

МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ДИСЛОКАЦИОННАЯ СТРУКТУРА РАДИАЦИОННО УПРОЧНЕННЫХ СЛОИСТЫХ КРИСТАЛЛОВ LiF ПРИ ОДИНОЧНОМ СКОЛЬЖЕНИИ

© *Б.И.Смирнов, Т.С.Орлова*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия
(Поступила в Редакцию 4 апреля 1996 г.)

Экспериментально изучались напряжения течения и развитие дислокационной структуры при деформировании по одной системе кристаллографических плоскостей радиационно упрочненных слоистых кристаллов LiF. Оказалось, что при постоянном соотношении поперечных размеров облученных и необлученных областей предел текучести образца линейно зависит от времени облучения t , а при $t = \text{const}$ линейно возрастает с увеличением размера облученной зоны. Пластическая деформация в слоистых кристаллах осуществляется путем зарождения и развития полос скольжения в «мягких» областях с последующим проникновением в «жесткие» области. При набегании на границу винтовых дислокаций их плотность в облученной области резко возрастает. В краевых полосах скольжения плотности дислокационных ямок травления в разных областях примерно одинаковы.

Для понимания физики пластической деформации и упрочнения твердых тел необходимо проведение экспериментов в физически однозначных и контролируемых условиях [1]. В частности, в монокристаллах при истолковании экспериментальных результатов многие неопределенности снимаются при осуществлении деформации путем скольжения только в одной системе кристаллографических плоскостей. В [2] был предложен метод исследования закономерностей пластического деформирования щелочно-галоидных кристаллов (ШГК) при таком одиночном скольжении. Метод основан на эффекте упрочнения образцов рентгеновским облучением за исключением специальной, кристаллографически ориентированной зоны, в которой и происходит скольжение.

Указанный метод широко использовался для изучения механических свойств и эволюции дислокационной структуры ШГК [1], включая опыты с дополнительным радиационным упрочнением некоторой части зоны одиночного скольжения [3–6]. В последнем случае в зоне скольжения образуются границы раздела одного и того же материала, но с различными механическими свойствами. При этом существенно, что внутренние напряжения и дислокации несоответствия на границе отсутствуют.

Изменяя степень радиационного упрочнения и размер облученной части в зоне, можно изучать одиночное скольжение как бы в слоистой структуре и тем самым исследовать в идеализированных условиях механическое поведение композиционного материала.

В настоящей работе изучались напряжения течения и развитие дислокационной структуры при деформировании по одной системе кристаллографических плоскостей радиационно упрочненных слоистых кристаллов LiF.¹ При этом в зависимости от ориентации зоны одиночного скольжения относительно границы раздела последнюю пересекали либо винтовые, либо краевые дислокации. Оказалось, что для предела текучести при вариации степени упрочнения и ширины упрочненных областей соблюдается так называемое правило смеси. Пластическая деформация в слоистых кристаллах осуществляется путем зарождения и развития полос скольжения в «мягких» областях с последующим проникновением в «жесткие» области. Дислокационная структура полос скольжения зависит от взаимной ориентации вектора Бюргеса подвижных дислокаций и границ раздела.

1. Экспериментальная методика

В работе использовался большой монокристалл LiF, выращенный методом Кироцулоса и содержащий примерно 0.002 вес.% Mg. После термообработки (отжиг в течение 48 h при 1000 K с последующим охлаждением со скоростью 10 K/h) из кристалла выкалывались образцы размером $3.6 \times 4 \times (16-20)$ mm.

Для исследования одиночного скольжения в слоистых кристаллах указанные образцы подвергались рентгеновскому облучению (с использованием трубки с серебряным анодом) в две стадии. На первой стадии по методике [2] облучался весь образец за исключением зоны высотой 2 mm, ориентированной вдоль плоскостей скольжения типа {110} (1 на рис. 1). На второй стадии при помощи специальных свинцовых экранов, параллельных оси образца, получались различные серии композиций облученных и необлученных областей, направленных поперек (2 и 3) или вдоль (4 и 5) зоны одиночного скольжения. При этом облученные области суммарной ширины $d_i \approx 1$ mm могли располагаться как на разных краях зоны скольжения (2 и 4 на рис. 1), так и посреди нее (3 и 5), а степень упрочнения областей можно было варьировать

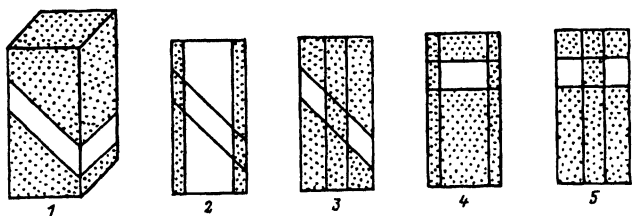


Рис. 1. Схема расположения упрочненных участков (отмечены точками) в образцах после первой (1) и второй (вертикальные полосы на 2-5) стадий облучения.

