксация может протекать за время, гораздо большее, чем для свободно расширяющегося скопления с таким же числом подвижных дислокаций.

Используя (13.51), получим также выражение для дипольного момента скоплений

$$P(t) = \frac{\lambda m (l_2 - l_1)^2}{4 \sqrt{l_1 l_2}} (2t)^{1/2}$$

и дислокационного тока

$$I(t) = \frac{\lambda m (l_2 - l_1)^2}{4 \sqrt{l_1 l_2}} (2t)^{-1/2}.$$

Приведенные результаты показывают, что характерные времена свободной релаксации дислокационных скоплений могут меняться от единиц до сотен мкс в зависимости от числа дислокаций в скопле-

нии, предыстории нагружения, подвижности дислокаций и трения решетки. Частотный диапазон излучения будет, следовательно, ограничен сверху значениями порядка сотен кГц. Очевидно, что в этой области частот для произвольной точки наблюдения выполняется условие ее принадлежности ближней зоне диполя [303] $r \ll Tc/2\pi$, где r – расстояние от центра диполя, T – период колебаний, примерно равный времени релаксации, c – скорость света. Поэтому электромагнитное поле движущегося скопления в любой момент времени определяется мгновенным значением дипольного момента и его производной.

Таким образом, в рамках дискретного и континуального представлений скоплений получены общие и асимптотические выражения для напряженности электрических полей, создаваемых простыми дислокационными ансамблями (заторможенное скопление; скопление, заблокированное с обеих сторон; скопление в потенциальной яме). Показано, что при наличии барьеров для движения дислокаций их скопления являются эффективными концентраторами электрического поля. В окрестности вершины скопления напряженность в этих случаях изменяется как $r^{-1/2}$.

Определены характерные времена релаксации свободно расширяющегося скопления, моделирующего дислокационный отклик на быструю разгрузку образца или изменение заряда дислокаций. Частотный диапазон электрического сигнала определяется уровнем приложенных напряжений, числом дислокаций в скоплении, напряжением трения решетки и подвижностью дислокаций ограничен сверху значением $\sim 10^5$ Гц. Приведены выражения для дипольного момента и дислокационного тока скопления, описывающие кинетику электрического сигнала при высоких начальных нагрузках и малых напряжениях трения решетки.

Глава 14

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЗАРЯДА ДИСЛОКАЦИЙ НА ЗАРОЖДЕНИЕ ТРЕЩИН В НЕМЕТАЛЛИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ

В известных дислокационных механизмах зарождения трещин при анализе дислокационной структуры скоплений в заданных полях внешних напряжений и их эволюции, сопровождающей объединение одноименных дислокаций в зародышевые микротрещины, учитывается обычно только упругое взаимодействие дислокаций. Данный подход, однако, требует уточнения при рассмотрении зарождения трещин в кристаллах, дислокации в которых являются заряженными. В первую очередь это касается полупроводниковых соединений типа A^2B^6 и щелочно-галоидных кристаллов, в которых электрический заряд дислокаций достаточно велик и достигает в пределе одного элементарного на параметр решетки [10, 11]. В этом случае электростатическое взаимодействие сравнимо с упругим и может существенно влиять на равновесные положения дислокаций в скоплении. Из общих соображений ясно, что наличие электрического заряда на дислокациях должно привести к более жестким условиям зарождения трещин, так как кулоновское взаимодействие заряженных дислокаций увеличивает силы отталкивания между ними. Ниже анализируются схемы Зинера-Стро и пересекающихся скоплений с учетом того обстоятельства, что дислокации являются заряженными и приводятся оценки эффекта для экспериментально наблюдаемых значений плотности дислокационных зарядов.

14.1. МОДЕЛЬ ЗИНЕРА-СТРО

В реальном кристаллическом теле в следствие неоднородности структуры всегда создаются предпосылки для возникновения при его деформировании незавершенных пластических сдвигов. Зинер впервые указал на возможность зарождения трещины в вершине заторможенного скопления дислокаций [304]. По мнению Зинера, остановка полосы скольжения у границы зерна приводит к росту напряжений перед ее вершиной. Трещина образуется при достижении последними теоретической прочности. Стро [259], используя полученные в [131] равновесные положения дислокаций в плоском заторможенном скоплении, показал, что максимальные растягивающие напряжения действуют в плоскости, состав-

ляющей с плоскостью скольжения дислокаций угол 70° . Им же [132] было получено условие зарождения трещины в предположении, что головные дислокации сливаются при расстоянии между ними $d = b$,

$$n\tau = 1,84A/b, \quad (14.1)$$

где $A = Gb/2\pi(1-\nu)$; n – число дислокаций в скоплении, τ – величина приложенного напряжения, G – модуль сдвига, ν – коэффициент Пуассона.

Отметим, что образующийся при слиянии двух первых дислокаций зародыш не является еще собственно трещиной, поскольку размеры образующейся полости порядка b и ее берега нельзя считать свободными от напряжений. Дальнейшее увеличение зародыша трещины может происходить за счет сваливания в нее дислокаций скопления [305]. При этом поглощение трещиной дислокаций происходит при напряжениях меньших, чем необходимых для сближения до критического расстояния головных дислокаций в соответствии с соотношением (14.1).

Условие зарождения трещин в скоплении нейтральных дислокаций (14.1) легко обобщается на случай заряженных дислокаций. Действительно, из-за одинакового изменения с расстоянием упругих напряжений и напряженности электрического поля дислокации, рассматриваемой как нить с линейной плотностью заряда λ , все интересующие нас зависимости могут быть получены из соответствующих выражений для нейтральных дислокаций перенормировкой константы силового взаимодействия (см. п. 13.1)

$$A \rightarrow A + 2\lambda^2 / \epsilon b.$$

РАССТОЯНИЕ МЕЖДУ ГОЛОВНЫМИ ДИСЛОКАЦИЯМИ СКОПЛЕНИЯ БУДЕТ ТЕПЕРЬ ЗАВИСЕТЬ НЕ ТОЛЬКО ОТ УПРУГИХ ХАРАКТЕРИСТИК КРИСТАЛЛА, НО И ОТ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ

$$d = 1,84(A + 2\lambda^2 / \epsilon b) / n\tau = 1,84A(1+k) / n\tau. \quad (14.2)$$

Соответственно изменится и условие (14.1) зарождения трещины в вершине скопления

$$n\tau = 1,84A(1+k) / b. \quad (14.3)$$

При неизменном числе n дислокаций в скоплении наличие электрического заряда на них приводит к увеличению критических напряжений τ^* , необходимых для зарождения трещины. Эффект упрочнения тем больше, чем больше заряд дислокаций

$$\tau^* / \tau = 1+k = 1 + \frac{4\pi(1-\nu)}{\epsilon G} \left(\frac{f e}{b^2} \right)^2, \quad (14.4)$$

где λ выражено через число f элементарных зарядов e , приходящихся на вектор Бюргерса решетки.

На рис. 14.1 приведена зависимость τ^* / τ в функции линейного заряда дислокаций для кристаллов NaCl ($G = 1,82 \cdot 10^{11}$ дин/см²; $b = 3,99 \cdot 10^{-8}$ см; $\nu = 0,2$; $\epsilon = 6,3$), LiF ($G = 3,50 \cdot 10^{11}$ дин/см²; $b = 2,85 \cdot 10^{-8}$ см; $\nu = 0,27$;

$\epsilon = 9,3$) и ZnS ($G = 1,79 \cdot 10^{11}$ дин/см²; $b = 2,21 \cdot 10^{-8}$ см; $\nu = 0,4$; $\epsilon = 7,9$). Видно, что эффект влияния заряда становится заметным при $\lambda > 10^{-3}$ ед. CGSE/см. Вклад электростатического взаимодействия зависит от соотношения упругих и электрических характеристик кристалла. Для материалов типа A^2B^6 , в которых легко достижимы высокие $\sim 10^{-2}$ ед. CGSE/см плотности дислокационных зарядов, упрочнение за счет кулоновского взаимодействия дислокаций может превышать 100 %. В щелочно-галогидных кристаллах, для которых значения $\lambda > 10^{-3}$ ед. CGSE/см следует рассматривать как аномально высокие [10], примерно на порядок меньший эффект (10...30 %) будет наблюдаться, очевидно, только при определенных условиях – легировании кристаллов двухвалентным металлом [306], облучении [307] и т.д.

В [1] отмечалось, что условие (14.1) является избыточным. Это связано с тем, что требование отталкивания дислокаций до расстояния между ними порядка b завышено, т.к. слияние может быть энергетически выгодным уже при $d < (7-10)b$ [308]. В этом случае процесс слияния дислокаций связан с необходимостью преодоления энергетического барьера и может происходить с помощью тепловых флуктуаций. Термически активированное зарождение микротрещины в заторможенной полосе скольжения анализировалось В.И. Владимировым и А.Н. Орловым [137].

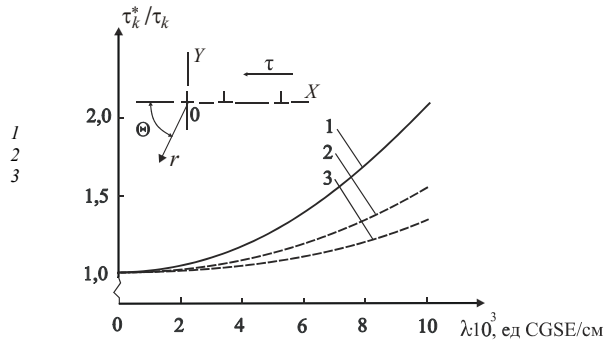


РИС. 14.1. ЗАВИСИМОСТЬ НАПРЯЖЕНИЙ ЗАРОЖДЕНИЯ ТРЕЩИНЫ В ЗАТОРМОЖЕННОМ СКОПЛЕНИИ ОТ ЛИНЕЙНОЙ ПЛОТНОСТИ ЗАРЯДА ДИСЛОКАЦИЙ: 1 – ZNS; 2 – NaCl; 3 – LiF. ШТРИХОВЫМИ ЛИНИЯМИ НА КРИВЫХ 2 И 3 ОТМЕЧЕНА ОБЛАСТЬ ЗНАЧЕНИЙ λ , ДЛЯ КОТОРОЙ ОТСУТСТВУЮТ НАДЕЖНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Рассмотрены три стадии зарождения трещины: а) образование парного перегиба длиной l и глубиной $d-b$ на дислокации, ближайшей к запертой (см. рис. 14.3); б) образование зародыша микротрещины длиной l в ядре двойной дислокации; в) расширение зародыша микротрещины по длине дислокации. При $d < 5b$ энергетический барьер полностью определяется первой стадией процесса и для $l = 2b$ его высота не превышает $2Ab^2$.

Рассчитаем энергию активации зарождения микротрещины с учетом электрического заряда дислокаций. Будем считать краевые сегменты заряженными с линейной плотностью заряда λ , а винтовые – нейтральными. Изменение энергии ΔW при образовании парного перегиба будет равно

$$\Delta W = \Delta W^1 + \Delta W^2, \quad (14.5)$$

где индексы 1 и 2 соответствуют упругому и электростатическому взаимодействиям.

Согласно [129]

$$\Delta W_1 = 2W_1^1 + 2W_2^1 + W_3^1 + 2W_{1,3}^1 + W_{1,5}^1 + 2W_{1,6}^1 + 2W_{2,4}^1 + W_{3,6}^1 - W_c^1 + T^1, \quad (14.6)$$

где W_i – собственная энергия i -го сегмента, $W_{i,j}$ – энергия взаимодействия сегментов с индексами i и j , W_c – энергия дислокации без двойного перегиба, T^1 – работа упругого поля дислокаций C_3, \dots, C_n и внешнего напряжения по перемещению сегмента 3.

Легко видеть, что

$$\begin{aligned} 2W_1^1 + W_3^1 + 2W_{1,3}^1 + W_{1,5}^1 - W_c^1 &= 2\Delta W_{1,3}^1, \\ 2W_{1,6}^1 + W_{3,6}^1 - W_{c,6}^1 &= \Delta W_{3,6}^1 \end{aligned}$$

и (14.6) можно привести к следующему виду:

$$\Delta W^1 = 2\Delta W_{1,3}^1 + \Delta W_{3,6}^1 + W_{2,4}^1 + 2W_2^1 + T^1. \quad (14.7)$$

В приближенной линейной теории упругости [129] имеем следующие выражения для слагаемых правой части (14.7):

$$\begin{aligned} \Delta W_{1,3}^1 &= \frac{Ab}{2} \left(l \ln \frac{l+S}{2l} + l + a - S \right); \\ W_{3,6}^1 &= Abl \ln \frac{d}{d-a}; \\ W_{2,4}^1 &= -Ab(1-\nu) \left(al \ln \frac{a+S}{l} + l - S \right); \\ W_2^1 &= Ab(1-\nu) a \ln \frac{2a}{b}, \quad S = (l^2 + a^2)^{1/2}. \end{aligned} \quad (14.8)$$

Аналогично

$$\Delta W^2 = 2\Delta W_{1,3}^2 + \Delta W_{3,6}^2 + T^2. \quad (14.9)$$

Непосредственное вычисление величин $\Delta W_{1,3}^2$ и $\Delta W_{3,6}^2$ приводит к тем же выражениям, что и в (14.8), но с заменой A на $2\lambda^2/\epsilon b$. Работа внешних напряжений и полей дислокаций с номерами $i > 3$ равна

$$T^1 + T^2 = -Ab(1+k)la/d - \tau lb(d-b).$$

Так что для энергии (14.5) образования парного перегиба окончательно имеем

$$W = Ab(1+k) \left[\ln \frac{2dl}{(d-a)(S+l)} + S-l-a \right] - \frac{la}{d} + Ab(1-\nu) \left[a \ln \frac{2al}{b(S+a)} + s-l \right]. \quad (14.10)$$

Потенциальный рельеф, рассчитанный при $d = 5b$ и $l = 2b$, приведена рис. 14.2 для различных значений f линейной плотности электрических зарядов (использовались следующие значения постоянных: $G = 2 \cdot 10^{11}$ дин/см², $b = 3 \cdot 10^{-8}$ см; $\nu = 0,3$; $\epsilon = 7$). Обращает на себя внимание то обстоятельство, что кривые зависимости энергии перегиба от его глубины имеют отчетливо выраженный минимум. Для $\lambda = 0$ минимум расположен в области $a \approx b$, а соответствующее ему значение энергии равно $-Ab^2/2$. С ростом f точка минимума смещается вправо, одновременно увеличивается и абсолютное значение в ней энергии перегиба.

