

УДК 539.67

© 1991

АТЕРМИЧЕСКАЯ ПОДВИЖНОСТЬ ДИСЛОКАЦИИ В ГИДРОСТАТИЧЕСКИ СЖАТЫХ КРИСТАЛЛАХ KCl

Г. Н. Ермолаев, С. И. Ниненко

Исследовано безактивационное движение краевых дислокаций на фронте нагружающего импульса в кристаллах KCl в гидростатически сжатой до 700 мПа среде. Показано, что рост гидростатического давления приводит к увеличению максимальной длины безактивационных пробегов дислокаций и не влияет на зависимость скорости дислокаций от скорости нагружения. Результаты экспериментов обсуждены с учетом температурной и барической зависимостей модуля сдвига G .

Исследования подвижности дислокаций в монокристаллах KCl, проведенные в [1, 2] при 77 и 295 К в зависимости от величины приложенного сдвигового напряжения τ , скорости нагружения $\dot{\epsilon}$ и времени приложения нагрузки на фронте (t_f) и на плато (t_p) нагружающего импульса, показали, что характер движения дислокаций различен на разных этапах импульсного нагружения. Движение дислокаций на фронте нагружающего импульса является безактивационным, причем длина пробега l_f зависит от напряжения τ , температуры T и скорости нагружения $\dot{\epsilon}$, а скорость является функцией только $\dot{\epsilon}$ и не зависит от τ и T . Последнее позволяет интерпретировать наблюдаемое безактивационное движение как атермическое. На плато импульс движения дислокаций носит хорошо изученный [3] термоактивированный характер.

Таким образом, исследования подвижности дислокаций под действием треугольного (фронт) и трапецеидального (плато) импульсов представляются перспективными для выяснения физической природы пластической деформации кристаллов.

При исследовании подвижности краевых дислокаций под действием треугольного импульса нагрузки в [1, 2] было обнаружено, что длина пробега l_f является функцией $\dot{\epsilon}$, причем в области напряжений $\tau > 0.8$ МПа и скоростей $\dot{\epsilon} > 100$ МПа/с величина l_f при 77 К превышает значение l_f при 295 К на 22 %. Поскольку снижение температуры до 77 К приводит к увеличению модуля сдвига G для KCl также на $\approx 22\%$ [4], можно предположить, что рост пробега l_f связан с температурной зависимостью $G(T)$. Для проверки этого предположения можно воспользоваться тем обстоятельством, что G существенно зависит от величины гидростатического давления P и рост $G(P)$ при $P=700$ МПа соответствует увеличению $G(T)$ при $T=77$ К и атмосферном давлении.

Исследования подвижности дислокаций при высоких давлениях представляют также самостоятельный интерес в связи с известным эффектом увеличения пластичности гидростатически сжатых твердых тел [5, 6]. К сожалению, исследованию закономерностей движения индивидуальных дислокаций в кристаллах, находящихся под давлением, посвящено очень ограниченное число публикаций [7, 8]. Кроме того, используемые в них методики не имеют достаточной точности измерений и не позволяют рассмотреть отдельно безактивационную и термоактивированную составляющие подвижности дислокаций. Основной общий вывод, сделанный в [7, 8]

для щелочно-галлоидных кристаллов, заключается в уменьшении подвижности краевых и винтовых дислокаций с ростом гидростатического давления.

Настоящая работа выполнена с целью изучения пробегов и скорости краевых дислокаций в гидростатически сжатых кристаллах KCl при их атермическом движении на фронте нагружающего импульса. Проведен анализ движения дислокации с учетом температурной и барической зависимости модуля сдвига.

