

©1995

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ДЕФОРМАЦИИ НА ПАРАМЕТРЫ ДВОЙНОГО ПОПЕРЕЧНОГО СКОЛЬЖЕНИЯ ДИСЛОКАЦИЙ В КРИСТАЛЛЕ

Х.И.Кауфманн, С.В.Лубенец, Т.В.Самойлова, Б.И.Смирнов

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Поступила в Редакцию 19 января 1995 г.)

На основании экспериментальных данных о плотностях дислокаций и структуре дислокационных диполей в кристаллах LiF, деформированных в интервале температур 4.2–293 К, определены параметры двойного поперечного скольжения (ДПС) винтовых дислокаций. Установлено, что по мере увеличения предела текучести кристаллов τ_y с понижением температуры число актов поперечного скольжения винтовых дислокаций растет пропорционально τ_y^2 , тогда как вероятность возвращения дислокаций в первичную систему скольжения зависит от τ_y линейно. Распределение краевых дислокаций, составляющих диполь, по расстоянию между ними при разных температурах согласуется с моделью ДПС Видерзиха.

Известно, что пластическая деформация кристаллов определяется в первую очередь такими процессами, как движение, размножение и взаимодействие дислокаций. При этом считается, что размножение дислокаций происходит главным образом путем двойного поперечного скольжения (ДПС) их винтовых компонент. Отсюда, естественно, следует необходимость изучения параметров ДПС для понимания физических основ пластичности кристаллов.

В свое время для количественного описания процесса ДПС Видерзихом [1] были введены два параметра, которые, согласно [2], могут быть в принципе определены на основании данных о плотностях различных компонент дислокаций в деформированных кристаллах. В [3,4] была предложена и проведена более корректная оценка параметров ДПС, однако кристаллы при этом деформировались только при комнатной температуре.

В настоящей работе¹ диапазон исследуемых температур был расширен и экспериментальные данные были получены в интервале температур 4.2–293 К. В результате установлены закономерности изменения параметров ДПС в зависимости от напряжений на пределе текучести τ_y , которые значительно возрастают с понижением температуры деформации.

¹ Некоторые результаты работы были доложены на международном симпозиуме «Электронная микроскопия в исследованиях пластичности и разрушения материалов» (октябрь 1989 г., Хольцау, Германия) [5].

1. Методика эксперимента

Исследовались кристаллы LiF ($\sim 2 \cdot 10^{-3}$ вес.% Mg), выращенные методом Киропулоса на воздухе. После отжига и медленного охлаждения из кристаллов выкальвывались образцы размером $3.5 \times 4.5 \times 10$ mm, которые после соответствующей подготовки деформировались по одной системе кристаллографических плоскостей [6] со скоростью 10^{-4} s^{-1} при температурах 4.2, 77 и 293 К. Высота зоны деформации составляла 2 mm.

Дислокационная структура кристаллов выявлялась методом избирательного травления и рассматривалась в электронном микроскопе [2]. При этом для исключения возможных поверхностных эффектов [7,8] травлению подвергались «внутренние» плоскости типа (100), получаемые расколом деформированного образца вдоль его оси. Экспериментально определялись плотности винтовых и краевых компонент дислокаций, а также распределения по расстояниям l между краевыми дислокациями, образующими дислокационные диполи [3]. Погрешность в измерении плотностей ямок травления составляла 10%. Нижний предел экспериментальных значений l был равен примерно 200 \AA , что соответствует разрешению использованной методики реплик. С учетом парного расположения краевых дислокаций в диполе расстояние между плоскостями скольжения этих дислокаций составляло $h = l/\sqrt{2}$. Плотность ростовых дислокаций в отожженных кристаллах была около 10^4 cm^{-2} .

2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлены диаграммы деформирования одиночным скольжением кристаллов LiF в координатах сдвиговые напряжения τ — деформация сдвига ϵ при 4.2, 77 и 293 К. Видно, что при всех температурах диаграммы $\tau - \epsilon$ состоят из двух стадий: площадки текучести длиной ϵ_y и участка линейного упрочнения. Максимальный сдвиг при этих температурах достигал соответственно значений 0.12, 0.18 и 0.3. Предел текучести (уровень площадки) τ_y образцов с понижением температуры от 293 до 4.2 К возрастал примерно в 10 раз (с 3.9 до 40.0 МПа).