Понятно, что значение энергии в точке минимума условно, так как именно при малых a в выражения (14.8) становятся неточными [129]. В первую очередь это связано с выбором радиуса обреза

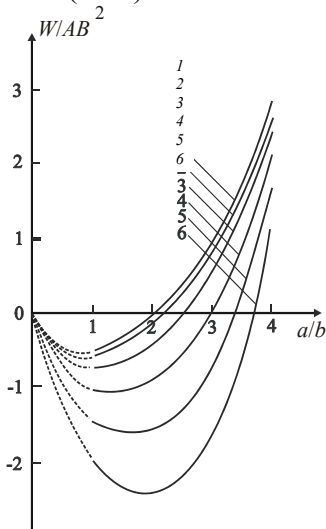


Рис. 14.2. Зависимость энергии парного перегиба от его глубины:
 1 - $f = 0$; 2 - $f = 0,2$; 3 - $f = 0,4$;
 4 - $f = 0,6$; 5 - $f = 0,8$; 6 - $f = 1$

выражениях для собственной энергии дислокационных отрезков. Поскольку мы выбираем радиус обреза равным b , то в нашем случае ошибка в вычислении энергии при малых a может быть велика. Однако не монотонное изменение ΔW от a не может явиться следствием приближенного характера используемых выражений. Его следует связать с некоторым выигрышем энергии на начальных этапах движения перегиба за счет взаимодействия сегмента 3 с сегментами 1 и 5. При смещении отрезка 3 в плоскости скольжения дислокаций от равновесного положения дислокации C_2 возникает сила, действующая в том же направлении, что и смещение.

С этой точки зрения прямолинейную форму дислокации нельзя рассматривать как устойчивую. Упомянутая сила вместе с силой взаимодействия сегмента 3 с дислокациями C_3, \dots, C_n уменьшает энергию парного перегиба до тех пор, пока она не начнет возрастать за счет удлинения винтовых сегментов 2 и 4, а также отталкивания сегмента 3 от закрепленной дислокации C_1 . Естественно так же, что с ростом f абсолютная величина энергии в минимуме возрастает, поскольку все члены в (14.7), кроме W_2 и $W_{2,4}$ увеличиваются в $(1+k)$ раз.

Наличие минимума на зависимости энергии перегиба от его глубины означает возможность существования стабильных перегибов на дислокации, ближайшей к запертой. Очевидно, что в этом случае за

величину потенциального барьера следует принимать не энергию парного перегиба при конечном значении его глубины $a = d - b$, а разность между конечным и минимальным значениями его энергии.

На рис. 14.3 представлены зависимости расстояния d^* между головными дислокациями и связанного с ним критического внешнего напряжения τ^* (кривая 2) от f . Здесь d^* определялось из условия равенства потенциального барьера величине $2Ab^*$. Для $\lambda = 0$ $d \cong 4b$. Это значение несколько отличается от условия $d = 5b$, полученного в [137], и связано это очевидно с различием коэффициентов Пуассона в наших расчетах и в [137], поскольку от постоянных G и b критическая величина d не зависит, а также с различным способом отсчета высоты потенциального барьера. Видно что условие зарождения трещины в скоплении заряженных дислокаций практически не отличается от такового для скопления нейтральных дислокаций. Во всем диапазоне f отклонения d^* от d не превышает 10%. В связи с этим и повышение критических внешних напряжений, как и в силовой модели, целиком определяется фактором $(1 + k)$.

Таким образом, дополнительное электростатическое взаимодействие заряженных дислокаций приводит к более жесткому условию образования зародышевой микротрещины в вершине плоского скопления краевых дислокаций. Возрастание приложенного напряжения (или увеличения числа дислокаций в скоплении) зависит от соотношения упругих и электрических констант кристалла и пропорционально квадрату линейной плотности заряда дислокаций.

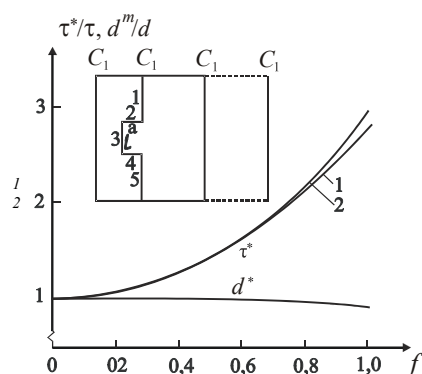


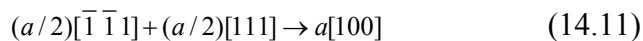
Рис. 14.3. Зависимость критических напряжений и расстояния между головными дислокациями от линейной плотности электрического заряда:

1 – силовое зарождение; 2 – термоактивированное зарождение.

Схема образования зародышевой трещины взята из [137]

14.2. ПЕРЕСЕКАЮЩИЕСЯ СКОПЛЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ДИСЛОКАЦИЙ

В схеме пересекающихся скоплений (см. рис. 14.5.) головные дислокации реагируют с образованием сидячей дислокации, которая блокирует оба скопления. Если внешние напряжения достаточно велики, то попарное скольжение сидячих дислокаций с сидячей приводит к образованию дислокационной трещины. Эта модель впервые была применена Коттреллом [171] для объяснения зарождения трещин в ОЦК–металлах. Коттрелл предположил, что раскалывающие дислокации образуются в плоскости скола в соответствии с реакцией



И ПРЕВРАЩАЮТСЯ ЗАТЕМ В ТРЕЩИНУ ПО МЕРЕ ПОДХОДА К НЕЙ НОВЫХ СКОЛЬЗЯЩИХ ДИСЛОКАЦИЙ. В ОТЛИЧИИ ОТ СХЕМЫ ЗИНЕРА-СТРО СХЕМА ПЕРЕСЕКАЮЩИХСЯ СКОПЛЕНИЙ НЕ ПРЕДПОЛАГАЕТ НАЛИЧИЯ ПРОЧНЫХ БАРЬЕРОВ ДЛЯ СКОЛЬЗЯЩИХ ДИСЛОКАЦИЙ (ТИПА ГРАНИЦ ЗЕРЕН) И МОЖЕТ БЫТЬ РЕАЛИЗОВАНА В МОНОКРИСТАЛЛАХ ПРИ ОДНОВРЕМЕННОМ ДЕЙСТВИИ НЕСКОЛЬКИХ СИСТЕМ СКОЛЬЖЕ-

НИЯ. МОДЕЛЬ КОТТРЕЛЛА БЫЛА В ДАЛЬНЕЙШЕМ РАСПРЕДЕЛЕНА НА ДРУГИЕ МАТЕРИАЛЫ С РАЗЛИЧНОЙ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ (СМ. В [309]).

В кристаллах со структурой типа NaCl при скольжении в системах $\{110\}\langle 110\rangle$ возможны два основных типа пересечений дислокаций, когда векторы Бюргерса последних расположены под углом 90° друг к другу (так называемое ортогональное скольжение) и когда они составляют угол 60° или 120° (скольжение по наклонным плоскостям). Геометрически возможные типы дислокационных реакций между дислокациями с векторами Бюргерса $(a/2)\langle 110\rangle$ приведены в [310, 311]:

$$(a/2)[\bar{1}01] + (a/2)[\bar{1}0\bar{1}] \rightarrow a[\bar{1}00]; \quad (14.12)$$

$$(a/2)[110] + (a/2)[\bar{1}01] \rightarrow (a/2)[011]; \quad (14.13)$$

$$(a/2)[\bar{1}0\bar{1}] + (a/2)[0\bar{1}\bar{1}] \rightarrow (a/2)[\bar{1}\bar{1}2]. \quad (14.14)$$

В соответствии с критерием Франка энергетически выгодной является реакция (14.13), реакция (14.12) не приводит к выигрышу упругой энергии, реакция (14.14) энергетически не выгодна. Протекание реакции (14.12) и (14.13) подтверждается экспериментальными наблюдениями (см. в [312]).

Дислокации с векторами $(a/2)[001]$ и $a[110]$ оказываются сидячими, поскольку потенциальные плоскости их скольжения $\{100\}$ и $\{211\}$ пассивны при низких температурах. Было высказано предположение [277], что взаимодействие скоплений дислокаций ортогональных и наклонных систем скольжения может быть ответственным за образование трещин в плоскостях $\{010\}$ и $\{110\}$ соответственно. Подробный расчет такого взаимодействия был выполнен в [173]. Для симметричных скоплений, пересекающихся под углами 90° и 120° , численными методами были определены равновесные координаты дислокаций (для $n < 60$) и распределение напряжений в плоскости предполагаемого разрушения. Критерии зарождения трещин в [173] не рассматривались.

Аналитическое решение задачи о распределении дислокаций в пересекающихся скоплениях в рамках континуального представления скоплений было получено в [172] для угла 90° между плоскостями скольжения. Усложнение геометрии взаимодействующих дислокаций изменяет, по сравнению с одиночным скоплением, закон спадания локальных напряжений в вершине скоплений. Величины напряжений изменяются как $r^{-\mu}$, причем $\mu > 0,5$. Изменения закона спадания напряжений приводит к уменьшению критических напряжений при том же числе дислокаций в скоплениях и облегчению зарождения микротрещин. Критерий слияния дислокаций в этом случае [174] имеет вид

$$n\tau > \alpha(T)Dn^{(2\mu-1)/(1-\mu)}, \quad (14.15)$$

где α – феноменологический параметр, зависящий от температуры T ($\alpha < 0,7$) и учитывающий термоактивированный характер зарождения.

Среди критических замечаний по поводу реализации схемы пересекающихся скоплений следует отметить соображения Стро [313] о возможности расщепления блокирующих дислокаций под действием поля напряжений скоплений. Поэтому нельзя использовать в качестве критерия зарождения микротрещины условие Стро $d = b$, если стабильность сидячей дислокации не обеспечена тем или иным способом. Но при термоактивированном зарождении, когда $d > b$, сидячая дислокация является барьером достаточно прочным для инициирования слияния дислокаций скоплений.

Далее будет рассмотрено в дискретном представлении зарождение трещины при пересечении под произвольным углом (см. рис. 14.5) скоплений заряженных краевых дислокаций. Для сравнения с моделью Зинера – Стро прежде остановимся на случае ортогональных скоплений и определим критические напряжения зарождения трещин при условии слияния дислокаций $d = \text{const}$, а затем рассчитаем d критические для произвольного τ с помощью термоактивированного подхода, развитого В.И. Владимировым А.Н. Орловым применительно к схеме заторможенного плоского скопления [137]. Во второй части расчета учет влияния дислокации будет выполнен для углов 90° и 120° , представляющих интерес для неметаллических кристаллов.

Пусть два симметричных ортогональных скопления находятся под действием однородных сдвиговых напряжений τ . Уравнение равновесия дислокаций запишется следующим образом:

$$\sum_{j=1, j \neq i}^n \left\{ A \left[\frac{1}{x_i - x_j} + \frac{x_i(x_i^2 - x_j^2)}{(x_i^2 + x_j^2)^2} \right] + \frac{2\lambda^2}{\epsilon b} \frac{1}{x_i - x_j} \right\} + \frac{2\lambda^2}{\epsilon b} \sum_{j=1}^n \frac{x_i}{x_i^2 + x_j^2} - \tau = 0, \quad i = 2, 3, \dots, n. \quad (14.16)$$

Из (14.16) следует, что наличие электрического заряда эквивалентно появлению у дислокации винтовой компоненты с вектором Бюргера $b_s = 4\pi\lambda^2 / \epsilon Gb$. Силы упругого и электрического взаимодействия дислокаций, принадлежащих разным скоплениям, не являются пропорциональными (см. второй член в квадратных скобках и выражение под знаком второй суммы). Поэтому простые соображения, использовавшиеся ранее при рассмотрении одиночного скопления, неприемлемы для анализа схемы пересекающихся скоплений. Ниже приводятся результаты точного решения задачи, полученного численным методом.