1. Методика эксперимента

Для проведения экспериментов по измерению подвижности дислокаций в гидростатически сжатых кристаллах авторами была спроектирована и изготовлена установка, состоящая из малогабаритного прессы усилием 120 т, контейнера высокого давления, нагружающего устройства и системы измерения импульсной осевой нагрузки. Установка детально описана в работе [9]. Для удобства проведения экспериментов в настоящее время нижний плунжер прессы жестко связан с контейнером высокого давления и сжатие жидкости производится верхним плунжером (на котором монтируется импульсная установка с образцом и датчиком нагрузки) путем подъема контейнера высокого давления совместно с нижним плунжером. В отличие от [9] сердечник магнитоанізотропного датчика нагрузки был изготовлен из супералю 79Н, а образцы подвергали импульсному нагружению на чистый изгиб. Устройство для нагружения на чистый изгиб представляет собой два бруска из бериллиевой бронзы ($HRC \approx 36-38$) размером $16 \times 6 \times 4$ мм, один из которых жестко соединен с датчиком нагрузки, а другой — с сердечником электромагнита. На брусках имеются опоры для образца. Радиус закругления опор равен 0.5 мм, расстояние между опорами составляет 12 и 6 мм на нижнем и верхнем брусках соответственно. Длины пробегов дислокаций замеряли на сжатой поверхности образца на длине 5 мм, т. е. в области, где напряженное состояние является «однородным». В данной работе использовали треугольную форму импульса нагрузки. Время нарастания импульса составляло 2—5 мс. Сдвиговое напряжение τ варьировали в диапазоне 0.3—3.0 МПа, а давление изменяли в диапазоне 0—700 МПа. Для экспериментов под давлением использовали те же кристаллы KCl с пределом текучести $\tau_f = 2.5$ МПа, что и в работах [1, 2, 10].

Образцы KCl (суммарное содержание примеси 530 ppm) размером $2.5 \times 4 \times 15$ мм выкалывали из предварительно облученной були (доза 10^7 Р) и отжигали при 600°C в течение 100 ч с последующим охлаждением 5 град/ч до комнатной температуры. Плотность дислокаций в обработанных таким образом образцах составляла $< 10^4$ см $^{-2}$.

За пробегом дислокаций следили методом избирательного травления по положению ямок до и после нагружения. В работе использовали стандартные полирующий и травящий растворы [1]. Величину пробега дислокаций определяли из гистограммы распределения их длин пробегов как среднее по результатам не менее 60—70 измерений пробегов индивидуальных дислокаций. При необходимости проводили дополнительные эксперименты для набора удовлетворительной статистики. В данной работе «свежие» дислокации от царапины в кристаллы специально не вводили. Работа выполнена по результатам движения имеющихся в кристалле дислокаций, поскольку их подвижность, как показано в [10], не отличается от «свеже-введенных».

2. Результаты экспериментов и обсуждение

Из литературных данных известно [12], что увеличение прочности кристаллов сопровождается снижением длин пробегов дислокаций. Эти данные представляют собой, по-видимому, результат термоактивирован-

ного движения дислокаций и отражают общепринятое положение о снижении пластичности кристаллов с ростом их прочности.

На рис. 1 приведены результаты измерений длин пробегов дислокаций в кристаллах KCl в зависимости от величины гидростатического давления P в диапазоне до 700 МПа. Эти результаты получены при нагружении образцов на чистый изгиб под действием треугольного импульса с $\tau > 1$ МПа и $\dot{\tau} > 100$ МПа/с. Как показано в [1, 2, 10], движение дислокаций в этом случае носит безактивационный атермический характер. Из макроскопических измерений механических свойств [13] аналогичных кристаллов KCl следует, что при повышении гидростатического давления до 1000 МПа предел текучести τ_y увеличивается на $\approx 100\%$. При этом увеличение модуля сдвига $G = (C_{11} - C_{12})/2$ составляет 32% [4]. Результаты измерений показали (рис. 1), что при увеличении давления P и соответствующем

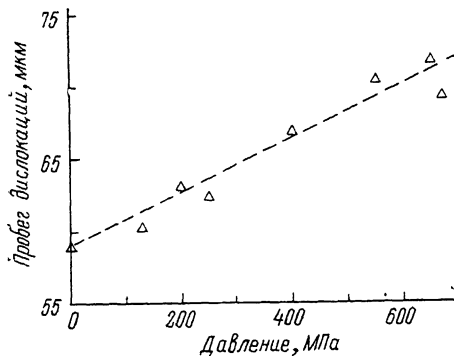


Рис. 1. Зависимость длины пробега дислокаций от давления.

Штриховая линия — теоретическая зависимость $l = l_0 \left(1 + \frac{P}{G_0} \frac{dG}{dP}\right)$. $l_0 = 59$ мкм.

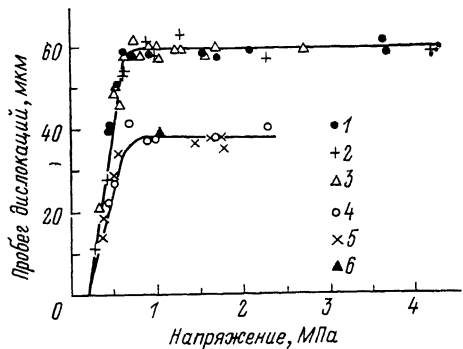


Рис. 2. Зависимость отнормированных длин пробегов дислокаций от отнормированного напряжения при 295 (1, 3, 4, 6) и 77 К (2, 5).

