

УДК 548.4;539.3/5:53.092

© 1992

ЗАРОЖДЕНИЕ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ В ГИДРОСТАТИЧЕСКИ СЖАТЫХ МОНОКРИСТАЛЛАХ NaCl

И. Ю. Прохоров, Г. Я. Акимов, А. В. Макиевский

Методами ямок травления и интерференции исследованы зарождение и развитие линий скольжения с выколотой поверхности деформируемого образца и влияние на эти процессы высокого гидростатического давления (ВГД). Показано, что линии скольжения возникают на близких к горизонтальным участкам террас скола вблизи ребер при напряжениях около 90% предела текучести (ПТ) при н. у. и около 80% ПТ при ВГД 0.9 ГПа и непрерывно удлиняются по мере дальнейшего роста напряжения, что сопровождается уменьшением высоты террас. При одном и том же напряжении 88% ПТ длина линий уменьшается с давлением, а долевое участие сопряженной системы скольжения увеличивается от 10—15 до 40—45%. Построена модель поверхностного источника сдвига, хорошо описывающая целый ряд наблюдаемых закономерностей.

Зарождению пластической деформации в кристаллических телах, в особенности в щелочно-галлоидных монокристаллах, посвящено огромное количество экспериментальных и теоретических работ, из которых можно восстановить общую последовательность возникновения и развития элементарных сдвигов. Однако взаимная противоречивость многих экспериментальных результатов, большое число неконтролируемых факторов и сильное влияние внешней среды на этом этапе затрудняют формирование общих представлений о механизмах работы поверхностных источников, объясняющих все многообразие полученных данных. В большинстве случаев в качестве генераторов сдвига указываются либо поверхностные концентраторы напряжений, либо единичные дислокационные сегменты [1], но существуют и другие модели [2].

Экспериментально установленная последовательность процессов при нагружении кристаллов выглядит следующим образом [3—5]. До так называемого оптического предела текучести τ_0 , составляющего 65—70% механического τ_m , деформация является упругой, если не считать локальных пластических деформаций у опор. При напряжении τ_0 на боковых поверхностях появляются элементарные сдвиги или незавершенные линии скольжения, причем одни из них («динамические») скачком за время менее 0.1 с распространяются до некоторой равновесной длины, а далее растут медленно по мере повышения напряжения, а другие («статические») удлиняются постепенно с самого начала [4]. Зарождаются эти сдвиги, как правило, у концентраторов напряжения на поверхности [3], которыми в случае выколотых щелочно-галлоидных кристаллов являются участки террас скола у ребер [6]. Макроскопически рост сдвигов выглядит как продвижение фронта пластической зоны от поверхности в глубь кристалла [5]. При напряжениях 80—90% τ_m некоторые линии достигают противоположной грани и начинают расширяться, превращаясь в полосы и пачки скольжения [3]. Наконец, при достижении критического приведенного сдвигового напряжения (КПСН), соответствующего τ_m , кристалл оказывается заполненным расширяющимися полосами скольжения и деформация продолжается за счет размножения дислокаций в полосах [7].

Такая или подобная ей картина наблюдалась в работах [3-5] на монокристаллах NaCl, LiF, NaF, MgO и др. Некоторые ее детали, например «динамические» полосы скольжения, характерны только для определенных условий эксперимента и исследуемых образцов. Плотность источников сдвига зависит от механической обработки поверхности [8].

В настоящей работе описан обнаруженный эффект уменьшения высоты участков террас скола вблизи ребер при нагружении выколотых монокристаллах NaCl на квазиупругом участке $\tau_0 < \tau < \tau_m$, позволяющий однозначно установить природу источников сдвига в этих кристаллах, и приведены количественные характеристики развития дислокационной структуры на этой стадии как при н. у. так и в условиях ВГД. Построена модель поверхностного источника сдвига, количественно описывающая полученные данные.