В табл. (14.1) приведены значения координат дислокаций скопления (в микронах) в кристаллах NaCl для $\tau = 10^7$ дин/см² и $\lambda = 0$ (часть 1) и $\lambda = 5 \cdot 10^{-3}$ ед. CGSE/см (часть 2).

Видно, что наличие заряда на дислокациях заметно изменяет их равновесные положения. Величины координат возрастают, но линейность, характерная для одиночного скопления, не сохраняется. Наибольшее относительное смещение имеют дислокации, расположенные ближе к вершине скопления. Поскольку именно d определяет напряжение зарождения трещины, аналогичная зависимость от плотности заряда будет иметь место для критических напряжений τ^* . Причем, как для d , так и для τ^* зависимость от λ будет сильнее проявляться для скоплений с большим числом дислокаций n .

14.1. Положения дислокаций в скоплении $x_i \cdot 10^4$, см

0,00	0,011	0,049	0,122	0,234	0,390
0,594	0,851	1,162	1,530	1,959	2,451
3,007	3,632	4,326	5,092	5,932	6,848
7,841	8,915	10,070	11,309	12,633	14,045
15,546	17,138	18,823	20,604	22,481	24,458
26,536	28,718	31,006	33,403	35,912	38,535
41,276	44,138	47,126	50,243	53,495	56,887
60,425	64,118	67,972	71,997	76,204	80,607
85,222	90,066	95,164	100,544	106,244	112,311
118,812	125,840	133,535	142,131	152,075	164,529
0,000	0,027	0,105	0,242	0,442	0,710
1,049	1,462	1,952	2,521	3,171	3,904
4,723	5,629	6,623	7,708	8,886	10,157
11,523	12,986	14,547	16,209	17,973	19,838
21,809	23,886	26,072	28,368	30,775	33,297
35,935	38,652	41,569	44,571	47,698	50,957
54,349	57,879	61,551	63,370	69,342	73,437
77,771	82,244	86,901	91,754	96,817	102,103
107,632	115,426	119,513	125,926	132,709	139,919
147,632	155,958	165,062	175,218	186,950	201,621

Значения критических напряжений зарождения трещины приведены на рис. 14.4 для λ в диапазоне $(0 \dots 5) \cdot 10^{-3}$ ед. CGSE/см и $n = 50$. В схеме пересекающихся скоплений эффект влияния заряда дислокаций выражен сильнее чем в случае одиночного заторможенного скопления.

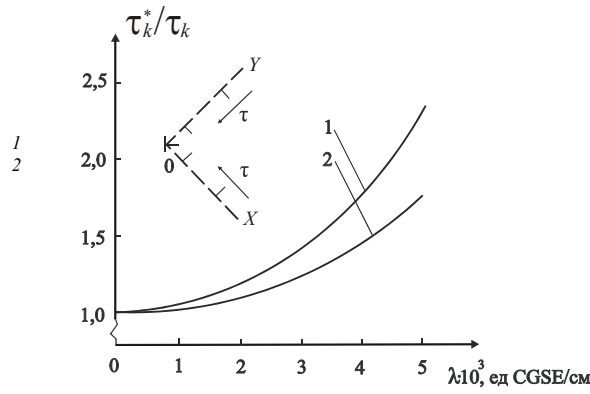


Рис. 14.4. Зависимость напряжений зарождения трещин в ортогональном скоплении от линейной плотности электрического заряда дислокаций:

1 – NaCl; *2* – LiF

Перейдем к определению критических d^* . Энергия образования парного перегиба на дислокации, ближайшей к дислокации-стопору, может быть представлена в виде

$$W = W_1 + \Delta W - T,$$

где W_1 – энергия образования двойникового перегиба на одиночной дислокации, ΔW – изменение энергии взаимодействия краевого сегмента перегиба с дислокациями скоплений, T – работа внешнего напряжения по перемещению краевого сегмента перегиба.

Сохраняя обозначения предыдущего раздела, для W_1 имеем

$$W_1 = Db^2 \left\{ (1+k) \left(l \ln \frac{2l}{l+S} - a - l + S \right) + (1-\nu) [S - l + a \ln \frac{2al}{b(a+S)}] \right\}, \quad S = (l^2 + a^2)^{1/2}, \quad (14.18)$$

где $D = G/2\pi(1-\nu)$.

Выражение для ΔW может быть получено из общих соотношений для удельной энергии взаимодействия прямолинейных дислокаций [129]:

$$\frac{W_{1,2}}{l} = \frac{G(\bar{b}_1 \bar{t})(\bar{b}_2 \bar{t})}{2} \ln \frac{R}{R_a} - D[(\bar{b}_1 \times \bar{t})(\bar{b}_2 \times \bar{t})] \ln \frac{R}{R_a} - \frac{D}{R^2} [(\bar{b}_1 \times \bar{t}) \bar{R}] [(\bar{b}_2 \times \bar{t}) \bar{R}], \quad (14.19)$$

где \bar{b}_1 и \bar{b}_2 – векторы Бюргера дислокаций 1 и 2; \bar{t} – единичный вектор дислокационной линии; R – расстояние между дислокациями; R_a величина, обеспечивающая безразмерность аргумента логарифмической функции, l – длина дислокации.

В нашем случае (см. рис. 14.5) $(\bar{b}_1 \bar{t}) = (\bar{b}_2 \bar{t}) = 0$. Для дислокации с номерами i и j , принадлежащих одному скоплению,

$$(\bar{b}_1 \times \bar{t})(\bar{b}_2 \times \bar{t}) = b^2;$$

$$(\bar{b}_1 \times \bar{t}) \bar{R} = (\bar{b}_2 \times \bar{t}) \bar{R} = 0,$$

так, что

$$\frac{W_{i,j}}{l} = -Db^2 \ln \frac{x_j - x_i}{R_a}. \quad (14.20)$$

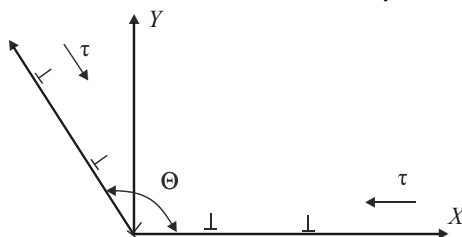


РИС. 14.5. СХЕМА ПЕРЕСЕКАЮЩИХСЯ СКОПЛЕНИЙ ДИСЛОКАЦИЙ

Если дислокации принадлежат разным скоплениям, то

$$\begin{aligned}(\bar{b}_1 \times \bar{t})(\bar{b}_2 \times \bar{t}) &= b^2 \cos \theta; \\ (\bar{b}_1 \times \bar{t})\bar{R} &= -bx_i \sin \theta; \\ (\bar{b}_2 \times \bar{t})\bar{R} &= bx_j \sin \theta\end{aligned}$$

и

$$\frac{W_{i,j}}{l} = Ab \cos \theta \ln \frac{R_{i,j}}{R_a} + \frac{x_i x_j}{R_{i,j}^2} \sin^2 \theta, \quad (14.21)$$

где $R_{i,j}^2 = R^2(x_i, x_j) = x_i^2 + x_j^2 - 2x_i x_j \cos \theta$.

Используя (14.20) и (14.21), а также принимая во внимание, что присутствие электрического заряда на дислокации дает вклад только во взаимодействие краевых сегментов, получим

$$\begin{aligned}W &= Db^2 l \left\{ \sum_{j=1}^n \frac{\cos \theta - k}{2} \ln \frac{R(d-a, x_j)}{R(d, x_j)} + x_j \sin \theta + \right. \\ &\left. + x_j \sin \theta \left[\frac{d-a}{R(d-a, x_j)} - \frac{d}{R(d, x_j)} \right] \right\} + (1+k) \sum_{j=1, j \neq i}^n \ln \frac{x_j - d}{x_j - d + a}.\end{aligned} \quad (14.22)$$

Входящая в (14.17) работа внешних напряжений равна

$$T = \tau lab. \quad (14.23)$$

Чтобы составить уравнение равновесия, рассмотрим взаимодействие i -ой дислокации в плоскости xOz с j -ой дислокации в наклонной плоскости скольжения (см. рис. 14.5). В плоскости скольжения xOz j -ая дислокация создает сдвиговые напряжения

$$\tau = (\sigma_{x_2 x_2} - \sigma_{x_1 x_1}) \sin \theta \cos \theta + \sigma_{x_1 x_2} (\cos^2 \theta - \sin^2 \theta), \quad (14.24)$$

где

$$\sigma_{x_1 x_1} = -A \frac{x_2 (3x_1^2 + x_2^2)}{(x_1^2 + x_2^2)^2}; \quad \sigma_{x_2 x_2} = A \frac{x_2 (x_1^2 - x_2^2)}{(x_1^2 + x_2^2)^2}; \quad \sigma_{x_1 x_2} = A \frac{x_1 (x_1^2 - x_2^2)}{(x_1^2 + x_2^2)^2},$$

а x_1 и x_2 – координаты i -ой дислокации в системе координат с центром в месте расположения j -ой дислокации $x_1 = x_j - x_i \cos \theta$, $x_2 = x_i \sin \theta$.

Сила Кулоновского отталкивания F определяется выражением

$$\frac{F(x_i, x_j)}{l} = \frac{2\lambda^2}{\varepsilon} \frac{x_i - x_j \cos \theta}{R^2}. \quad (14.25)$$

Используя (14.24) и (14.25) после простых преобразований получим уравнение равновесия дислокации в следующей форме:

$$\begin{aligned}&\sum_{j=1}^n \frac{1}{R^2(x_i, x_j)} \left\{ [x_i x_j (1 + 2 \cos^2 \theta) + kR(x_i, x_j)] (x_i - x_j \cos \theta) \right. \\ &\left. - x_i^3 \cos \theta + x_j \cos 2\theta \right\} + \sum_{j=1, j \neq i}^n \frac{1+k}{x_i - x_j} - \tau / Db = 0, \quad i = 2, 3, \dots, n,\end{aligned} \quad (14.26)$$

где выражение под знаком первой суммы описывает взаимодействие i -ой дислокации в плоскости xOz с дислокациями в наклонной плоскости, а выражение под знаком второй суммы – взаимодействие с остальными дислокациями в плоскости xOz .

После подстановки (14.18), (14.22) и (14.23) в (14.17) получаем функциональную зависимость $W(\theta, d, f)$, позволяющую исследовать изменение активации зарождения трещины от угла θ , заряда дислокации f и начального расстояния d между головными дислокациями. На рис. 14.6 приведена зависимость критического расстояния d , рассчитанного из условия $W = 2Db^3$ при $\nu = 0,3$, $f = 0$ и $l = 2b$ для в диапазоне углов $60^\circ < \theta < 180^\circ$. При $\theta < 60^\circ$ результирующий вектор Бюргера слившейся дислока-

ции, поэтому возможность вскрытия трещины при слиянии двух дислокаций для данного диапазона углов требует дополнительного обоснования. Отметим, что величина d не зависит от числа n дислокаций в скоплениях и уменьшается примерно в двое при изменении угла θ от 60° до 180° .

Значения критических напряжений τ при этом меняются гораздо сильнее и зависят от n . Для расчета величин τ воспользуемся тем обстоятельством, что при неизменном значении угла зависимость d от n хорошо аппроксимируются функцией

$$\frac{d}{b} = \beta D / \tau n^\alpha,$$

где α и β – числовые коэффициенты, их величины приведены на рис. 14.6.

Тогда условие термоактивированного зарождения трещин в вершине пересекающихся скоплений можно записать в следующем виде [314]

$$\tau_k n^\alpha > \beta D b / d_k.$$

Оценки показывают, что геометрический фактор очень сильно влияет на критические напряжения n и τ . Так для одинакового числа дислокаций в скоплениях критические напряжения при $\theta = 90^\circ$ и $\theta = 180^\circ$ будут отличаться более чем на два порядка ($\sim 9 \cdot 10^7$ дин/см² и $2 \cdot 10^{10}$ дин/см² соответственно для $n = 50$).

Влияние электрического заряда дислокаций на условия зарождения трещин в вершине пересекающихся скоплений иллюстрирует данные рис. 14.7.

Результаты были получены при следующих значениях упругих и электрических констант: $G = 2 \cdot 10^{11}$ дин/см, $b = 3 \cdot 10^{-8}$ см, $\epsilon = 7$. В заряженных скоплениях зарождения трещин будет затруднено. Эффект упрочнения по порядку величины сравним с влиянием геометрического эффекта. Эффект упрочнения по порядку величины сравним с влиянием геометрического фактора.