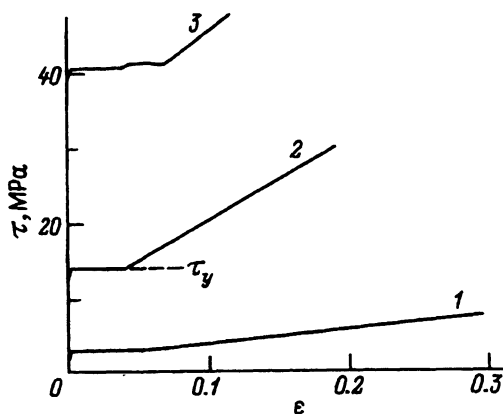


Рис. 1. Диаграммы одиночного скольжения кристаллов LiF при 293 (1), 77 (2) и 4.2 К (3).

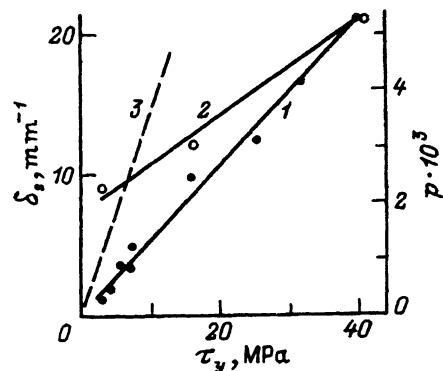


Рис. 2. Зависимости коэффициента размножения винтовых дислокаций δ_s (1) и параметра ДПС p (2, 3) от величины предела текучести τ_y кристаллов LiF при разных температурах деформации в области 4.2÷293 К.

2 — по данным о распределении краевых диполей по высоте, 3 — соотношение (6). Нижняя группа точек на прямой 1 относится к кристаллам, деформированным при 293 К с разными скоростями нагружения.

При изучении плотностей винтовых N_s и краевых N_e ямок травления оказалось, что для всех температур при одиночном скольжении зависимости N_s и N_e от ε ($\varepsilon \geq \varepsilon_y$) являются линейными, как это и наблюдалось ранее [4] для $T \geq 77$ К, причем отношение $N_e/N_s \approx 10$. Линейность указанных зависимостей свидетельствует о том, что коэффициенты размножения дислокационных компонент для каждой температуры не зависят от деформации, но могут изменяться с температурой.

На рис. 2 представлена зависимость коэффициента размножения винтовых дислокаций $\delta_s = 2bd\rho_s/d\varepsilon$ (b — величина вектора Бюргерса, $\rho_s = \sqrt{2}N_s$ — плотность винтовых компонент дислокаций) от величины τ_y , изменяющейся с температурой. При этом использованы также данные [9], полученные при обычном сжатии кристаллов LiF. Видно, что зависимость δ_s от τ_y может быть представлена линейной, т.е.

$$\delta_s = A\tau_y, \quad (1)$$

где $A = 5.3 \cdot 10^{-7}$ м/Н.

Для описания процесса размножения дислокаций путем ДПС можно использовать выражение для числа выбросов в плоскость поперечного скольжения Q с высотой $y > h$ [1]

$$Q(y > h) = q \exp(-ph/b), \quad (2)$$

где q — число актов поперечного скольжения при заметании винтовой дислокацией единицы площади, p — вероятность возвращения дислокации в первичную систему плоскостей скольжения. Согласно [2,4], значения q и p в принципе могут быть определены на основании полученных экспериментальных данных как

$$q \approx \delta_s^2 N_e / 2\sqrt{2}N_s, \quad (3)$$

$$p \approx \frac{b}{h_0} \ln(\sqrt{2}N_e/N_s). \quad (4)$$

Здесь h_0 — критический размер дислокационного диполя, зависящий от воздействующих на него эффективных напряжений τ_d , причем $h_0 = Gb/8\pi(1-\nu)\tau_d$ (G — модуль сдвига, ν — коэффициент Пуассона).

Зависимость параметра q от напряжений τ_y , изменяющихся с температурой деформации, может быть определена по известным значениям N_s , N_e и δ_s . Действительно, из сопоставления (1) и (3) следует, что

$$q = B\tau_y^2, \quad (5)$$

где $B = 9 \cdot 10^{-13} \text{ м}^2/\text{Н}^2$. Иначе говоря, оказывается, что число q возрастает с понижением температуры деформации пропорционально квадрату напряжений течения на пределе текучести.