1. Методика эксперимента

Монокристаллические образцы NaCl, ориентированные для сжатия вдоль [001], с КПСН $\tau_m = 3.41$ МПа размерами около $3 \times 3 \times 12$ мм выкалывали по плоскостям спайности из отожженных при 750 °С и охлажденных с печью блоков и деформировали в инертной жидкости до заданного уровня напряжения при скорости $7 \cdot 10^{-4}$ с⁻¹ и давлениях жидкости от атмосферного до 1 ГПа. Рельеф поверхности исследовали с помощью микроинтерферометра МИИ-4. Дислокационную структуру выявляли после разгрузки травлением внешней поверхности и сколов образца. Все поверхности центральной части образца (за исключением 2 мм с каждого торца) просматривали на оптическом микроскопе Neophot-2, после чего фотографировали и статистически обрабатывали те их участки, где была отмечена дислокационная активность.

Проверка на эффекты анизотропии сжатия [9] показала, что массовое зарождение дислокационных петель на выделениях примеси в объеме начинается для данного материала при давлениях свыше 1.1 ГПа.

2. Основные результаты и их обсуждение

Выколота поверхность щелочно-галоидных кристаллов имеет сложный рельеф, включающий в себя продольные «ручьи», возникающие при пересечении трещиной винтовых дислокационных стенок; поперечные борозды, отражающие положение фронта трещины и являющиеся следствием взаимодействия вершины движущейся трещины с отраженными упругими волнами, и следы работы различных систем скольжения в местах замедления трещины [10, 11]. Но главными ее элементами обычно являются террасы скола одного знака, порождаемые разориентацией инструмента, которым производится раскол, относительно плоскости спайности [12]. Поскольку картина скола существенно зависит от скорости трещины и размеров раскалываемого блока [10, 11], количество и расположение ступенек на каждой грани конкретного выколотого образца в значительной мере носят случайный характер.

В силу того что плоскостями спайности в кристаллах со структурой NaCl являются плоскости типа (010), а легкими системами скольжения — системы типа {011} <01T>, эффективными источниками сдвига могут быть горизонтальные участки ступенек скола, лежащие вдоль [100]. Отклонение ступеньки от горизонтали должно приводить сначала к тому, что дислокациям придется тянуть за собой двойные перегибы, а затем ко множественному скольжению с образованием сетки дислокаций в узкой приповерхностной зоне [12]. В зависимости от последовательности выкалывания образца из блока горизонтальные участки могут образовываться на одной-двух гранях образца в непосредственной близости от его ребер, что предопределяет преимущественную работу двух сопряженных систем на ранних стадиях деформации.