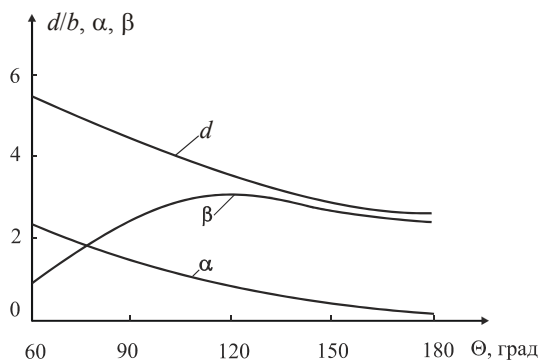


Рис. 14.6. Зависимость критического расстояния между головными дислокациями и значений коэффициентов α и β от угла θ

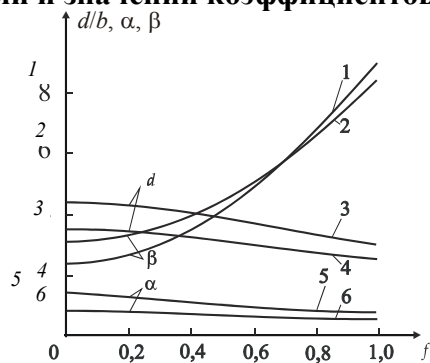


Рис. 14.7. Влияние электрического заряда на условия слияния головных дислокаций: 1, 3, 5, – $\theta = \pi/2$; 2, 4, 6 – $\theta = 2\pi/3$

В предыдущей главе мы показали, что в материалах, дислокации в которых являются заряженными, скопления дислокаций создают концентрацию как упругого, так и электрического полей. В вершине заторможенного скопления заряженных краевых дислокаций, например, упругие напряжения и напряженность электрического поля изменяются одинаково как $r^{-1/2}$. При возрастании внешнего приложенного напряжения механическое разрушение и электрический пробой материала можно рассматривать как альтернативные возможности. Оценим величину возможности электрического поля в вершине скопления при внешнем напряжении, равном критическому. Распределение электрического поля в вершине скопления описывается выражением

$$E(r) = \frac{2\lambda\tau}{2A(1+k)\epsilon} \left(\frac{L}{r}\right)^{-1/2},$$

где L – длина скопления, равная $L = 2nA(1+k)/\tau$.

При $\tau = \tau_k$ $L = 2n^2 d_k / 1,84$, и выражение для напряженности электрического поля примет следующий вид

$$E(r) = \frac{2\sqrt{3,68e}}{\epsilon b} \frac{f}{(rd)^{1/2}}.$$

Примем для верхней оценки $d_k = b$ и $f = 1$. Тогда при $r = 10^{-4}$ см $E = 1,6 \cdot 10^6$ В/см. Полученное значение по порядку величины совпадает с напряженностью пробойных электрических полей для ионных кристаллов и полупроводников [315, 316]. Но для ионных кристаллов приведенная оценка должна быть снижена, по крайней мере, втрое. Поэтому представляется сомнительным возникновение электрического пробоя при пластической деформации щелочно-галогидных кристаллов. В данных кристаллах электрические эффекты, связанные с зарядом на дислокациях, будут проявляться полностью. В полупроводниковых материалах типа A^2B^6 электрический пробой может предшествовать разрушению. Реализация каждого из критических событий будет определяться индивидуальным сочетанием электрических и механических свойств кристалла.

Таким образом, рассмотрено зарождение трещин в вершине заторможенного скопления дислокаций с учетом того обстоятельства, что дислокации являются заряженными. Проанализированы силовой и термоактивированный механизмы зарождения. Показано, что наличие электрического заряда на дислокациях затрудняет образование зародышевых микротрещин. Как в силовой, так и термоактивированной моделях упрочняющее действие зависит от соотношения механических и электрических свойств кристалла и пропорционально квадрату линейной плотности заряда дислокаций λ . В области предельных плотностей эффект упрочнения может достигать 100...200 %. Оценена напряженность электрического поля в вершине скопления при напряжениях, равных критическим. Показано, что в щелочно-галогидных кристаллах механическое разрушение предшествует электрическому пробую, а в соединениях A^2B^6 условия электрической и механической прочностей примерно совпадают.

Для модели пересекающихся скоплений рассчитана энергия активации зарождения микротрещины в зависимости от угла между плоскостями скольжения ($60 - 180^\circ$), числа дислокаций в скоплениях и их электрического заряда (углы 90 и 120°). Определены критические расстояния между головными дислокациями, начиная с которых слияние дислокаций может осуществляться за счет термических флуктуаций, и соответствующие им значения внешних напряжений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Владимиров В.И. Физическая природа разрушения металлов. М.: Металлургия, 1984. 280 с.
2. Степанов А.В. О причинах преждевременного разрыва // Изв. АН СССР. Отделение математики и естественных наук. 1937. № 6. С. 797 – 813.
3. Финкель В.М. Физика разрушения. М.: Металлургия, 1970. 376 с.
4. Шевандин Е.М. По поводу двойникования и хрупкости // Журнал технической физики. 1939. Т.

96. Вып. 8. С. 745 – 747.

5. Давиденков Н.К., Чучман Т.Н. Обзор современных теорий хладноломкости // Исследования по жаропрочным сплавам. М., 1957. № 2. С. 9 – 34.

6. Трефилов В.И., Мильман Ю.В., Фирстов С.А. Физические основы прочности тугоплавких металлов. К.: Наук. думка, 1976. 315 с.

7. Гиндин И.А., Стародубов Я.Д. Низкотемпературное пластическое разрушение крупнозернистого железа // Физика твердого тела. 1959. Т 1. № 12. С. 1794 – 1800.

8. Финкель В.М. Физические основы торможения разрушения. М.: Metallургия, 1977. 360 с.

9. Гарбер Р.И. Образование упругих двойников при двойниковании кальцита // Докл. АН СССР. 1938. Т. 21. № 5. С. 233 – 235.

10. Whitworth R.W. Charged dislocation in ionic crystals // Adv. Phys. 1975. Vol. 24. N 2. P. 203 – 304.

11. Осипьян Ю.А., Петренко В.Ф. Движение заряженных дислокаций в полупроводниках // Проблемы прочности и пластичности твердых тел. Л.: Наука, 1979. С. 118 – 128.

12. Перенос электрического заряда полными и частичными дислокациями в ZnS / А.В. Зарецкий, Л.Г. Кириченко, В.Ф. Петренко, Г.К. Струкова, И.И. Ходос // Физика твердого тела. 1983. Т. 25. № 3. С. 715 – 725.

13. Финкель В.М., Федоров В.А. Упругий канал Розе // Докл. АН СССР. 1972. Т. 204. № 4. С. 844 – 847.

14. Reusch E. Uber eine besondere Gattung von Durchgangen im Steinsalz und Kalkspat // Progg. Ann. 1867. Vol. 132. P. 441 – 452.

15. Классен-Неклюдова М.В. Механическое двойникование кристаллов. М.: Изд-во АН СССР, 1960. 261 с.

16. Deformation Twinning. New York; London; Paris: Metall Soc Conf., 1964. Vol. 25. 500 p.

17. Lubenets S.V., Startsev V.I., Fomenko L.S. Dynamics of twinning in metals and alloys // Phys. Stat. Sol. 1985. Vol. A92. N 1. P. 11 – 55.

18. Шаскольская М.П. Кристаллография. М.: Высш. шк., 1984. 376 с.

19. Владимирский К.В. О двойниковании кальцита // Журн. экспериментальной и теоретической физики. 1947. Т. 17. Вып. 6. С. 530 – 536.

20. Образование дислокаций при двойниковании кальцита / В.И. Старцев, В.З. Бенгус, Ф.Ф. Лаврентьев, Л.М. Соيفер // Кристаллография. 1960. Т. 5. № 5. С. 737 – 743.

21. Бенгус В.З., Комник С.Н., Старцев В.И. О роли размножения дислокаций при пластической деформации ионных кристаллов // Механизм разрушения металлов. К.: Наук. думка, 1966. С. 44 – 58.

22. Гарбер Р.И., Степина Е.И. Упрочнение при многократном двойниковании кальцита // Физика твердого тела. 1963. Т. 5. № 9. С. 2656 – 2662.

23. Бенгус В.З., Комник С.Н., Старцев В.И. О некоторых явлениях, наблюдаемых на границах двойниковой прослойки в кальците // Кристаллография. 1961. Т. 6. № 4. С. 614 – 620.

24. Marcinkowski M.J. Numerical Analysis of Deformation Twin Behaviour. Large Dynamic Twins // J. Appl. Phys. 1968. Vol. 39. N 9. P. 4067 – 4076.

25. Sakaki T., Kajima T., Nakamura T. Cleavage Fracture Caused by a Twin Going a free Surface // Scr. Met. 1974. Vol. 8. N 8. P. 941 – 945.

26. Hornbogen E. Dynamic effects during twinning in alpha-iron // Trans Met. Soc. AIME. 1961. Vol. 221. N 4. P. 711 – 715.

27. Солдатов В.П. О некоторых особенностях двойникования монокристаллов цинка при низких температурах // Физика металлов и металловедение. 1967. Т. 24. Вып. 4. С. 744 – 753.

28. Типы трещин в монокристаллах вольфрама, деформированных сжатием при 77 К / Л.П. Чупятова, В.Г. Курдюмов, Н.П. Морозова и др. // Физика металлов и металловедение. 1974. Т. 37. Вып. 1. С. 204 – 206.

29. Башмаков В.И., Босин М.Е., Шинкаренко С.П. Единичные двойники и хрупкое разрушение металлических кристаллов // Проблемы прочности. 1973. № 12. С. 44 – 49.

30. Williams D.F., Reid C.N. A dynamic Study of Twin – Induced Brittle Fracture // Acta Met. 1971. Vol. 19. N 9. P. 931 – 937.

31. Takeuchi T. Dynamic Propagation of Deformation of Twins in Iron Single crystals // J. Phys. Soc. Japan. 1966. Vol. 21. N 12. P. 2616 – 2622.

32. Лубенец С.В., Старцев В.И., Фоменко Л.С. Кинетика расширения двойниковой прослойки в мо-

нокристаллах индия // Тр. Физико-техн. ин-та низких температур АН УССР. Харьков, 1974. Вып. 31. С. 29 – 42.

33. Startsev V.I., Soldatov V.P., Brodsky M.M., The Rate of Twin Layer Grow thin Bismuth Single Crystals // Phys. Stat. Sol. 1966. Vol. 18. P. 863 – 871.

34. Hyogo S., Masuda H. Direct Observation Fe – 4,5 % Si Crystals // J. Faculty Eng. Univ. Tokyo. 1966. Ser. A. Annual Report 4. P. 36 – 37.

35. Финкель В.М., Федоров В.А., Плотников В.П. Кинетика двойникования и образования КР2 в цинке // Физика металлов и металловедение. 1979. Т. 47. Вып. 4. С. 867 – 870.

36. Bunshah R.F. Rates of Deformation Twinning in Metals // Deformation Twinning. New York; London; Paris: Metallur. Soc. Conf., 1964. Vol. 25. P. 390 – 392.

37. Финкель В.М., Федоров В.А., Башканский А.М. О взаимодействии трещин с динамическим упругим двойником // Физика твердого тела. 1975. Т. 17. Вып. 7. С. 2111 – 2113.

38. Гиндин И.А., Чиркина Л.А. Структура и хрупкое разрушение // Физика хрупкого разрушения / Ин-т проблем материаловедения. К., 1976. Ч. 1. С. 190 – 203.

39. Moiseev V.F., Trefilov V.I. Change of the Deformation Mechanism (Slip/Twinning) in Polycrystalline α -Iron // Phys. Stat. Sol. 1966. Vol. 18. N 2. P. 881 – 895.

40. Курдюмов В.Г., Соколов О.В. Влияние предварительной деформации при комнатной температуре на низкотемпературную пластическую деформацию монокристаллов кремнистого железа // Физические процессы пластической деформации при низких температурах. К.: Наук. думка, 1974. С. 143 – 147.

41. О температурной зависимости скорости роста двойников / В.М. Финкель, А.М. Савельев, А.П. Королев, В.А. Федоров // Физика металлов и металловедение. 1978. Т. 46. Вып. 6. С. 1261 – 1268.

42. Торможение быстрых трещин некоторыми структурными дефектами / В.М. Финкель, И.Н. Воронов, А.М. Савельев и др. // Проблемы прочности. 1970. № 3. С. 8 – 16.

43. Honda R. Cleavage Fracture in Single Crystals of Silicon Iron // J. Phys. Soc. Japan. 1961. Vol. 16. N 7. P. 1309 – 1321.

44. Mahajan S., Williams D.F. Deformation Twinning in Metals and Alloys // Int. Met. Rev. 1973. Vol. 18. P. 43 – 61.

45. Финкель В.М., Савельев А.М., Королев А.П. О температурной зависимости интенсивности и кинетики развития двойникования при динамическом растяжении кремнистого железа // Физика металлов и металловедение. 1979. Т. 47. Вып. 2. С. 411 – 419.

46. Mahajan S.J. Nucleation and Growth of Deformation Twin in Mo – 35 at % Re Alloy // Phil. Mag. 1972. Vol. 26. N 1. P. 161 – 171.

47. Ogawa K. Edge Dislocation Dissociated in (112) Planes and Twinning Mechanism of b.c.c. Metals // Phil. Mag. 1965. Vol. 11. P. 217 – 233.

48. Гарбер Р.И., Степина Е.И. Скорость исчезновения упругих двойников в кальците // Физика твердого тела. 1965. Т. 7. Вып. 1. С. 161 – 166.

49. Бойко В.С. Динамика плоских скоплений дислокаций // Динамика дислокаций. К.: Наук. думка, 1975. С. 161 – 168.