1 — $\dot{\tau} \geq 100$ МПа/с; 2 — $\dot{\tau} \geq 100$ МПа/с; 3 — $150 \leq P \leq 700$ МПа, $\dot{\tau} \geq 100$ МПа/с; 4 — $\dot{\tau} = 15$ МПа/с; 5 — $\dot{\tau} = 15$ МПа/с; 6 — $\dot{\tau} = 15$ МПа/с, $P = 400$ МПа.

увеличении прочности кристаллов KCl наблюдается рост длин атермических пробегов дислокаций l . Штриховая линия на рис. 1 соответствует барической зависимости модуля сдвига G для KCl. Таким образом, рост пробегов l с давлением P может быть представлен в виде

$$l = l_0 \left(1 + \frac{P}{G_0} \frac{dG}{dP}\right), \quad (1)$$

где l_0 и G_0 — длина пробега и модуль сдвига при атмосферном давлении и $T = 295$ К.

Детальное исследование зависимости пробега дислокаций l от приложенного напряжения τ было проведено при давлении $P = 400$ МПа. Полученная при $P = 400$ МПа зависимость $l(\tau)$ аналогична зависимостям, полученным в [2] при температурах 295 и 77 К, и занимает промежуточное положение. При учете выражения (1) и того обстоятельства, что пробеги дислокаций увеличиваются со снижением температуры, была построена зависимость (рис. 2) отнормированных к модулю G длин пробегов от отнормированных к модулю G приложенных напряжений. Нормировка l и τ на барическую и температурную зависимости модуля сдвига G производилась в виде

$$l = l(P, T) \frac{G}{G(P, T)}, \quad \tau = \tau(P, T) \frac{G}{G(P, T)}. \quad (2)$$

Приведенные на рис. 2 результаты показывают, что зависимости $l(\tau)$, полученные при различных T , P и $\dot{\tau}$, существенно отличаются для скоростей нагружения 15 и ≥ 100 МПа/с. Вместе с тем кривые $l(\tau)$ $|\dot{\tau} = \text{const}$, полученные для различных T , P , сливаются, если длину пробега дислокаций

l и приложенное напряжение τ отнормировать к соответствующим модулям сдвига $G(T, P)$. Следовательно, наблюдаемое в эксперименте увеличение длин пробегов дислокаций при снижении T и увеличении P связано с ростом модуля сдвига G в этих условиях. Этот эффект можно считать аномальным свойством кристаллов.

Из литературных данных [5, 6] обычно делают вывод, что увеличение пластичности материалов, в том числе и кристаллов, помещенных в гидростатически сжатую среду, вызвано затруднением зарождения и роста трещин. В дополнение к этому выводу из данных настоящей работы можно заключить, что в условиях высоких давлений пластичность кристаллов растет, в том числе и за счет увеличения длин пробегов дислокаций при их безактивационном движении. Полученные данные можно интерпретировать как новый механизм увеличения пластичности кристаллов при высоких давлениях и при низких температурах.

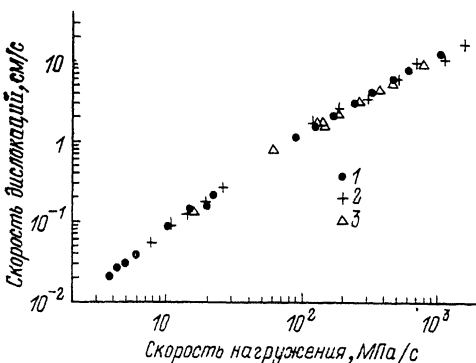


Рис. 3. Зависимость скорости дислокаций от скорости нагружения. $T, K: 1 - 295, 2 - 77, 3 - 295. 150 \leq P \leq \leq 700 \text{ МПа}$.



Рис. 4. Зависимость отнормированных длин пробегов дислокаций от скорости нагружения при $T=295$ (1, 3) и 77 К (2). $1 - \tau > 0.65 \text{ МПа}, 2 - \tau > 0.8 \text{ МПа}, 3 - 150 \leq \leq P \leq 700 \text{ МПа}$.

