

## МАГНИТОПЛАСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В МОНОКРИСТАЛЛАХ АЛЮМИНИЯ

*В. И. Альшиц, Е. В. Даринская, Е. А. Петржик*

Обнаружено и исследовано движение дислокаций в монокристаллах Al в постоянном магнитном поле в отсутствие механического нагружения. Измерены зависимости среднего пробега и плотности подвижных дислокаций от магнитной индукции и времени магнитной «обработки» образцов. Полученные экспериментальные данные проанализированы в рамках развитой ранее теоретической схемы. Предложена методика обработки экспериментальных данных, позволяющая определить реальную среднюю скорость дислокаций и основные статистические характеристики, описывающие кинетику старта и остановки дислокаций. Показано хорошее соответствие между экспериментальными и теоретическими зависимостями.

Изучение макроскопических пластических свойств ряда парамагнитных металлов во внешнем постоянном магнитном поле показало, что магнитное воздействие может сказаться как в разупрочнении (Nb, Mo [1, 2]), так и в упрочнении (Al [3]) материала. Правда, в работе [4] было высказано сомнение в методической безупречности такого типа исследований. С другой стороны, в работах [5-8] обнаружено и исследовано явление перемещения дислокаций под действием постоянного магнитного поля в диамагнитных кристаллах NaCl и Zn в отсутствие механического нагружения. Указанное явление, получившее название «магнитопластического эффекта», качественно коррелирует с данными [1, 2], но не с данными [3] по Al. В этой связи представляется интересным провести измерения, аналогичные [5-7], непосредственно на кристаллах Al. Настоящая работа посвящена изучению движения дислокаций в монокристаллах Al в постоянном магнитном поле в зависимости от его напряженности и времени выдержки образцов в поле.

Образцы в виде прямоугольных призм с размерами  $5 \times 3 \times 2$  мм вырезались электроискровым методом так, чтобы широкие грани имели ориентацию {100}, а остальные — {110}. После предварительной полировки «рабочие» грани образцов подвергались химическому травлению [9], что позволяло фиксировать начальные положения краевых дислокаций, плотность которых варьировалась от  $4 \cdot 10^4$  до  $3 \cdot 10^5$  см<sup>-2</sup>. Затем кристаллы подвергались воздействию постоянного однородного магнитного поля, напряженность которого в экспериментах изменялась от 0.8 до 1.7 Тл, ориентация выбиралась вдоль <110> в плоскости широкой грани, а длительность варьировалась от нескольких секунд до 40 мин. Все измерения проводились при комнатной температуре. Для анализа фигур травления использовался микроскоп Neophot-2.

На плоскости {100} наблюдалось перемещение дислокаций при воздействии на кристалл магнитного поля. Так же как и в работах [5, 6], оказалось, что обращение знака поля не изменяет направление движения дислокаций. По гистограммам пробегов дислокаций  $N(L)$ , построенным для разных полей и различных длительностей магнитного воздействия, определены средние статисти-

ческие пробоги дислокаций  $\bar{l}$ . Оказалось, что величины  $\bar{l}$  при прочих равных параметрах различаются для разных значений локальной плотности дислокаций  $\rho_x$  (имеется в виду величина, усредненная по площади, отвечающей полю зрения микроскопа). Если же отнести  $\bar{l}$  к среднему расстоянию между дислокациями  $1/\sqrt{\rho_x}$ , т. е. откладывать  $\bar{l}\sqrt{\rho_x}$ , то эта величина перестает существенно зависеть от плотности  $\rho_x$ .

На рис. 1 показана зависимость безразмерного пробег  $\bar{l}\sqrt{\rho_x}$  и плотности подвижных дислокаций  $\rho$  от времени действия магнитного поля ( $B=1.2$  Тл) (а) и величины магнитной индукции (при  $t=15$  мин) (б).