50. Hukata A., Johnson R.A., Elbaum C. Interaction of Dislocations with Electrons and with Phonons // Phys. Rev. 1970. Vol. 2B. N 12. P. 4856 – 4863.

51. Гиндин И.А., Чиркина Л.А. Влияние границ раздела на температурную зависимость сопротивления движению двойникоующих и скользящих дислокаций // Физика металлов и металловедение. 1977. Т. 43. Вып. 1. С. 180 – 187.

52. Шмид Е., Боас В. Пластичность кристаллов, в особенности металлических. М.-Л.: Гос. науч.-техн. изд-во, 1938. 316 с.

53. Моисеев В.Ф., Трефилов В.И. Пластичность при двойниковании // Физическая природа пластической деформации и разрушения металлов. К.: Наук. думка, 1969. С. 7 – 15.

54. Bell R.L., Cahn R.W. The Dynamics of Twinning and the interrelation of Slip and Twinning in Zinc Crystals // J. Inst. Met. 1958. Vol. 86. N 10. P. 433 – 438.

55. Hamer F.M., Hull D. Nucleation of Twinning and Fracture // Acta Met. 1964. Vol. 12. P. 682 – 684.

56. Griffith I.R., Cottrell A.H. Elastic Failure at Natches in Silicon Steel // J. Mech. Phys. Sol. 1965. Vol. 13. P. 135 – 140.

57. Worthington P.J., Smith E. Slip, Twinning and Fracture in Polycrystalline 3 % Silicon Iron // Acta Met. 1966. Vol. 14. N 1. P. 35 – 41.

58. Priestner R., Leslie W.C. Nucleation of Deformation Twin at Slip Plane Intersections in b.c.c. Metals // *Phil. Mag.* 1965. Vol. 11. N 113. P. 895 – 916.
59. Sleswyk A.W. $1/2\langle 111 \rangle$ Screw Dislocations and the Nucleation of $\{112\}\langle 111 \rangle$ Twins in the b.c.c. Lattice // *Phil. Mag.* 1963. Vol. 8. P. 1467 – 1486.
60. Sleswyk A.W., Helle I.N. Ductile Cleavage Fracture, Yielding and Twinning in α -Iron // *Acta Met.* 1963. Vol. 11. N 3. P. 187 – 194.
61. Пустовалов В.В. Особенности пластической деформации при низких температурах // *Физика деформационного упрочнения монокристаллов*. К.: Наук. думка, 1972. С. 128 – 171.
62. Nilles I.L., Owen W.S. Deformation Twinning of Martensite // *Met. Trans.* 1972. Vol. 3. N 7. P. 1877 – 1883.
63. Косевич В.М., Башмаков В.И. Исследование упругих стадий двойникования в металлических монокристаллах // *Кристаллография*. 1959. Т. 4. Вып. 5. С. 749 – 755.
64. Старцев В.И., Косевич В.М. Об упругом двойниковании металлов // *Докл. АН СССР*. 1955. Т. 101. № 5. С. 861 – 864.
65. Старцев В.И., Соيفер Л.М. О некоторых явлениях, наблюдаемых при деформации монокристаллов сурьмы // *Докл. АН СССР*. 1955. 1960. Т. 134. № 4. С. 795 – 798.
66. Косевич А.М., Бойко В.С. Дислокационная теория упругого двойникования кристаллов // *Успехи физических наук*. 1971. Т. 104. Вып 2. С. 201 – 254.
67. Финкель В.М., Зрайченко В.А., Воронов И.Н. Об упругом двойниковании кремнистого железа // *Докл. АН СССР*. 1965. Т. 160. № 2. С. 329 – 331.
68. Бойко В.С., Гарбер Р.И., Кившик В.Ф. Динамика исчезновения упругого двойника // *Физика твердого тела*. 1974. Т. 16. Вып. 2. С. 591 – 593.
69. Королев А.П. Механизмы воздействия деформационных двойников на зарождение и распространение динамических трещин при различных температурах: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Тамбов, 1979. 186 с.
70. Финкель В.М., Королев А.П., Савельев А.М. О возможности самоторможения быстрых трещин в кремнистом железе при низких температурах // *Проблемы прочности*. 1979. № 10. С. 65 – 70.
71. Финкель В.М., Королев А.П., Федоров В.А. О механизме развития быстрой трещины в системе параллельных ей двойников // *Докл. АН СССР*. 1981. Т. 258. № 6. С. 1362 – 1365.
72. Sleswyk A.W. Twinning and the Origin of Cleavage Nuclei in α -Iron // *Acta Met.* 1962. Vol. 10. N 9. P. 803 – 812.
73. Орлов Л.Г., Утевский Л.М. О микродвойниках в железе, деформированном при низких температурах // *Физика металлов и металловедение*. 1963. Т. 16. Вып. 4. С. 627 – 629.
74. Hull D. Twinning and Fracture of Single Crystals of 3 % Silicon Iron // *Acta Met.* 1960. Vol. 8. N 1. P. 11 – 18.
75. Webster T.N. The low Temperature Fracture Behavior of Grain oriented 3 % Silicon Iron // *Acta Met.* 1970. Vol. 18. N 6. P. 683 – 691.
76. Hamburg E., Gensamer M. Twinning and Microcracks // *Deformation on Twinning*. New York; London; Paris: Metall. Soc. Conf., 1964. Vol. 25. P. 393–396.
77. Веселянский Ю.С., Браун М.П. Хрупкое разрушение и двойникование в железе и сталях // *Металлофизика*. К.: Наук. думка, 1969. Вып. 23. С. 25 – 42.
78. Tipper C.F., Sullivan S. Fracture of Silicon Ferrite Crystals // *Trans. ASM*. 1951. Vol. 43. P. 906 – 928.
79. Халл Д. Двойникование и зарождение трещин в металлах с объемно центрированной кубической решеткой // *Разрушение твердых тел*. М.: Металлургия, 1967. С. 222 – 255.
80. Marcinkowski M.J., Sree Harsha K.S. Numerical Analysis of Deformation Twin Behavior. Part 1: Large Static Twins // *Trans. Met. Soc. AIME-1968*. Vol. 242. N 7. P. 1405 – 412.
81. Sleswyk A.W. Emissary Dislocations: Theory and Experiments on the Propagation of Deformation Twins in α -Iron // *Acta Met.* 1962. Vol. 10. N 8. P. 705 – 725.
82. Averbach B.L. Micro- and macro-crack Formation // *Int. J. Fract. Mech.* 1965. Vol. 1. N 4. P. 272 – 291.
83. Cahn R.W. Plastic Deformation of α -uranium Twinning and Slip // *Acta Met.* 1953. Vol. 1. P. 49 – 70.
84. Gilbert A., Hahn G.T., Reid C.N., Wilcox B.A. Twin induced Grain Boundary Cracking in b.c.c. Metals // *Acta Met.* 1964. Vol. 12. P. 754 – 755.
85. Armstrong R.W. Role Deformation Twinning in Fracture Processes // *Deformation Twinning*. New

York; London; Paris: Metall. Soc. Conf., 1964. Vol. 25. P. 356 – 377.

86. Priestner R. The Relationship Between Brittle Cleavage and Deformation Twinning in b.c.c. Metals // Deformation Twinning. New York; London; Paris, 1964. Vol. 25. P. 321 – 355.

87. Levasser I. Etude de intersection des macles mecaniques dans le fer alpha Application a l'initiation et a la propagation d'une fissure de clivage // Metaux. 1972. Vol. 47. N 561. P. 161 – 181.

88. McHarque P.I. Twinning in Columbium // Trans. Met. Soc. AIME. 1962. Vol. 224. N 4. P. 328 – 334.

89. Вергазов А.Н., Рыбин В.В. Дисклинации в идеально фрагментированном кристалле // Физика твердого тела. 1976. Т. 18. Вып. 1. С. 163 – 165.

90. Исследование кинетики роста трещин в монокристаллах висмута / В.М. Финкель, И.А. Куткин, А.М. Савельев и др. // Кристаллография. 1963. Т. 8. Вып. 5. С. 752 – 757.

91. Лубенец С.В. Взаимодействие двойникования и скольжения в кристаллах $PbCl_2$ // Тр. Физико-техн. ин-та низких температур АН УССР. Харьков, 1971. Вып. 12. С. 31 – 34.

92. Sleswyk A.W., Verbraak C.A. Incorporation of Slip Dislocation in Mechanical Twins-1 // Acta Met. 1961. Vol. 9, N 10. P. 917 – 927.

93. Saxl I. The Incorporation of Slip Dislocation in Twins // Czech. J. Phys. 1968. Vol. 18B. P. 39 – 49.

94. Saxl I. The Incorporation of Slip Dislocation into Twins-2 // Czech. J. Phys. 1969. Vol. 19B. P. 1605 – 1606.

95. Mahajan S. Twin-Slip and Twin-Twin Interaction in Mo-35 at % Re Alloy // Phil. Mag. 1971. Vol. 23. N 184. P. 781 – 794.

96. Remy L. Twin-Slip Interaction in b.c.c. Crystals // Acta Met. 1976. Vol. 25. N 8. P. 711 – 714.

97. Погребной Э.Н., Жак К.М. О межзеренном разрушении металлов // Изв. АН СССР. Сер. Металлы. 1965. № 3. С. 187 – 191.

98. Погребной Э.Н., Жак К.М. О взаимодействии двойников и полос скольжения с препятствиями в железе // Изв. АН СССР. Сер. Металлы. 1966. № 5. С. 83 – 90.

99. Погребной Э.Н., Жак К.М. О деформациях при торможении двойника препятствиями / Изв. АН СССР. Сер. Металлы. 1967. № 4. С. 132 – 139.

100. Sakaki T., Nakamura T. Tetsu to hagane // J. Iron and Steel Ins. Japan. 1973. Vol. 59. N 7. P. 955 – 966.

101. Brewster D. On the phenomenon of luminous rings in calcareous spar and beryl, as produced cavities containing the two new fluids // Phil. Mag. 1848. Vol. 33. P. 489 – 493.

102. Stoney G. On rings seen in fibrous specimens of calc spar // Irish Acad. Trans. 1860. Vol. 24. P. 31 – 36.

103. Plucker J. Uber eine neue physicalische Erscheinung. Pheinlande und Westphalens: Sitzungsberichte, 1858. Bd. 15. S. 30 – 32.

104. Rose G. Uber die im Kalkspath vorkommenden hohlen Canale. Berlin; Physik Abhandlung koniglich Akademie der Wissenschaften, 1868. P. 57 – 79.

105. Яковлева Э.С., Якутович М.В. Влияние двойникования на хрупкое разрушение кристаллов цинка // Журнал технической физики. 1950. Т. 20. Вып. 4. С. 420 – 423.

106. Czochralsky J. Moderne Metallkunde in Theory und Praxis. Berlin: Springer, 1924. 398 s.

107. Финкель В.М., Федоров В.А. К вопросу о каналах Розе // Кристаллография. 1973. Т. 18. Вып. 3. С. 593 – 598.

108. Финкель В.М., Федоров В.А., Кижнер М.М. Взаимодействие трещины с двойниковыми прослойками в кристаллах исландского шпата // Кристаллография. 1976. Т. 21. Вып. 2. С. 345 – 350.

109. Федоров В.А., Башканский А.М. Деформация и разрушение кристаллов исландского шпата // Физика прочности и пластичности металлов и сплавов: Тез. докл. 8 Всесоюз. конф. Куйбышев, 1976. С. 271 – 272.

110. Алехин В.П. Физика прочности и пластичности поверхностных слоев материалов. М.: Наука, 1983. 280 с.

111. Хан Дж.Т., Авербах Б.Л., Оуэн Б.С., Коэм М. Возникновение микротрещин скола в поликристаллическом железе и стали // Атомный механизм разрушения. М.: Металлургия, 1963. С. 109 – 134.

112. Hull D. Twinning and Fracture of Single Crystals of 3 % Silicon Iron // Acta Met. 1960. Vol. 8. N 1. P. 11 – 18.

113. Старцев В.И., Косевич В.М., Томенко Ю.С. Изучение пересечения двойниковых прослоек в монокристаллах кальцита // Кристаллография. 1956. Т. 1. Вып. 4. С. 425 – 428.

114. Старцев В.И., Косевич В.М., Томенко Ю.С. Изучение пересечения двойниковых прослоек в монокристаллах сурьмы, висмута и цинка // Кристаллография. 1956. Т. 1. Вып. 4. С. 429 – 435.