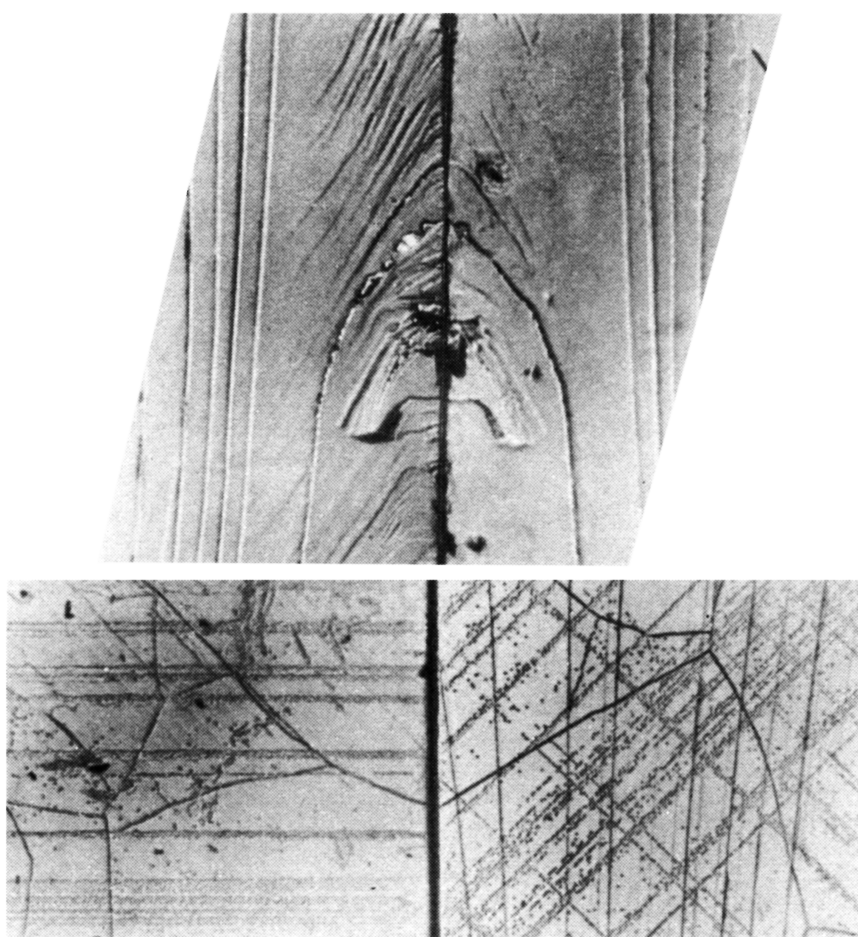


Рис. 1. Непротравленная (а) и протравленная (б) поверхности образца NaCl, продеформированного при н. у. до напряжения около 90% предела текучести.

а — рядом с продеформированным образцом (справа) показан зеркальный недеформированный отпечаток того же участка поверхности (слева), б — развертка участка ребра того же образца после травления.

Для проверки предположения о горизонтальных ступеньках скола как источников сдвига были проведены следующие эксперименты. Стандартные образцы на сжатие выкалывались из небольших блоков NaCl с сохранением отколотых частей и деформировались при н. у. до 80—90% предела текучести, после чего поверхности продеформированного образца сравнивались с их зеркальными отпечатками на недеформированных отколотых пластинках. Типичные качественные результаты приведены на рис. 1. На непотравленной поверхности образца отчетливо наблюдаются исчезновение горизонтальных участков мелких террас скола и уменьшение крупных вблизи ребра (рис. 1, а). Та же ситуация типична и для протравленной поверхности (рис. 1, б), причем прослеживаемые остатки террас совпадают с точками зарождения полос скольжения на ребре. Вертикальные и сильно наклонные террасы остаются неизменными. Эти наблюдения объясняют разделение граней образца на «винтовую» и «краевую», а также тот факт, что полосы скольжения обычно не удастся связать со сколько-нибудь заметными дефектами на выколотой поверхности — в результате пластической деформации эти дефекты исчезают или сильно уменьшаются уже на квазиупругой стадии.

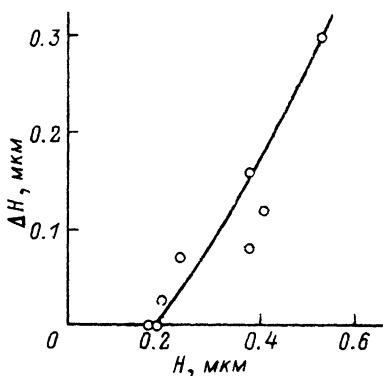


Рис. 2. Уменьшение высоты участков террас скола (рис. 1, а) в зависимости от их первоначальной высоты по данным интерферометрических измерений.

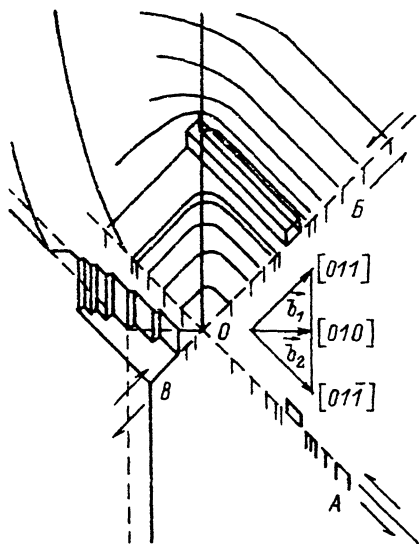


Рис. 3. Геометрия поверхностного источника сдвига в модели горизонтальной части ступеньки скола с краевыми диполями в линиях скольжения А и В.

Результаты интерферометрических исследований приведены на рис. 2. Они свидетельствуют о том, что существует критическая высота ступеньки, способной зародить сдвиг (в данном случае около 0.2 мкм), и что ступенька тем эффективнее работает в качестве источника, чем больше ее высота. Последнее указывает на концентрацию напряжений как движущую силу процесса. Средняя высота террас скола, как следует из измерений, лежит в районе 0.1—0.2 мкм, т. е. сдвиг порождают только самые крупные террасы.