Сглаживание зависимостей средней длины пробег дислокаций от времени и магнитной индукции после перехода от  $\bar{l}$  к безразмерной величине  $\bar{l}\sqrt{\rho_x}$  было

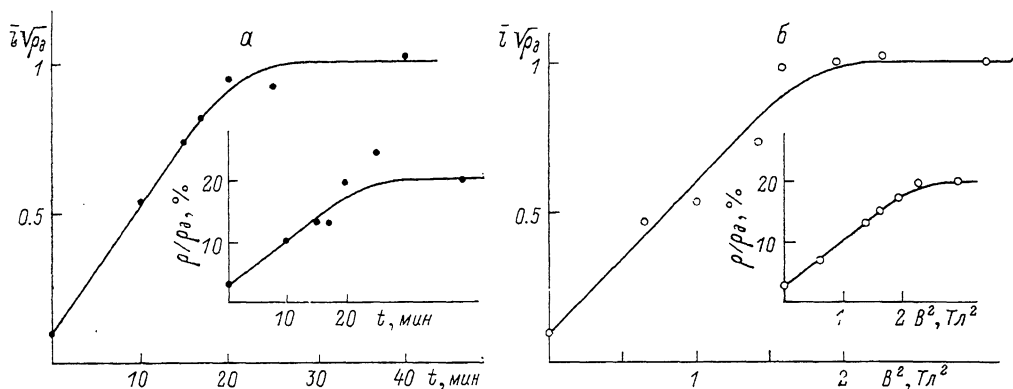


Рис. 1. Зависимость безразмерного среднего статистического пробег  $\bar{l}\sqrt{\rho_x}$  и относительной плотности подвижных дислокаций  $\rho/\rho_x$  от времени выдержки образцов в поле  $t$  (при  $B=1.2$  Тл) (а) и величины магнитной индукции (при  $t=15$  мин) (б).

обнаружено еще в работе [6] применительно к данным по цинку. Физический смысл этого обстоятельства может быть понят с позиций недавней работы [8], где было показано, что реальное время движения дислокаций  $t_{дв}$  не совпадает с полным временем  $t$  выдержки кристаллов в магнитном поле. Задержка дислокаций на старте и их преждевременная остановка связываются в [8] с наличием в кристалле таких относительно редких, но трудно преодолимых стопоров, какими являются дислокации леса. В [8] обсуждается кинетика открепления дислокаций на старте, определяющая вероятность  $W_{ст}$  ее отрыва от дислокаций леса в единицу времени. Вероятность остановки  $W_{ос}$  дислокации, очевидно, может быть оценена обратным временем ее движения до следующей дислокации леса:  $W_{ос} \approx v\sqrt{\rho_x}$ , где  $v$  — средняя скорость дислокаций между стартом и финишем. Последняя величина, задающая реальный темп движения дислокаций, в развиваемой модели лимитируется вероятностью  $W_{пр}$  открепления от промежуточных стопоров. Для кристаллов NaCl, рассматриваемых в [8], таковыми являются парамагнитные примесные атомы Са. Обсуждаемый механизм открепления связан со спин-зависимыми электронными переходами в магнитном поле в системе парамагнитная примесь—ядро дислокации.

Согласно [8], все три вероятности пропорциональны  $B^2$ . Введем параметры  $\beta$  и  $\gamma$  согласно

$$W_{ст} = \beta B^2 \sqrt{\rho_x}, \quad W_{ос}/W_{ст} = \gamma,$$

а также переменную  $x = B^2 t \sqrt{\rho_x}$ . В этих терминах полученная в [8] теоретическая зависимость  $t_{дв}(t)$  может быть представлена в форме

$$\bar{l} \sqrt{\rho_{\text{д}}} \approx W_{\infty} t_{\text{дв}} = \frac{(1-\gamma)(1-e^{-\beta x})(1-e^{-\gamma\beta x}) + \gamma\beta x(e^{-\beta x} - e^{-\gamma\beta x})}{(1-e^{-\beta x})(1-e^{-\gamma\beta x} - \gamma(1-e^{-\beta x}))}. \quad (1)$$