¹ Экспериментальные исследования были начаты на кафедре физики металлов Ленинградского политехнического института при участии аспиранта Б.А. Ефимова и студента Ю.А. Жилина.

путем изменения времени облучения t . Кроме того, для варианта 4 были получены образцы с постоянным временем облучения $t = 3$ h, но с различной величиной $d_i = 0 - d_0$, где d_0 — поперечный размер образца. С точки зрения физики дислокаций отличие образцов 2 и 3 от 4 и 5 заключается в том, что в первом случае граница между облученной и необлученной областями параллельна краевым, а во втором случае — винтовым компонентам дислокаций.

В большинстве экспериментов образцы деформировались при комнатной температуре сжатием с постоянной скоростью перемещения захватов порядка $2 \cdot 10^{-4}$ mm/s. В ряде же случаев образцы подвергались растяжению или симметричному циклическому нагружению в специальных захватах [4]. Дислокационная структура деформированных кристаллов выявлялась на боковых гранях образца и поверхностях скола методом избирательного травления и наблюдалась с помощью оптического и электронного микроскопов.

2. Экспериментальные результаты

Для оценки радиационного упрочнения кристаллов в конкретных условиях опыта прежде всего была получена зависимость предела текучести полностью облученных кристаллов τ_y от времени облучения. Оказалось, что для $t \gtrsim 0.5$ h $\tau_{yi} = \tau_{y0} + \alpha t$ где $\tau_{y0} = 3$ МПа, а $\alpha = 1.25$ МПа/h. Радиационное же упрочнение $\Delta\tau_i = \alpha t$.

При исследовании механических свойств слоистых кристаллов оказалось, что зависимости сдвиговых напряжений τ от деформации сдвига γ качественно соответствуют диаграммам одиночного скольжения [1,2], а именно состоят из двух участников: площадки текучести при напряжениях τ_y и стадий линейного упрочнения. В то же время величина предела текучести τ_y зависит от размеров и дозы облучения радиационно упрочненных областей. На рис. 2 показаны зависимости τ_y от времени облучения этих областей при постоянстве их размеров $d_i \simeq 1$ mm. Видно, что зависимости $\tau_y(t)$ могут быть представлены линейными, т.е.

$$\tau_y = \tau_{y0} + kt, \quad (1)$$

причем для образцов 2, 4, 5 коэффициенты $k_2 = k_4 = k_5 = 0.46$ МПа/h, а $k_3 = 0.36$ МПа/h. Выражение (1) можно также записать в виде

$$\tau_y = \tau_{y0} + k_\alpha \Delta\tau_i, \quad (1a)$$

где $k_\alpha = k/\alpha$.

Линейной в первом приближении может быть представлена и зависимость τ_y от суммарной ширины облученной области d_i для образцов типа 4 при постоянном времени облучения $t = 3$ h (рис. 3), а именно

$$\tau_y = \tau_{y0} + \beta d_i/d_0, \quad (2)$$

где $\beta = 5$ МПа, или

$$\tau_y = \tau_{y0} + \frac{d_i}{d_0} (\tau_{yi} - \tau_{y0}). \quad (2a)$$

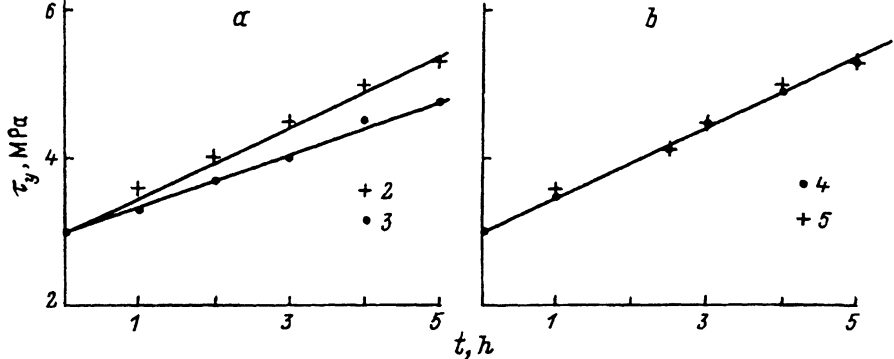


Рис. 2. Зависимости предела текучести τ_y от времени облучения образцов типа 2, 3 (а) и 4, 5 (b) для $d_i \approx 1$ мм.