115. Федоров В.А., Тялин Ю.И. О зарождении трещин на границах двойников в кальците // Кристаллография. 1981. Т. 26. Вып. 4. С. 775 – 781.
116. Федоров В.А., Плотников В.П. О повреждаемости кристаллов кальцита при двойниковании // Кристаллография. 1984. Т. 29. Вып. 1. С. 123 – 127.
117. Бенгус В.З., Лаврентьев Ф.Ф., Соيفер Л.М. Выявление дислокаций в кристаллах кальцита // Кристаллография. 1960. Т. 5. Вып. 3. С. 441 – 445.
118. Канер Ф. Вычисление поверхностной энергии и энергии двойникования кальцита // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1939. Т. 9. Вып. 2. С. 218 – 222.
119. Изменение реальной структуры монокристалла кремния в окрестности плоскости скольжения дислокации / Е.И. Бондаренко, В.Г. Еременко, В.И. Никитенко и др. Ин-т физики твердого тела АН СССР; Препринт. Черноголовка: 1982. 10 с.
120. Дедух Л.М., Кабанов Ю.П., Никитенко В.И. Пластическая деформация и магнитные свойства монокристаллов иттриевого феррограната // Физика твердого тела. 1976. Т. 18. Вып. 8. С. 2352 – 2358.
121. Петухов Б.В., Покровский В.Л. О влиянии заряженных примесей на подвижность дислокаций в кристаллах с высокими барьерами Пайерлса // Физика твердого тела. 1971. Т. 13. Вып. 12. С. 3679 – 3682.
122. Kaga H., Gilman J.J. Twinning and detwinning in calcite // J. Appl. Phys. 1969. Vol. 40. N 8. P. 3197 – 3207.
123. Финкель В.М., Федоров В.А. Упругий канал Розе // Тр. Тамб. ин-та хим. машиностр. 1972. Вып. 8. С. 154 – 159.
124. Федоров В.А., Плотников В.П., Тялин Ю.И. О взаимодействии упругих двойников в кальците и образовании каналов Розе // Физика прочности и пластичности металлов и сплавов: Тез. докл. 9 Всесоюз. конф. Куйбышев, 1979. С. 61 – 62.
125. Механизм и кинетика зарождения упругих каналов Розе первого рода в кальците / В.А. Федоров, В.М. Финкель, В.П. Плотников, Ю.И. Тялин, В.А. Куранова // Кристаллография. 1988. Е. 33. Вып. 5. С. 1244 – 1250.
126. Взаимодействие трещин с упругими двойниками в кристаллах исландского шпата / В.М. Финкель, В.А. Федоров, А.М. Башканский и др. // Проблемы прочности. 1976. № 2. С. 75 – 81.
127. Косевич А.М. Дислокации в теории упругости. К.: Наук. думка, 1978. 220 с.
128. Владимиров В.И., Ханнанов Ш.Х. Актуальные задачи теории зарождения дислокационных трещин // Физика металлов и металловедение. 1970. Т. 30. Вып. 3. С. 490 – 510.
129. Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. М.: Атомиздат, 1972. 600 с.
130. Ортега Дж., Рейнболдт В. Итерационные методы решения нелинейных систем уравнений со многими неизвестными. М.: Мир, 1975. 558 с.
131. Eshelby J.D., Frank F.C., Nabarro F.R.N. The Equilibrium of Linear Arrays of Dislocations // Phil. Mag. 1951. Vol. 42. N 327. P. 351 – 364.
132. Stroh A.N. A theory of fracture of metals // Advanced Phys. 1957. Vol. 6. N 24. P. 418 – 428.
133. Владимиров В.И., Орлов А.Н. Термически активированное зарождение микротрещин в кристаллах // Проблемы прочности. 1971. № 2. С. 36 – 38.
134. Рыбин В.В., Ханнанов Ш.Х. Учет реальной структуры скопления дислокаций в задаче о термоактивированном зарождении трещины // Физика твердого тела. 1969. Т. II. Вып. 4. С. 1048 – 1051.
135. Взаимодействие дислокаций при двойниковании кристаллов / В.И. Старцев, В.З. Бенгус, Т.Н. Комник, Ф.Ф. Лаврентьев // Кристаллография. 1963. Т. 8. Вып. 4. С. 632 – 640.
136. Лехницкий С.Г. Теория упругости анизотропного тела. М.: Наука, 1977. 416 с.
137. Владимиров В.И., Орлов А.Н. Энергия активации зарождения микротрещины в голове скопления дислокаций // Физика твердого тела. 1969. Т. 11. Вып. 2. С. 370 – 378.
138. Владимиров В.И. Вычисление энергии активации образования микротрещин // Физика твердого тела. 1970. Т. 12. Вып. 6. С. 1593 – 1596.
139. Форма конца упругого двойника / В.С. Бойко, Р.И. Гарбер, А.И. Спольник, Л.И. Федорова // Украинский физический журнал. 1979. Т. 24. № 9. С. 1399 – 1401.

140. Регель В.Р., Слущер А.И., Томашевский Э.Е. Кинетическая природа прочности твердых тел. М.: Наука, 1974. 560 с.
141. Бойко В.С., Гарбер Р.И., Кривенко В.Ф. Силы трения и поверхностного натяжения двойняющих дислокаций // Физика твердого тела. 1967. Т. 9. Вып. 2. С. 435 – 443.
142. Лариков Л.Н. Механизм и кинетика залечивания макро- и микродефектов в металлах // Металлофизика. 1975. Вып. 61. С. 3 – 16.
143. Финкель В.М., Конкин Б.Б. Об одном препятствии реанимации кристалла с трещиной / Физика твердого тела. 1983. Т. 25. Вып. 3. С. 804 – 807.
144. Бойко В.С., Гарбер Р.И., Кривенко Л.Ф. Звуковая эмиссия при аннигиляции дислокационного скопления // Физика твердого тела. 1974. Т. 16. Вып. 4. С. 1233 – 1235.
145. Переходное излучение звука дислокациями / В.С. Бойко, Р.И. Гарбер, Л.Ф. Кривенко, С.С. Кривуля // Физика твердого тела. 1973. Т. 15. Вып. 1. С. 321 – 323.
146. Bell R.L., Cahn R.W. The initiation of cleavage at the intersection of deformation twins in zinc single crystals // J. Inst. Met. 1958. Vol. 86. P. 433 – 438.
147. Burr D.I., Thompson N. Twinning and fracture in zinc single crystals // Phil. Mag. 1965. Vol. 12. N 116. P. 229 – 244.
148. Лаврентьев Ф.Ф., Салита О.П., Казаров Ю.Г. Пластическая деформация и разрушение кристаллов цинка при запрещенном базисном скольжении // Физика металлов и металловедение. 1968. Т. 26. Вып. 2. С. 348 – 360.
149. Burr D.I., Thompson N. Dislocations and cracks in zinc // Phil. Mag. 1962. Vol. 7. N 2. P. 1773 – 1778.
150. Федоров В.А., Финкель В.М., Плотников В.П. Образование трещин на границах зерен и двойников в цинке при охлаждении до низких температур // Физика металлов и металловедение. 1980. Т. 49. Вып. 2. С. 413 – 416.
151. Федоров В.А., Финкель В.М., Плотников В.П. О механизме образования каналов Розе в цинке // Физика металлов и металловедение. 1979. Т. 47. Вып. 5. С. 1044 – 1052.
152. Федоров В.А., Куранова В.А., Плотников В.П. Особенности пересечения двойников в кадмии // Физика металлов и металловедение. 1986. Т. 62. Вып. 1. С. 161 – 165.
153. Лаврентьев Ф.Ф., Солдатов В.П., Казаров Ю.Г. Выращивание монокристаллов цинка и висмута заданной формы и кристаллографической ориентации // Физика металлов и металловедение. 1966. Т. 21. Вып. 4. С. 793 – 795.
154. Pratt P.L. Cleavage deformation in zinc and sodium chloride // Acta Met. 1953. Vol. 1. P. 692 – 699.
155. О взаимосвязи разрушения и двойникования в некоторых монокристаллах / В.А. Федоров, В.М. Поликарпов, В.М. Михайлов, Н.В. Федорова // Физика прочности и пластичности металлов и сплавов: Тез. докл. 11 Всесоюз. конф. Куйбышев, 1986. 163 с.
156. Предводителев А.А., Троицкий О.В. Дислокации и точечные дефекты в гексагональных металлах. М.: Атомиздат, 1973. 200 с.
157. Келли А., Гровс Г. Кристаллография и дефекты в кристаллах. М.: Мир, 1974. 496 с.
158. Прайс П.Б. Непосредственное наблюдение скольжения, переползания и двойникования в гексагональных металлических кристаллах // Электронная микроскопия и прочность кристаллов. М.: Металлургия, 1968. С. 42 – 122.
159. Лаврентьев Ф.Ф. Деформационное упрочнение и динамика дислокаций в гексагональных плотноупакованных металлах: Автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Харьков, 1975. 39 с.
160. Voiko V.S. Dislocation Description of Twin Dynamic Behaviour // Phys. Stat. Sol. 1973. Vol. 55B. N 2. P. 477 – 482.
161. Gilman J.J. Etch pits and dislocations in zinc monocrystals // J. Metals. 1956. Vol. 8, N 7. P. 998 – 1004.
162. Stepanov A.W. Grundlagen der Theorie der praktischen Festigkeit // Z. Physik. 1934. Bd. 92. N 1 – 2. P. 42 – 60.
163. Клявин О.В., Никифоров А.В. Применение метода пузырьков к исследованию динамики скольжения в кристаллах при гелиевых температурах // Динамика дислокаций. К.: Наук. думка, 1975. С. 376 – 383.

164. Емалетдинов А.К. Тепловые и термоупругие поля вокруг движущихся дислокаций // Физика металлов и металловедение. 1977. Т. 44. Вып. 5. С. 984 – 989.
165. Шульце Г. Металлофизика. М.: Мир, 1971. 503 с.
166. Косевич В.М., Башмаков В.М. Исследование упругих стадий двойникования в металлических монокристаллах // Кристаллография. 1959. Т. 4. Вып. 5. С. 749 – 755.
167. Сойфер Я.М., Штейнберг В.Г. Температурная зависимость предела текучести и подвижности дислокаций в цинке при низких температурах // Физические процессы пластической деформации при низких температурах. К.: Наук. думка, 1974. С. 65 – 68.
168. Механизм зарождения скола в некоторых ГПУ-металлах / В.А. Федоров, В.А. Куранова, Ю.И. Тялин, Е.В. Сай // Физика прочности и пластичности металлов и сплавов: Тез. докл. 11 Всесоюз. конф. Куйбышев, 1986. С. 170 – 171.
169. О механизме развития зародышевых трещин в кристаллах при их деформировании / В.Н. Рожанский, Н.В. Перцов, Е.Д. Щукин, П.А. Ребиндер // Докл. АН СССР. 1958. Т. 123. № 4. С. 648 – 651.
170. Yoo M.H., Wei C.T. Slip Modes of Hexagonal – Close – Packed Metals // J. Appl. Phys. 1967. Vol. 38. N 11. P. 4317 – 4322.
171. Cottrell A.H. Theory of Brittle Fracture in Steel and similar metals // Trans. Met. Soc. AIME. 1958. Vol. 212. N 2. P. 192 – 203.
172. Владимиров В.И., Ханнанов Ш.Х. Пересекающиеся скопления краевых дислокаций // Физика твердого тела. 1970. Т. 12. Вып. 3. С. 856 – 859.
173. Chou Y.T., Whitmore R.W. Single and double pile-up of dislocations in MgO crystals // J. Appl. Phys. 1961. Vol. 32. N 10. P. 1920 – 1927.
174. Vladimirov V.I. The criterion for dislocation crack nucleation // Int. J. Fracture. 1975. Vol. 11. P. 359 – 361.
175. Argon A.S., Orovan E. Crack nucleation in MgO single crystals // Phil. Mag. 1964. Vol. 9. N 102. P. 1023 – 1039.
176. Бернштейн М.Л., Займовский В.А. Структура и механические свойства металлов. М.: Металлургия, 1970. 472 с.
177. Федоров В.А., Куранова В.А., Плотников В.П. О зарождении микротрещин в монокристаллах цинка // Физика металлов и металловедение. 1989. Т. 67. Вып. 3. С. 611 – 614.
178. Инденбом В.Л. О критериях разрушения в дислокационных теориях прочности // Физика твердого тела. 1961. Т. 3. Вып. 7. С. 2071 – 2079.
179. Келли А. Высокопрочные материалы. М.: Мир, 1976. 261 с.
180. Лихачев В.А. Микроструктурные напряжения термической анизотропии // Физика твердого тела. 1961. Т. 3. Вып. 6. С. 1827 – 1834.
181. Mar H.Y.B., Scott W.D. Fracture induced in Al_2O_3 bicrystals by anisotropic thermal expansion // J. Amer. Ceramic Soc. 1970. Vol. 53. N. 10. P. 555 – 558.
182. Упругие напряжения вокруг неметаллических включений / В.М. Финкель, О.П. Елесина, В.А. Федоров, В.А. Зрайченко // Металловедение и термическая обработка металлов. 1971. № 7. С. 55 – 61.
183. Voas W., Honeycombe R.W.K. The plastic deformation of noncubic metals by heating and cooling // Proc. Roy. Soc. 1946. Vol. 186A. P. 57 – 71.
184. Новикова С.И. Тепловое расширение твердых тел. М.: Наука, 1974. 292 с.
185. Barrett C.S. Structure of metals, New York; London; McGraw-Hill, 1956. 611 p.
186. Гарбер Р.И., Степина Е.И. Дефекты на границах двойниковых прослоек // Физика щелочно-галоидных кристаллов: Тр. 2 Всесоюз. совещания. Рига, 1962. С. 479 – 481.
187. Финкель В.М., Савельев А.М., Королев А.П. Влияние температуры на образование двойников в кремнистом железе // Физика металлов и металловедение. 1979. Т. 47. Вып. 3. С. 645 – 653.
188. Федоров В.А., Королев А.П., Финкель В.М. Механизмы зарождения трещин и роль двойников при динамическом нагружении сплава Fe – 3,25 % Si в интервале температур 77 ... 573 К // Проблемы прочности. 1983. № 8. С. 51 – 55.
189. О зарождении квазихрупкого разрушения в Fe – 3,25 % Si в условиях деформационного двойникования / А.П. Королев, В.А. Федоров, В.М. Финкель, Ю.И. Тялин // Физика металлов и металловедение. 1981. Т. 52. Вып. 6. С. 1282 – 1288.