В процессе деформации участок ступеньки скола вдоль [100] «вдавливается» в поверхность в направлении [010] (рис. 3). Это смещение аккомодируется двумя дислокациями с векторами Бюргерса $a/2 [011]$ и $a/2 [01\bar{1}]$ в форме распространяющихся от ребра полупетель, что приводит к двум вариантам деформации: А—В и А—В (рис. 3). При этом скопление А практически не испытывает действия сил изображения из-за удаления от поверхности, скопление В находится в сложном поле сил изображения двух частично компенсирующих друг друга поверхностей, а скопление В имеет барьер сил изображения, хотя и преодолимый благодаря концентрации напряжений в «свободном» скоплении А. Поэтому в первую очередь должна работать система А—В и лишь после упрочнения плоскости В начинается работа А—Б.

Как показывают опыты по фотоупругости [13], концентрация напряжений на прямоугольной ступеньке высотой H описывается выражением $1 + 0.7 \sqrt{H/r}$, где r — радиус кривизны в углу ступеньки, равный, очевидно, в рассматриваемом случае межатомному расстоянию a . Поскольку после напряжений ступеньки, согласно принципу Сен—Венана, ошутимо на расстояниях порядка H , а нас интересуют линии скольжения макроскопической длины $l \gg H$, мы можем считать ступеньку точечным источником, порождающим классическое плоское скопление В краевых дислокаций, первая из которых ощущает сопротивление решетки ($\tau_m - \tau$), где τ — приложенное сдвиговое напряжение. В состоянии равновесия напряжения на последней дислокации со стороны ступеньки

и скопления должны быть равны, что можно, используя обычный формализм [14], записать как

$$\left(1 + 0.7 \sqrt{\frac{H}{a}}\right) \tau = n (\tau_m - \tau) = \frac{\pi (1 - \nu) l}{Gb} (\tau_m - \tau)^2, \quad (1)$$

откуда

$$l(\tau) \cong \frac{Gb}{\pi (1 - \nu) \tau_m} 0.7 \sqrt{\frac{H}{a}} \frac{\tau / \tau_m}{(1 - \tau / \tau_m)^2}. \quad (2)$$

Здесь n — число дислокаций в скоплении длиной l , G — модуль сдвига, ν — коэффициент Пуассона, b — вектор Бюргерса.

Функция (2) при подставлении в нее констант для NaCl и типичных значений $H \approx 0.2$ мкм и $\tau_m = 3.41$ МПа показана на рис. 4, где представлены и экспериментальные длины линий скольжения при н. у. и при $P = 0.9$ ГПа. Сопоставление теории с экспериментом обнаруживает интересный факт: простая модель плоского скопления без подгоночных параметров хорошо описывает статические полосы скольжения при ВГД, но не соответствует поведению источников при н. у.

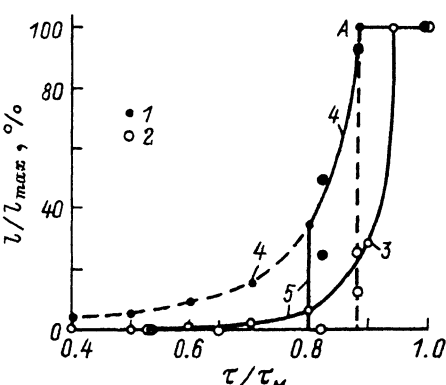


Рис. 4. Средняя длина краевых линий скольжения, отнесенная к диагонали образца $l_{\max} = 3\sqrt{2}$ мм, как функция приложенного напряжения, отнесенного к пределу текучести.

Экспериментальные точки получены при атмосферном давлении (1) и $P = 0.9$ ГПа (2). Сплошная кривая 3 построена в модели простого плоского скопления (уравнение (2)), а штриховая кривая 4 — в модели скопления с диполем (уравнение (4)). Ориентировочный срыв полосы представлен составной кривой 5 (уравнение (6)). Разрез А показывает уровень напряжения, при котором снималась зависимость длины линий скольжения от давления (рис. 5).

акт поперечного скольжения имел место вблизи поверхности, то такой диполь может под действием сил изображения замкнуться на поверхность, создав труднопреодолимое препятствие для последующих дислокаций и нарушив картину идеального плоского скопления (рис. 3).