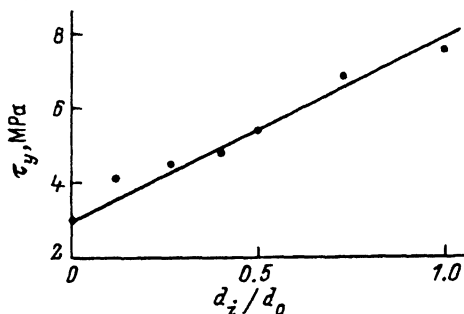


Рис. 3. Зависимость предела текучести образцов типа 4 от ширины упрочненной области в зоне одиночного скольжения.

При исследовании эволюции дислокационной структуры слоистых кристаллов в процессе нагружения сжатием оказалось, что пластическая деформация в них осуществляется путем зарождения и развития полос скольжения в «мягких» областях с последующим проникновением их в «жесткие» области. Последнее происходит в результате образования на границах областей дислокационных скоплений в линиях и полосах скольжения, играющих роль концентраторов напряжений.

При этом в случае набегающих на границу раздела винтовых дислокаций ширина полосы скольжения после перехода границы уменьшается. Последнее может происходить как путем постепенного ее уменьшения по мере удаления от границы раздела, так и вследствие разбиения полосы на ряд разделенных узких полос (рис. 4 а). В то же время плотность винтовых дислокаций ρ_s при переходе границы резко возрастает (рис. 4, б). Так, на рис. 4, б $\rho_{s0} = 4.1 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$, а $\rho_{si} = 1.3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$.

Качественно иная картина наблюдается при набегаии на границу раздела краевых дислокаций. В этом случае ширина полос скольжения при пересечении границы не изменяется, а плотность краевых дислокационных ямок травления N_e также остается примерно постоянной (рис. 4, с). Так, для рис. 4, с $N_{ei} \approx N_{e0} = 7.5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$. Качественно аналогичные картины избирательного травления наблюдаются и при нагружении слоистых кристаллов LiF-LiF:Mg^{+2} [8].

В случае же нагружения слоистых кристаллов путем циклического растяжения-сжатия, напротив, пластическая деформация практически происходит только в необлученной области, о чем свидетельствует резкое изменение дислокационной структуры на границе этой области (рис. 5).

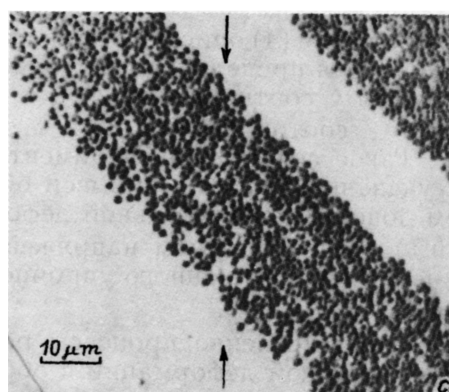
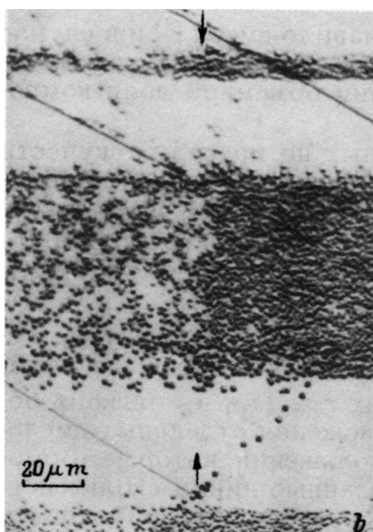
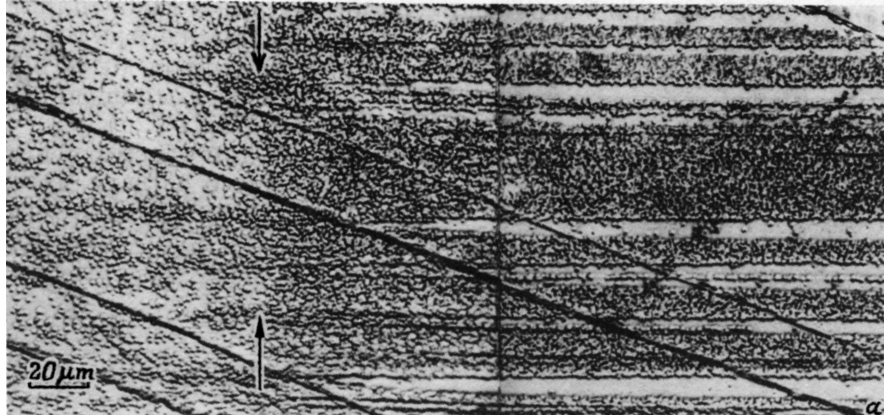