190. Влияние двойников на зарождение трещин в Fe + 3,25 % Si при интенсивном сопутствующем скольжении / В.М. Финкель, А.П. Королев, А.М. Савельев, В.А. Федоров // Физика металлов и металловедение. 1979. Т. 48. Вып. 2. С. 415 – 423.
191. О развитии быстрой трещины вдоль системы параллельных ей двойников / В.М. Финкель, А.П. Королев, В.А. Федоров, Ю.И. Тялин // Физика металлов и металловедение. 1981. Т. 52. Вып. 4. С. 863 – 869.
192. Королев А.П., Федоров В.А., Тялин Ю.И. Условия формирования и роста механических двойников в вершине динамической трещины // Проблемы прочности. 1982. № 6. С. 93 – 97.
193. Королев А.П., Федоров В.А. О параметрах механических двойников, выпускаемых трещиной // Физика металлов и металловедение. 1983. Т. 56. Вып. 2. С. 390 – 392.
194. Эпштейн Г.Н., Кайбышев О.А. Высокотемпературная деформация и структура металлов. М.: Металлургия, 1971. 197 с.
195. Драчинский А.С., Трефилов В.И. Микроструктурные исследования перехода от скольжения к двойникованию в железе // Физическая природа пластической деформации. К.: Наук. думка, 1976. С. 82 – 88.
196. Spitzig W.A., Ken A.S. Orientation and temperature dependence of slip in iron single crystals // Met. Trans. 1970. Vol. 1. N 10. P. 2751 – 2757.
197. Terasaki F. Mecanques a 77 de la Rupture Par Clivage de Monocristaux de fer Pur // Acta Met. 1967. Vol. 15. N 6. P. 1057 – 1072.
198. Maruyama B.S. Dynamic Behaviour of Twinning in Tin Crystals at Various Temperatures and Strain Rates // J. Phys. Soc. Japan. 1960. Vol. 15. N 7. P. 1243 – 1251.
199. Cox I.I., Home G.T., Mehi R.F. Slip, Twinning and Fracture in Single Crystals of Iron // Trans. ASME. 1957. Vol. 49. P. 118 – 130.
200. Mahajan S. Effects of existiny substructure on chock-twinning behavior of iron // Phys. Stat. Sol. 1970. Vol. 2A. N 2. P. 217 – 233.
201. Rosenfield A.R., Averbach B.L., Cohen M. Twinning occurence in iron Single Crystals // Acta Met. 1963. Vol. 11. P. 1100 – 1101.
202. Савин Г.Н. Распределение напряжений около отверстий. К.: Наук. думка, 1968. 887 с.
203. Владимиров В.И., Ханнанов Ш.Х. Распределение дислокаций в заторможенной полосе скольжения // Физика металлов и металловедение. 1970. Т. 30. Вып. 2. С. 281 – 288.
204. Хead A.K. Edge Dislocations in Ingomogeneous Media // Proc. Phys. Soc. 1953. Vol. 66B. P. 793 – 801.
205. Бутнев Л.С. Взаимодействие двойникования и скольжения в металлах с ГЦК-решеткой. 1. Теория // Физика металлов и металловедение. 1971. Т. 32. Вып. 6. С. 1131 – 1140.
206. Stroh A.N. The cleavage of metal single crystals // Phil. Mag. 1958. Vol. 3. P. 597 – 606.
207. Новиков И.И. Дефекты кристаллического строения металлов. М.: Металлургия, 1968. 188 с.
208. Владимиров В.И., Ханнанов Ш.Х. Зарождение трещин на встречных дислокационных скоплениях // Проблемы прочности. 1973. № 5. С. 62 – 65.
209. Акивис М.А., Гольдберг В.В. Тензорное исчисление. М.: Наука, 1972. 302 с.
210. Yoffe E.H. The Moving Griffith Crack // Phil. Mag. 1951. Vol. 42. N 330. P. 7391 – 7402.
211. Marcinkowski M.J., Sree Harsha K.S, Numerical Analysis of Deformation Twin Behavior. Smol Twin Lamelles // J. Appl. Phys. 1968. Vol. 39. N 13. P. 6063 – 6071.
212. Хоникомб Р. Пластическая деформация металлов / Пер. с англ.; Под ред. д-ра физ.-мат. наук Б.Я. Любова, М.: Мир, 1972. 408 с.
213. Deformation mechanisms in MoSi₂ at temperatures above the brittle-to-ductile transition temperature. I. Polycrystalline MoSi₂ / D. Evans, F. Scheltens, J. Woodhouse, H. Fraser // Phil. Magazine A. 1997. Vol. 75. N 1. P. 1 – 15.
214. Deformation mechanisms in MoSi₂ at temperatures above the brittle-to-ductile transition temperature. II. Single-crystal MoSi₂ / D. Evans, F. Scheltens, J. Woodhouse, H. Fraser // Phil. Magazine A. 1997, Vol. 75. N 1. P. 17 – 30.

215. Кукса Л.В. Микродеформации и механические свойства поликристаллических сплавов при статических и динамических и высокотемпературных испытаниях // Физика металлов и металловедение. 1997. Т. 84. № 1. С. 96 – 105.
216. Зуев Л.Б., Баранникова С.А., Заводчиков С.Ю. Локализация деформации растяжения в поликристаллическом сплаве на основе Zr // Физика металлов и металловедение. 1999. Т. 87. № 3. С. 77 – 79.
217. Кайбышев О.А., Валиев Р.З. Границы зерен и свойства металлов. М.: Металлургия, 1987. 214 с.
218. Gutkin M.Yu., Ovid'ko I.A. Special interaction between quasiperiodic grain boundaries and lattice dislocations in crystalline solids // Eur. Phys. J.B. 1998. Vol. 1. P. 429 – 437.
219. Высокотемпературная прочность и механизм разрушения СВС интерметаллида Ni₃Al и сплавов на его основе / В.Е. Овчаренко, М.В. Федорищева, Е.Ф. Дударев, Г.П. Бакач, Е.Г. Бармина // Перспективные материалы. 1997. № 3. С. 54 – 61.
220. Власов Н.М., Зазноба В.А. Диффузионные процессы в окрестности тройных стыков специальных границ зерен // Физика твердого тела. 1999. Т. 41. Вып. 1. С. 64 – 67.
221. Влияние размера зерна на механическое поведение титана VT1-00 / С.Ю. Миронов, С.П. Малышева, Р.М. Галлеев, Г.А. Салищев, М.М. Мышляев // Физика металлов и металловедение. 1999. Т. 87. № 3. С. 80 – 85.
222. Двойникование, сопутствующее разрушению моно- и поликристаллического ОЦК-сплава Fe + 3,25 % Si / В.А. Федоров, С.Н. Плужников, А.П. Королев, И.В. Васильева // Актуальные проблемы прочности: Науч. тр. I Междунар. семинара им. В.А. Лихачева и XXXIII Междунар. семинара. Новгород, 15 – 18 окт. 1997 г. Новгород, 1997. Т. 1. Ч. 2. С. 295 – 298.
223. Федоров В.А., Плужников С.Н., Королев А.П. Двойникование, сопутствующее разрушению моно- и поликристаллического ОЦК-сплава Fe + 3,25 % Si в интервале температур 77...473 К // Вестник Тамб. гос. ун-та. 1998. Т. 3. № 3. С. 251 – 253.
224. Текстуры, формирующиеся при нормальном росте зерен в сплавах Fe + 3 % Si с различными текстурами первичной рекристаллизации / Д.Б. Титоров, А.К. Сбитнев, Д.В. Титорова, Л.Д. Курмаева, Ю.Н. Акшенцев, Ф.В. Минеев // Физика металлов и металловедение. 1999. Т. 87. № 1. С. 52 – 56.
225. Эгиз И.В., Бабарэко А.А. Двойникование ОЦК-структуры (расчет и построение) // Металлы. 1994. № 5. С. 44 – 50.
226. Торможение трещин двойниками / В.М. Финкель, И.Н. Воронов, А.М. Савельев и др. // Физика металлов и металловедение. 1970. Т. 29. Вып. 6. С. 1248 – 1256.
227. Hahn. G.T., Sapey D. The Etch-Pitting Response of Annealed and Deformed Armco Iron // Trans. ASME. 1966. Vol. 59. P. 16 – 25.
228. Коваленко В.С. Металлографические реактивы. М.: Металлургия, 1973. 105 с.
229. Финкель В.М., Елесина О.П., Зрайченко В.А. Неметаллические включения и прочность стали // Докл. АН СССР. 1968. Т. 183. № 3. С. 576 – 579.
230. Трумбачев В.Ф., Катков Г.А. Измерение напряжений и деформаций методом фотоупругих покрытий. М.: Наука, 1966. 115 с.
231. Молотилев Б.В. Структура "зон приспособления" вблизи низкотемпературных двойников в железокремнистом сплаве // Кристаллография. 1962. Т. 7. Вып. 2. С. 252 – 256.
232. Кузнецов Б.А. Изучение начальной стадии пластической деформации поликристаллических металлов // Поляризационно-оптический метод исследования напряжений. Л.: Изд-во ЛГУ, 1966. С. 164 – 169.
233. Гилман Дж. Дж, Скол, пластичность и вязкость кристаллов // Атомный механизм разрушения. М.: Металлургия, 1963. С. 220 – 253.
234. Gilman J.J. Propagation of Cleavage Cracks in Crystals // J. Appl. Phys. 1956. Vol. 27. N 11. P. 1262 – 1269.
235. Финкель В.М. Об автокаталитическом характере хрупкого разрушения // Физико-химическая механика материалов. 1966. Т. 2. № 4. С. 388 – 393.
236. Финкель В.М. К вопросу о связи скорости распространения трещины с величиной пластической деформации // Физика металлов и металловедение. 1966. Т. 21. Вып. 3. С. 461 – 463.
237. Irwin G.T. Fracture, Handbuch fur Phys. Berlin: Springer – Vorlag, 1958. Vol. 6. 551 p.

238. Mott N.F. Fracture of Metals: Some Theoretical Considerations // Engineering. Vol. 165. N 2. P. 16 – 18.
239. Clark B.J., Irvin C.R. Crack-propagation behaviors // Exptl. Mech. 1966. Vol. 6. N 6. P. 321 – 330.
240. Екобори Т. Физика и механика разрушения и прочности твердых тел. М.: Металлургия. 1971. 264 с.
241. Конторова Т.А. К вопросу о существовании "переходных зон" в двойникованных кристаллах // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1942. № 12. С. 68 – 78.
242. Райс Г.Б. Искажение кристаллической решетки на границе раздела механически сдвойникового кристалла кальцита // Кристаллография. 1958. Т. 3. Вып. 3. С. 325 – 328.
243. Bowden F.P. Cooper R.E. Velocity of twin propagation in crystals // Nature. 1962. Vol. 195. N 4846. P. 1091 – 1092.
244. Старцев В.И., Солдатов В.П., Чайковская Н.М. Расширение двойниковой прослойки в несовершенных кристаллах кальцита // Физика твердого тела. 1974. Т. 16. Вып. 8. С. 2356 – 2360.
245. Бойко В.С., Гарбер Р.И., Кривенко Л.Ф. Динамика образования макроскопического скопления дислокаций в неоднородном поле и ее приложение к анализу звуковых импульсов // Физика твердого тела. 1974. Т. 16. Вып. 5. С. 1451 – 1456.
246. Гийо П., Дорн Дж. Критический обзор пайерлсовского механизма деформации // Актуальные вопросы теории дислокаций. М.: Мир, 1968. С. 270 – 310.
247. Федоров В.А. Роль механического двойникования в процессах пластической деформации и разрушения кристаллов: Автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук. М., 1990. 34 с.
248. Hull D. Effect of grain size and temperature on slip, twinning and fracture in 3 % silicon iron // Acta Met. 1961. Vol. 9. N 3. P. 191–204.
249. Финкель В.М., Федоров В.А., Королев А.П. Разрушение кристаллов при механическом двойниковании. Ростов н/Д.: Изд-во Рост. ун-та, 1990. 176 с.
250. Карькина Л.Е., Пономарев М.В. Взаимодействие двойников с дислокациями и двойниками в TiAl. I. Взаимодействие двойников // Физика металлов и металловедение. 1993. Т. 75. С. 156 – 161.
251. Федоров В.А., Плужников С.Н., Куранова В.А. Анализ микропластичности и разрушения при пересечении двойников в ОЦК-решетке // Вестник Тамб. гос. ун-та. 2000. Т. 5. Вып. 2–3. С. 387 – 389.
252. Feodorov V.A., Plushnikov S.N., The determination of active planes of a secondary twinning and slipping at intersection of the twins in b.c.c. crystals // Defect structures evolution in condensed matters. V International Seminar-School: Book of abstracts. June 24 – 28. 2000. Barnaul. 2000. P. 99–100.
253. Миркин Л.И. Физические основы прочности и пластичности. М.: Изд-во МГУ, 1968. 538 с.
254. Орлов А.Н. Введение в теорию дефектов в кристаллах. М.: Высш. шк., 1983. 144 с.
255. Федоров В.А., Плужников С.Н. О протекании некоторых дислокационных реакций при пересечении двойников в ОЦК-решетке // Взаимодействие дефектов и неупругие явления в твердых телах: Тез. докл. X Междунар. конф. Тула, 13 – 15 нояб. 2001 г. Тула, 2001. С. 44.
256. Анализ взаимодействия двойников при их пересечении в кристаллах с ОЦК решеткой / В.А. Федоров, С.Н. Плужников, Ю.И. Тялин, В.Н.Холодилин // Вестник Тамб. гос. ун-та. 2001. Т. 6. Вып. 4. С. 418 – 423.
257. Федоров В.А., Плужников С.Н., Тялин Ю.И. Анализ дислокационных взаимодействий, обусловленных пересечением двойников в ОЦК решетке // Металлы. 2003. № 2. С. 179 – 184.
258. Zener C. Fracturing of metals // Trans. Amer. Soc. Metals. 1948, N 40. P. 3 – 14.
259. Stroh A.N. The formation of cracks as a result of plastic flow // Proc. Roy. Soc. 1954. Vol. A223. P. 404 – 414.
260. Владимиров В.И., Ханнанов Ш.Х. Образование трещин в заторможенной полосе скольжения // Физика металлов и металловедение. 1971. № 31. С. 838 – 842.
261. Об условии зарождения микротрещин на границах двойниковых прослоек / С.Н. Плужников, В.А. Куранова, Ю.И. Тялин, В.А. Федоров // Современные проблемы прочности: Сб. науч. тр. V Междунар. семинара им. В.А. Лихачева. Старая Русса, 17 – 21 сент. 2001 г. Старая Русса. Т. 2. С. 3135.
262. Влияние структуры границ двойника на зарождение трещин в его вершине / В.А.Куранова, С.Н. Плужников, Ю.И. Тялин, В.А. Федоров // Вестник Тамб. гос. ун-та. 2001. Т. 6. Вып. 3. С. 351 – 353.