Что касается величины p , то для ее вычисления можно использовать выражение (4), однако при этом необходимо знать критический размер диполя h_0 . Последний же определяется величиной τ_d . Ранее для оценки τ_d принимались значения $\tau_d \simeq \tau_y/3$ [2] или $\tau_d \simeq \tau_y - \tau_e$ [10] (τ_e — оптический предел упругости), что примерно то же самое. Если принять это положение, то из (4) и экспериментальных данных следует, что

$$p \simeq C\tau_y, \quad (6)$$

где $C = 4.2 \cdot 10^{-4} \text{ МПа}^{-1}$. Иначе говоря, согласно (6), величина p должна быть пропорциональна напряжениям на пределе текучести.

В то же время в [3] был предложен экспериментальный метод не только определения p , но и проверки на опыте справедливости самой зависимости (2). Дело в том, что распределение по величине h краевых дислокационных диполей, образующихся в результате ДПС и остающихся в кристалле, также должно подчиняться соотношению типа (2). Этот метод и был использован в настоящей работе.

Экспериментально распределение диполей по высоте h находилось следующим образом. На основании картин избирательного травления краевых компонент дислокаций (см. пример на рис. 3) для общего количества диполей $N_{d0} > 5 \cdot 10^2$ подсчитывалось число диполей ΔN_d с размерами h в некотором интервале от h_1 до h_2 ($\Delta h = 5 \cdot 10^{-2} \mu\text{м}$) и строилась зависимость $\Delta N_d(h)$. Пример такой зависимости для кристаллов LiF, деформированных при 4.2 К, показан на рис. 4. Видно, что число ΔN_d с увеличением h быстро убывает.

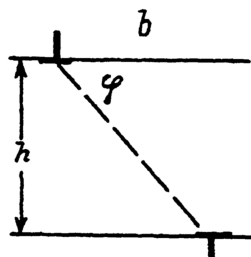
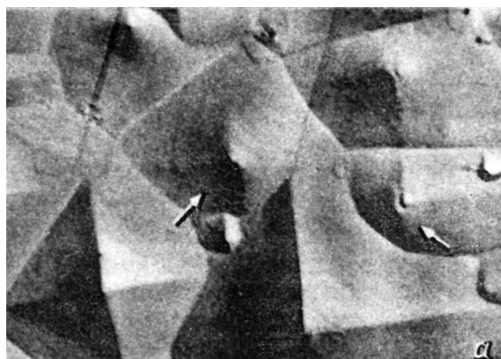


Рис. 3. Картина избирательного травления краевых диполей (показаны стрелками) и дислокаций (а) и схема расположения дислокаций в диполе (b). $\varphi = 45$ или 135° ($\times 15 \cdot 10^3$).

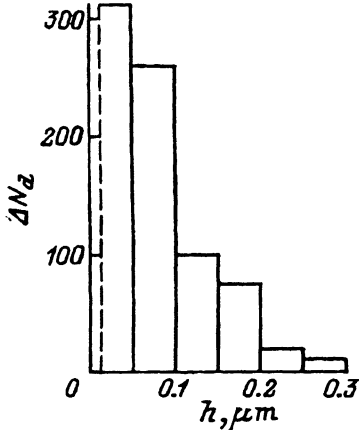


Рис. 4. Распределение краевых диполей по высоте h в кристаллах LiF, деформированных при 4.2 K; $N_{d0} = 778$.

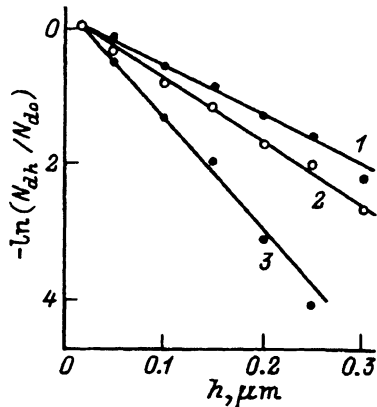


Рис. 5. Зависимости относительного числа краевых диполей с высотой больше h от h в кристаллах LiF, деформированных при 293 (1), 77 (2) и 4.2 K (3).