Рис. 4. Дислокационная структура полос одностороннего скольжения вблизи границы раздела (показана стрелкой) облученной и необлученной областей кристалла при пересечении ее винтовыми (a, b) или краевыми (c) дислокациями. Необлученная область слева.

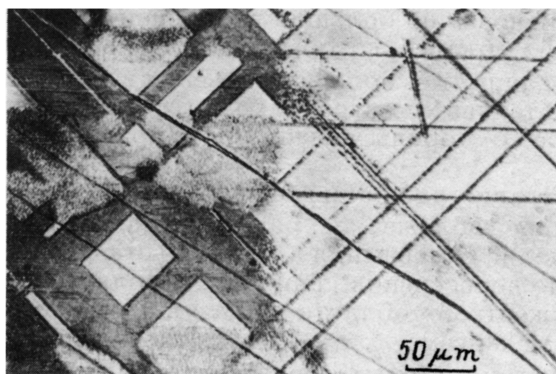


Рис. 5. Дислокационная структура слоистого кристалла вблизи границы раздела после циклического растяжения-сжатия ($\tau \approx 0.5\tau_y$, число циклов $n = 10^4$). Необлученная область слева.

Таким образом, при нагружении слоистых кристаллов пластическая деформация в них качественно происходит так же, как и в обычных кристаллах, а изменение предела текучести зависит от объемной доли упрочненных слоев и степени их упрочнения по отношению к исходному состоянию и описывается уравнениями (1а) и (2а).

Уравнения подобного типа легко получаются при рассмотрении напряжений течения слоистого композита, состоящего из двух материалов (1 и 2) с равными модулями упругости, постоянными напряжениями течения τ_1 и τ_2 и поперечными сечениями S_1 и S_2 . Очевидно, что в этом случае получаем соотношение

$$\tau(S_1 + S_2) = \tau_1 S_1 + \tau_2 S_2, \quad (3)$$

или

$$\tau = \tau_1 + \frac{S_2}{S_1 + S_2}(\tau_2 - \tau_1). \quad (4)$$

Выражение (4) описывает так называемое правило смеси [8] и в случае изменения предела текучести материала 2 соответствует экспериментальному соотношению (1а), а при изменении объемной доли компонент — соотношению (2а).

Такое согласие экспериментальных данных по пределу текучести с указанным правилом смеси обусловлено в первую очередь наличием довольно значительной деформации на площадке текучести γ_y (до 10%) при постоянном напряжении τ_y , что исключает необходимость учета деформационного упрочнения. При этом в облученных кристаллах $\gamma_{yi} > \gamma_{y0}$ [1,9].

Соответственно процессы развития дислокационной структуры и пластической деформации в образце при нагружении можно представить следующим образом. При напряжениях $\tau \simeq \frac{2}{3}\tau_{y0}$ в «мягкой» области начинается процесс движения и размножения отдельных дислокаций, приводящий к образованию линий скольжения, которые тормозятся на границе раздела. При $\tau \simeq \tau_{y0}$ указанные линии скольжения путем бокового роста переходят в полосы скольжения, расширение которых является основным механизмом деформации на этой стадии. Заторможенные на границе раздела линии и особенно полосы скольжения приводят к возникновению больших внутренних напряжений в прилегающей «жесткой» области, которые, достигая величины τ_{yi} , приводят к прорыву дислокаций, т.е. полос скольжения в эту область. При этом для снятия значительных внутренних напряжений на границе величины сдвигов по обе ее стороны должны быть практически равными, т.е. $\gamma_i = \gamma_0$.