Акты поперечного скольжения винтовых дислокаций связаны прежде всего с примесями [7]. Если считать, что исследуемые кристаллы содержат около $5 \cdot 10^{-3}$ мол.% Ca^{2+} , что соответствует указанному пределу текучести [7], и примесь находится в состоянии твердого раствора вследствие быстрого охлаждения после отжига, то дислокационная полупетля обычной формы должна совершить первый акт поперечного скольжения на расстоянии не более 0.2 мкм от источника. Следовательно, образующиеся при этом краевые диполи будут находиться в поле

концентратора напряжений, который теперь уже нельзя считать точечным препятствием.

Рассмотрим теперь работу источника-ступеньки, если на расстоянии $L \sim H$ от него в плоскости скольжения лежит длинный краевой диполь шириной h . Прочность такого диполя составляет $Gb/8\pi(1-\nu)h$ и при $h \sim 10 \text{ \AA}$ очень велика. Поэтому выпускаемые источники дислокации при малых напряжениях не могут пройти сквозь диполь и будут скапливаться перед ним, пока напряжения на головной дислокации не сравняется с прочностью диполя. В этот момент источник «выстрелит», быстро образовав за диполем обратное плоское скопление большой длины, что полностью соответствует «динамическим» линиям скольжения Мендельсона [4]. Равновесную длину такой линии можно найти из уравнения, эквивалентного (1), введя в него прочность диполя

$$\frac{Gb}{8\pi(1-\nu)h} = n(\tau_m - \tau) = \frac{\pi(1-\nu)l}{Gb}(\tau_m - \tau)^2, \quad (3)$$

откуда

$$l(\tau) = \frac{G^2 b^2}{8\pi^2(1-\nu)^2 \tau_m^2 h} \frac{1}{(1 - \tau/\tau_m)^2}. \quad (4)$$

Функция (4) представлена на рис. 4 штрихом. Момент прорыва, показанный на этом графике сплошной линией, можно грубо оценить, если положить напряжение в плоскости скольжения перед диполем постоянным и равным $0.7 \tau \sqrt{H/a}$. Записывая для этого случая баланс напряжений в голове скопления перед диполем, имеем

$$\frac{\pi(1-\nu)L}{Gb} \left[0.7 \tau_{кр} \sqrt{\frac{H}{a}} \right]^2 = \frac{Gb}{8\pi(1-\nu)h}, \quad (5)$$

откуда

$$\tau_{кр} \cong \frac{Gb}{2\pi(1-\nu)} \sqrt{\frac{a}{HLh}}, \quad (6)$$

что при $H \approx L \approx 0.2 \text{ мкм}$ и $h \approx 4a$ дает $\tau_{кр} = 3 \text{ МПа}$ или $\tau_{кр}/\tau_m = 0.8$. Как видно из рис. 4, сплошная «динамическая» кривая хорошо описывает экспериментальные точки, полученные при н. у.

Таким образом, различие между зарождением пластической деформации при атмосферном давлении и под ВГД в рамках данной модели сводится к возникновению при н. у. прочных краевых диполей, препятствующих прохождению дислокаций, и отсутствию таковых в условиях ВГД. Переход от одного механизма к другому иллюстрируется зависимостью средней длины линий скольжения от давления при $\tau/\tau_m = \text{const}$ (рис. 5, кривая 1), являющейся фактически разрезом графика рис. 4 по линии $\tau/\tau_m = 0.88$. Вероятной причиной уменьшения длины скопления

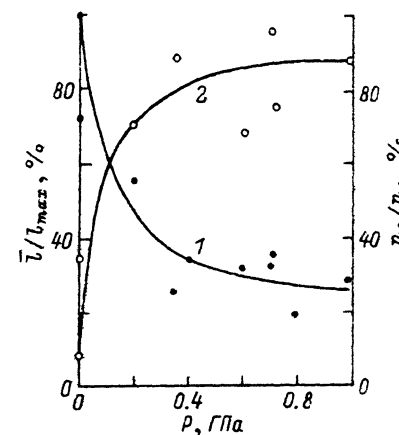


Рис. 5. Зависимости относительной длины краевых линий скольжения (1) и отношения чисел краевых линий двух сопряженных систем скольжения (2) от давления при $\tau/\tau_m = 0.88$.