В [2] было показано, что скорость дислокаций при безактивационном движении на фронте нарастания импульса не зависит от температуры T и величины приложенного напряжения τ , а является функцией только скорости нагружения $\dot{\tau}$. Из зависимости $l(\dot{\tau})$ (рис. 2) по методике, описанной в [2], были вычислены скорости дислокаций в гидростатически сжатых кристаллах KCl. При этом оказалось, что скорость дислокаций не зависит от величины гидростатического давления (рис. 3) и все точки, полученные под давлением, хорошо ложатся на зависимость $v(\dot{\tau})$. Этот результат можно интерпретировать как дополнительное доказательство того, что движение дислокаций на фронте нагружения не носит характер вязкого торможения. С другой стороны, общепризнанный вывод о снижении скорости дислокаций под давлением [7, 8] для безактивационного их движения экспериментально не подтверждается.

Рассмотрим обнаруженную в [1] зависимость длин пробегов дислокаций от скорости нагружения $\dot{\tau}$ для гидростатически сжатых кристаллов KCl. На рис. 4 в полулогарифмических координатах представлена зависимость $l(\dot{\tau})$, полученная при различных давлениях, а также при атмосферном давлении при 295 и 77 К. Как и выше, длины пробегов l здесь отнормированы на барическую и температурную зависимости модуля G . Данные, полученные под давлением, хорошо ложатся на одну кривую $l=f(\dot{\tau})$. В полулогарифмических координатах величина l линейно возрастает с увеличением $\dot{\tau}$ до 100 МПа/с и остается постоянной при дальнейшем увеличении скорости нагружения. Эта зависимость может быть представлена в виде

$$l = l_0 (1 - \exp(-\dot{\tau}/20)) \left(1 + \frac{P}{G_0} \frac{dG}{dP} + \frac{\Delta T}{G_0} \frac{dG}{dT} \right). \quad (3)$$

Совокупность представленных результатов показывает, что характер безактивационного движения дислокаций на фронте нагружающего импульса не зависит от величин гидростатического давления и температуры. Скорость изучаемого движения зависит только от скорости нагружения. Величины напряжений старта и остановки дислокаций, которые определяют длину их пробега, изменяются пропорционально барической или температурной зависимости модуля сдвига G .

Таким образом, величина безактивационного пробега дислокаций определяется двумя процессами, протекающими в кристалле под нагрузкой, а именно скоростью движения дислокаций, зависящей только от $\dot{\epsilon}$, и областью их движения, которая определяется, по-видимому, условиями перестройки барьеров под действием приложенных напряжений в соответствии с барической и температурной зависимостями модуля G .

Авторы выражают благодарность С. В. Хегай за помощь в работе.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Ермолаев Г. Н., Ниненко С. И., Урусовская А. А. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 2. С. 242—244.
- [2] Ермолаев Г. Н., Ниненко С. И., Урусовская А. А. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 4. С. 244—278.
- [3] Инденбом В. Л., Чернов В. М. Термоактивированное движение дислокаций в поле точечных дефектов. Обзор ФЭИ 0215. М., ЦНИИатоминформ, 1987. 70 с.
- [4] Францевич И. Н., Воронов Ф. Ф., Бакута С. А. Упругие постоянные и модули упругости металлов и неметаллов. Справочник. Киев: Наукова думка, 1982. 286 с.
- [5] Бриджмен П. Исследования больших пластических деформаций и разрыва. М.: ИЛ, 1955. 444 с.
- [6] Механические свойства материалов под высоким давлением / Под ред. Х. Л. Пью. М.: Мир, 1973. 295 с.
- [7] Hanaffe J. E., Redcliffe S. V. // J. Appl. Phys. 1967. V. 38. N 11. P. 4284—4294.
- [8] Зайцев В. И. Физика пластичности гидростатически сжатых кристаллов. Киев: Наукова думка, 1983. 186 с.
- [9] Ермолаев Г. Н., Ниненко С. И. // ПТЭ. 1985. № 1. С. 178—180.
- [10] Ермолаев Г. Н., Хегай С. В., Ниненко С. И. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 2. С. 636—638.
- [11] Sangwal K., Urusovskaya A. A. // Prog. Crystal Growth and Charact. 1984. V. 38. P. 327—369.
- [12] Смирнов Б. И. Дислокационная структура и упрочнение кристаллов. Л.: Наука, 1981. 84 с.
- [13] Ермолаев Г. Н., Ниненко С. И. // Тез. докл. VI Всес. конф. по физике диэлектриков. Томск, 1988. С. 52—53.

Институт физики высоких давлений
им. Л. Ф. Верещагина
Троицк
Московская область

Поступило в Редакцию
11 января 1991 г.

В окончательной редакции
5 июня 1991 г.