В случае набегания на границу винтовых дислокаций (рис. 4, а, б), двойное поперечное скольжение и размножение которых и обеспечивает расширение полос скольжения с локальным сдвигом γ_{y0} , указанные дислокации после пересечения границы продолжают свое движение и размножение в «жесткой» области, образуя новые полосы скольжения уже с локальным сдвигом $\gamma_{yi} > \gamma_{y0}$. Естественно, что для выполнения условий равенства суммарных сдвигов по обе стороны границы суммарная ширина полос скольжения в «жесткой» области должна быть меньше, чем в «мягкой». Этим и объясняется экспериментально наблюдаемое уменьшение ширины узких полос и образование «пробелов» в широких полосах после перехода их в облученную область.

Что касается плотностей винтовых дислокаций ρ_s в полосах скольжения, то, согласно [9], при одинаковом механизме образования полос величина ρ_{si} должна быть много больше ρ_{s0} , что и наблюдается на опыте.

При набегании на границу раздела краевых дислокаций (рис. 4, с) последние после пересечения границы продолжают свое движение, совершая пластическую деформацию, но не размножаются. Для осуществления последнего процесса необходимы винтовые компоненты дислокаций, которые могут образоваться лишь в результате прогиба краевых компонент после их значительного перемещения. С этим обстоятельством, по-видимому, и связано отсутствие повышенной плотности дислокационных ямок травления в краевых полосах скольжения после перехода их в «жесткую» область. Естественно, что наличие границы раздела может оказывать и обратное воздействие условий деформации в «жесткой» области на дислокационную структуру «мягкой» области, приводя к несколько пониженной величине отношения N_e/ρ_s в последней по сравнению с исходным кристаллом, когда $N_e \gg \rho_s$ [1].

Что касается практического отсутствия пластической деформации в облученной зоне при циклическом нагружении кристаллов в условиях $\tau < \tau_y$ (рис. 5), то оно объясняется тем, что при разном знаке деформации на границе раздела образуются дислокационные скопления разного знака. Расположенные последовательно в близких плоскостях скольжения они взаимно компенсируют локальные высокие напряжения от дислокационных скоплений, что и исключает проникновение дислокаций в «жесткую» область.

Таким образом, особенности изменения напряжений течения и эволюции дислокационной структуры, наблюдаемые экспериментально при нагружении радиационно упрочненных слоистых кристаллов LiF, находят свое объяснение на основе дислокационного механизма образования и расширения полос скольжения.

Список литературы

- [1] Б.И. Смирнов. Дислокационная структура и упрочнение кристаллов. Наука. Л. (1981). 235 с.
- [2] Б.И. Смирнов. ФТТ 10, 9, 2689 (1968).
- [3] Б.К. Кардашев, К. Хайдаров, Б.А. Ефимов, С.П. Никаноров, Б.И. Смирнов, А. Шалпыков. ФТТ 22, 8, 239 (1980).
- [4] Т.С. Орлова, Б.И. Смирнов, В.А. Степанов, В.В. Шпейзман. ФТТ 24, 4, 1102 (1982).
- [5] Б.А. Ефимов, Б.И. Смирнов. В сб.: Поверхности раздела, структурные дефекты и свойства металлов и сплавов. ЧГПИ. Череповец (1988). С. 33.
- [6] Б.К. Барахтин, Т.С. Орлова, Б.И. Смирнов, В.В. Шпейзман. ФТТ 34, 7, 2107 (1992).
- [7] А.В. Никифоров, Ю.Г. Носов, О.В. Клявин, П.И. Антонов, М.Б. Мухамеджакова. Изв. АН СССР. Сер. физ. 52, 10, 2025 (1988).
- [8] A. Kelly. Strong Solids. Clarendon Press. Oxford (1973). 251 p.; (А. Келли. Высокопрочные материалы. Мир. М. (1976). 261 с.).
- [9] Р.П. Житару, О.В. Клявин, Б.И. Смирнов. Изв. АН МССР. Сер. физ.-техн. и мат. наук, 2, 39 (1972); 3, 15 (1972).