с давлением является увеличение ширины дилопла h в (4), обусловленное облегчением выброса сегмента в поперечную плоскость. Этот факт установлен экспериментально [15] и объясняется сужением расщепленных винтовых дислокаций в результате действия ВГД на дефект упаковки [16].

Поскольку примеси и ступеньки скола распределены у поверхности кристалла в значительной степени случайным образом, в каждом образце могут присутствовать и «статические», и «динамические» линии скольжения [4], причем с ростом ВГД их соотношение должно сдвигаться в сторону «статических». К сожалению, этот вывод трудно проверить экспериментально.

Существенным штрихом, дополняющим общую картину, является значительно меньшая длина скопления A , растущего против приложенного напряжения, по сравнению со скоплением B . Для оценки ее величины достаточно заменить знак « \rightarrow » в знаменателе формул (2) и (4) на « $+$ », что дает при $\tau/\tau_m = 0.9$ соотношение длин скоплений $B/A = 360$. В результате в схеме $A-B$ пластическая деформация оказывается локализованной у поверхности («debris-слой») и почти не дает вклада в макродеформацию образца, и только в схеме $A-B$ линия скольжения пересекает образец.

Благодаря уменьшению средней длины линий скольжения (B) и увеличению доли «статических» полос с давлением ослабляется также взаимное влияние разных ребер (граней) образца. Это приводит к появлению все большего числа линий сопряженной системы на каждой грани (кривая 2 на рис. 5), т. е. фактически к началу множественного скольжения [17]. Связанное с этим упрочнение вызывает увеличение наклона квазиупругой стадии с давлением от 0.8 ГПа при н. у. до приблизительно 3.4 ГПа при $P = 1.0$ ГПа при одинаковом качестве подготовки торцов.

Таким образом, предложенная модель поверхностного источника сдвига позволяет описать целый ряд разнородных наблюдений и указать новые подходы к проблеме управления дислокационными процессами в хрупких кристаллах, деформируемых именно на квазиупругом участке упрочнения.

Список литературы

- [1] Предводителев А. А., Игонин С. И. Элементарные процессы пластической деформации кристаллов. Киев: Наукова думка, 1978. С. 17—35.
- [2] Орлов А. Н. // ФТТ. 1966. Т. 8. № 3. С. 832—841.
- [3] Гарбер Р. И., Поляков Л. М. // ЖЭТФ. 1959. 36. № 6. С. 1625—1630.
- [4] Mendelson S. // J. Appl. Phys. 1962. V. 33. N 7. P. 2175—2181.
- [5] Sprackling M. T. // Phil. Mag. 1966. V. 13. N 126. P. 1293—1296.
- [6] Гилман Дж., Джонсон В. Дислокации и механические свойства кристаллов. М.: ИЛ, 1960. С. 82—116.
- [7] Смирнов Б. И. Дислокационная структура и упрочнение кристаллов. Л.: Наука, 1981. 245 с.
- [8] Mendelson S. // J. Appl. Phys. 1962. V. 33. N 7. P. 2182—2186.
- [9] Redfern B. A. W., Evans R. A., Wronski A. S. // J. Mater. Sci. 1970. V. 5. N 9. P. 784—789.
- [10] De Wainer L. S., Bassett G. A. // Phil. Mag. 1978. V. 38. N 6. P. 707—726.
- [11] Финкель В. М. Физика разрушения. М.: Металлургия, 1970. 376 с.
- [12] Lewis M. H. // Phil. Mag. 1966. V. 13. N 126. P. 1123—1130.
- [13] Marsh D. M. // Phil. Mag. 1960. V. 5. N 59. P. 1197—1199.
- [14] Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. М.: Атомиздат, 1972. 599 с.
- [15] Акимов Г. Я., Стрельцов В. А., Зайцев В. И. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 5. С. 1547—1549.
- [16] Fontaine G., Haasen P. // Phys. Stat. Sol. 1969. V. 31. N 1. P. K67—K69.
- [17] Стрельцов В. А., Акимов Г. Я., Прохоров И. Ю. // Физика и техника высоких давлений. В. 12. Киев: Наукова думка, 1983. С. 60—87.

Донецкий физико-технический институт
АН Украины

Поступило в Редакцию
6 мая 1991 г.

В окончательной редакции
19 февраля 1992 г.