На основании полученных экспериментальных данных могут быть построены и зависимости от h числа диполей N_{dh} , высота которых больше h . Подобные зависимости для разных температур деформации в координатах $\ln(N_{dh}/N_{d0})-h$ показаны на рис. 5. Видно, что экспериментальные точки в пределах погрешности ложатся на прямые, т.е. является справедливым соотношение $N_{dh} \sim \exp(-\alpha h)$.

Далее с учетом соотношения $Q(y > h) \sim N_{dh}$ можно полагать, что полученные результаты согласуются с уравнением (2), и по наклону прямых на рис. 5 найти численные значения $p = \alpha b$. Как оказалось, для разных температур деформации 293, 77 и 4.2 K эти значения равны соответственно 2.3, 3.0 и $5.3 \cdot 10^{-3}$. Зависимость p от напряжений до предела текучести показана на рис. 2 (прямая 2). Видно, что в изученном интервале напряжений она может быть представлена линейной. В то же время она существенно отличается от зависимости $p(\tau_y)$, вытекающей из соотношения (6), которая также является линейной, но проходит через начало координат (прямая 3 на рис. 5). Такое расхождение между характером зависимости $p(\tau_y)$ и численными значениями p , полученными при разных способах определения величины p , скорее всего связано с грубым приближением в оценке напряжений τ_d и их связи с τ_y . В принципе возможна и более корректная оценка зависимости τ_d от τ_y при разных температурах [4], однако в нашем случае просто следует отдать предпочтение значениям p , полученным экспериментально по зависимостям $N_{dh}(h)$, соответствующим соотношению (1). Это тем более обосновано, что указанное соотношение подтверждается и прямыми наблюдениями следов движения и поперечного скольжения винтовых дислокаций [11,12]. Кроме того, возможность наличия в соотношении $p = f(\tau_y)$ члена, не зависящего от τ_y , как это наблюдается на опыте (прямая 2 на рис. 2), согласуется с теоретическим рассмотрением указанного соотношения [13].

Таким образом, полученные в настоящей работе экспериментальные данные свидетельствуют о том, что понижение температуры деформации кристаллов приводит к сильному увеличению числа актов поперечного скольжения винтовых дислокаций, тогда как вероятность возвращения дислокаций в первичную систему скольжения возрастает менее существенно. В то же время механизм размножения дислокаций при переходе даже к гелиевым температурам качественно не изменяется.

Список литературы

- [1] Wiedersich H. *J. Appl. Phys.* **33**, 3, 854 (1962).
- [2] Смирнов Б.И., Самойлова Т.В., Блехер Е.А. *ФТТ* **13**, 11, 3295 (1971).
- [3] Самойлова Т.В., Смирнов Б.И. *ФТТ* **23**, 8, 2311 (1981).
- [4] Смирнов Б.И. Дислокационная структура и упрочнение кристаллов. Л. (1981). 235 с.
- [5] Kaufmann H.-J., Lubenets S.V., SamoiloVA T.V., Smirnov B.I. *Electron Microscopy in Plasticity and Fracture Research of Materials Physical Research. Berlin* (1990). V. 14. P. 187-192.
- [6] Смирнов Б.И. *ФТТ* **10**, 9, 2689 (1968).
- [7] Самойлова Т.В., Смирнов Б.И. *ФТТ* **20**, 9, 2645 (1978).
- [8] Клявин О.В., Чернов Ю.М., Правдина Н.Н., Рыкова И.И. *ФТТ* **20**, 10, 3100 (1978).
- [9] Кауфманн Х.Й., Лубенец С.В., Самойлова Т.В., Смирнов Б.И. *ФТТ* **26**, 3, 702 (1984).
- [10] Klyavin O.V., Nikiforov A.V., Smirnov B.I., Chernov Ju.M. *Phys. Stat. Sol.* **35**, 1, 427 (1969).
- [11] Appel F., Grube H., Messerschmidt U., Smirnov B.I. *Cryst. Latt. Def.* **7**, 1, 65 (1977).
- [12] Appel F., Messerschmidt U., Klyavin O.V., Nikiforov A.V. *J. Mater. Sci. Eng.* **56**, 2, 211 (1982).
- [13] Orlov A.N., Perevesentsev V.N., Smirnov B.I. *Phys. Stat. Sol. (a)* **32**, 1, 35 (1975).