263. Оценка условий зарождения микротрещин на границах двойников по силовому и термоактивированному механизмам / В.А. Федоров, Ю.И. Тялин, В.А. Куранова, С.Н. Плужников // Тез. докл. Бернштейновских чтений по термомеханической обработке металлических материалов. М., 24–25 окт. 2001 г. / МИСиС. М., 2001. С. 23.

264. О зарождении трещин на границах и в вершинах двойников в ОЦК и ГЦК металлах / В.А. Федоров, В.А. Тялина, Ю.И. Тялин, С.Н. Плужников // Актуальные проблемы прочности: Тез. докл. XXXVIII семинара. СПб., 24 – 27 сент. 2001 г. СПб., 2001. С. 246 – 252.

265. Влияние распределения дислокаций в границах двойника на зарождение микротрещин в его вершине / В.А. Федоров, В.А. Куранова, Ю.И. Тялин, С.Н. Плужников // Физика твердого тела. 2002. Т. 44. № 6. С. 1057 – 1059.

266. О зарождении микротрещин в вершинах и на границах двойников в ОЦК- и ГЦК-металлах / В.А. Федоров, В.А. Куранова, Ю.И. Тялин, С.Н. Плужников // Кристаллография. 2003. Т. 48. № 3. С. 528 – 530.

267. Haasen P., Leibfried G. Die elastischen Spannungen einer verfestigten Gleitebene // Nachr. Akad. Wiss. Gottingen. 1954. Bd. 31. N 2. P. 31 – 49.

268. Leibfried G. Verteilung von Veretzungen im statischen Gleichgewicht // Z. Phys. 1951. Bd. 130. P. 214 – 226.

269. Head A.K. The stress fields around some dislocation arrays // Austral. J. Phys. 1960. Vol. 13. N 3. P. 613 – 615.

270. Solov'ev V.A. The stress field near the dislocation pile-up type defects in anisotropic elasticity // Phys. stat. sol. 1974. Vol. 65. N 2. P. 857 – 868.

271. Соловьев В.А. Поля напряжений плоских скоплений дислокаций в анизотропной теории упругости // Прикл. мат. и механика. 1975. № 5. С. 942 – 950.

272. Соловьев В.А., Сачко В.Н. Поля напряжений вокруг дефектов типа дислокационных скоплений в изотропных и анизотропных кристаллах // Кристаллография. 1976. Т. 21. № 5. С. 877 – 885.

273. Head A.K., Thomson P.F. On the method of Eshelby, Frank and Nabarro for calculating the equilibrium positions of dislocations // Phil. Mag. 1962. Vol. 7. P. 439 – 449.

274. Chou Y.T. Dislocation pile-ups against a locked dislocation of a different Burgers vector // J. Appl. Phys. 1967. Vol. 38. N 5. P. 2080 – 2085.

275. Smith E. Exact positions occupied by dislocations in a planar array // J. Appl. Phys. 1971. Vol. 42. N 7. P. 2618 – 2623.

276. Владимиров В.И., Ханнанов Ш.Х. Образование трещин в заторможенной полосе скольжения // Физика металлов и металловедение. 1971. Т. 31. № 4. С. 828 – 842.

277. Keh A.S., Li J.C.M., Chou Y.T. Crack due to the piling-up of dislocation on two intersecting slip planes in MgO crystals // Acta. Met. 1959. Vol. 7. P. 694 – 696.

278. Владимиров В.И., Приемский М.Д. Дислокационные скопления в упругих полях // ЖТФ. 1982. Т. 5. № 9. С. 1721 – 1724.

279. Мухелишвили Н.И. Сингулярные интегральные уравнения. М.: Физматгиз, 1962. 599 с.

280. Rosenfield A.R. A continuous distribution of moving dislocations // Phil. Mag. 1971. Vol. 24. N 187. P. 63 – 69.

281. Head A.K. Dislocation group dynamics. III. Similarity Solution of the continuum approximation // Phil. Mag. 1972. Vol. 26. N 1. P. 65 – 72.

282. Любов Б.Я. О решении некоторых кинетических уравнений теории дислокаций // Докл. АН СССР. 1963. Т. 152. № 5. С. 1092 – 1095.

283. Соловьев В.А. Кинетика расползания полигональной стенки дислокаций // Докл. АН СССР. 1969. Т. 185. № 5. С. 1037 – 1040.

284. Соловьев В.А. О кинетике изменений плоских скоплений дислокаций // ФММ. 1972. Т. 33. № 4. С. 690 – 697.

285. Соловьев В.А. Малые колебания плоских скоплений дислокаций // ФММ. 1972. Т. 34. № 4. С. 836 – 841.
286. Head A.K. Dislocations group dynamics. 1. Similarity solution of the n-body problem // Phil. Mag. 1972. Vol. 26. N 1. P. 43 – 53.
287. Зайцев С.И., Надгорный Э.М. Кинетика дислокационного скопления в модели "дискретных препятствий" // Физика твердого тела. 1979. Т. 21. № 5. С. 1392 – 1398.
288. Kanninen M.F., Rosenfield A.R. Dynamics of dislocation pile-up formation // Phil. Mag. 1969. Vol. 20. N 165. P. 569 – 587.
289. Rosenfield A.R., Kanninen M.F. The dynamics of dislocation pile-up formation with a non-linear stress-velocity relation for dislocation motion // Phil. Mag. 1970. Vol. 22, N 175. P. 143 – 154.
290. Yokobory T., Yokobory A.T., Kamei A. Computer simulation of dislocation emission from stressed source // Phil. Mag. 1974. Vol. 30. N 2. P. 367 – 378.
291. Yokobory T., Yokobory A.T., Kamei A. Dislocation dynamics theory for fatigue crack growth // Int. J. Fract. 1975. Vol. 11. N 5. P. 781 – 788.
292. Yokobory T., Yokobory A.T., Kamei A. Generalisation of computer simulation of dislocation emission under constant rate of stress application // J. Appl. Phys. 1975. Vol. 46. N 9. P. 3720 – 3724.
293. Yokobory T., Yokobory A.T., Kamei A. Computer simulation of the dynamics behaviour of dislocation groups of opposite sign emitted from a stressed source // Mater. Sci. and Eng. 1978. Vol. 40. N 1. P. 111 – 118.
294. Тялин Ю.И., Финкель В.М. Скопления заряженных дислокаций и зарождение трещин в неметаллических кристаллах // Докл. АН СССР. 1984. Т. 279. № 5. С. 1126 – 1130.
295. Специфика скоплений заряженных дислокаций / Ю.И. Тялин, В.М. Финкель, О.В. Гурова, Н.В. Копылов // Физика твердого тела. 1985. Т. 27. № 10. С. 3005 – 3009.
296. Тялин Ю.И. Нестационарные электрические процессы при движении скоплений заряженных дислокаций // Микромеханизмы пластичности, разрушения и сопутствующих явления (MPFP): Науч. тр. III Междунар. конф. Тамбов, 23 – 27 июня 2003 г.; Вестник Тамб. гос. ун-та. Сер. Естественные науки. 2003. Т. 8. Вып. 1. С. 772 – 775.
297. Гринберг А.Г. Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений. М.-Л.: Изд-во АН СССР, 1948. 727 с.
298. Сеге Г. Ортогональные многочлены. М.: ГИФМЛ, 1962. 500 с.
299. Head A.K., Louat N. The distribution of dislocation in linear array // Austral. J. Phys. 1955. Vol. 8. P. 1 – 7.
300. Бейтмен Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции. М.: Наука, 1973. Т. 2. 296 с.
301. Косевич А.М., Маргвелашвили И.Г. Излучение электромагнитных и звуковых волн дислокацией, равномерно движущейся в ионном кристалле // Изв. АН СССР. Сер. физ. Т. 31. № 5. С. 848 – 850.
302. Крылов В.И., Бобков В.В., Монастырный П.И. Вычислительные методы. М.: Наука, 1977. Т. 2. 398 с.
303. Тамм И.Е. Основы теории электричества. М.-Л.: Гостехиздат, 1949. 627 с.
304. Zener C. A Theoretical Criterion for the Initiation of Slip Bands // Phys. Rev. 1946. Vol. 69. P. 128–129.
305. Владимиров В.И., Ханнанов Ш.Х. Взаимодействие дислокационного скопления с дислокационной трещиной // Физика твердого тела. 1969. Т. 11. № 6. С. 1667 – 1676.
306. Kataoka T., Colombo L., Li J.C.M. Dislocation charged in Ca -doped KCl. Effect of impurity concentration and temperature // Phil. Mag. (A). 1984. Vol. 4. N 3. P. 409 – 423.
307. Sierra J., Cabrera J.M. Influence of Colour Centres on the Dislocations Charge in Alkali Halides // Phys. stat. sol. (a). 1975. Vol. 27. P. K43 – K45.
308. Владимиров В.И., Ханнанов Ш.Х. Дискретно-континуальное рассмотрение дислокационных скоплений // Физика металлов и металловед. 1969. Т. 27. № 6. С. 969 – 975.
309. Gilman J.J. Surface energies of crystals // J. Appl. Phys. Vol. 31. N 12. P. 2208 – 2218.
310. Kear B.H., Taylor A., Pratt P.L. Some dislocations interaction in simple ionic crystals // Phil. Mag. 1950. Vol. 4. N 41. P. 665 – 672.

311. Гилман Дж. Механические свойства ионных кристаллов // Успехи физических наук. 1969. Т. 80. С. 455 – 503.
312. Перстнев П.П., Бережкова Г.В. Дислокационные реакции в кристаллах окиси магния // Изв. АН СССР. Сер. Физика. 1983. Т. 47. № 6. С. 1133 – 1135.
313. Стро А.Н. Зарождение трещин в металлах с объемноцентрированной решеткой // Атомный механизм разрушения. М.: Металлургиздат, 1963. С. 138 – 144.
314. Термоактивированное зарождение трещин в вершине пересекающихся скоплений краевых дислокаций / Ю.И. Тялин, В.А. Тялина, М.В. Чемеркина, А.А. Бутягин, В.А. Федоров // Микромеханизмы пластичности, разрушения и сопутствующих явления (MPFP): Науч. тр. III Междунар. конф. Тамбов, 23 – 27 июня 2003 г.; Вестник Тамб. гос. ун-та. Сер. Естественные науки. Т. 8. Вып. 1. 2003. С. 770–771.
315. Воробьев А.А., Воробьев Г.А. Электрический пробой и разрушение твердых диэлектриков. М.: Высш. шк., 1966. 224 с.
316. Chandra B.P., Sahu R.B. Dielectric breakdown during mechanical deformation of solids // Cryst. Res. and Technol. 1983. Vol. 18. N 10. P. 1319 – 1324.