Согласно [8], параметр  $\gamma$  зависит от геометрии распределения точечных дефектов вдоль дислокации и от критической конфигурации дислокационного сегмента, отвечающей отрыву от дислокаций леса. Можно рассматривать  $\gamma$  в качестве подгоночного параметра, который должен быть порядка нескольких единиц. С другой стороны, величина  $\beta$  может быть независимо измерена по зависимости плотности  $\rho$  подвижных дислокаций от времени  $t$  для разных полей  $B$ :

$$\frac{\rho - \rho_{\text{тр}}}{(\rho - \rho_{\text{тр}})_{\infty}} = 1 - e^{-\beta B^2 t \sqrt{\rho_{\text{д}}}}, \quad (2)$$

где  $\rho_{\text{тр}}$  — плотность дислокаций, сдвигающихся под действием травителя (в наших экспериментах  $\rho_{\text{тр}}/\rho_{\text{д}} \approx 0.03$ );<sup>1</sup>  $(\rho - \rho_{\text{тр}})_{\infty}$  — максимальная плотность.

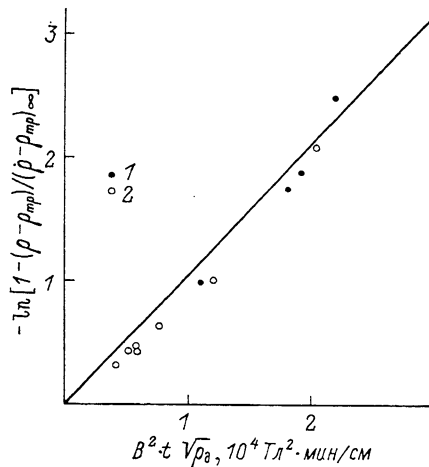


Рис. 2. Сопоставление экспериментальных данных по плотности подвижных дислокаций (рис. 1) с теоретической зависимостью (2).

1 и 2 — экспериментальные точки, отвечающие рис. 1, а и б соответственно; сплошная линия отвечает формуле (2) при  $(\rho - \rho_{\text{тр}})_{\infty} = 7.1 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$ .

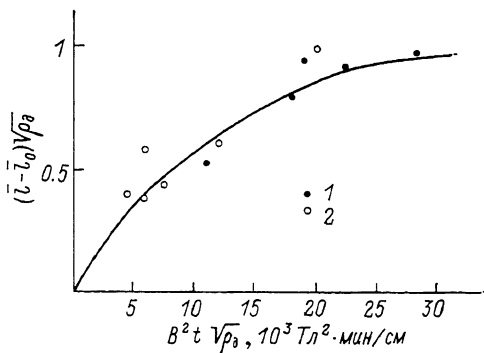


Рис. 3. Сопоставление экспериментальных данных по среднему пробегу дислокаций (рис. 1) с теоретической зависимостью (1).

1 и 2 — экспериментальные точки, отвечающие рис. 1, а и б соответственно; сплошная линия отвечает формуле (1).

подвижных дислокаций, которая может быть достигнута при больших временах  $t$  или полях  $B$ . Обработку соответствующих экспериментальных данных (рис. 1, а, б) по формуле (2) естественно проводить в координатах  $-\ln[1 - (\rho - \rho_{\text{тр}})/(\rho - \rho_{\text{тр}})_{\infty}] \div t B^2 \sqrt{\rho_{\text{д}}}$  (рис. 2). Наклон  $\alpha$  соответствующей прямой и дает искомую величину  $\beta = \text{tg } \alpha = 1 \cdot 10^{-4} \text{ см/мин} \cdot \text{Tл}^2$ .

Подставляя в (1) найденное значение  $\beta$  и выбирая  $\gamma = 4$ , получим зависимость (рис. 3), которая хорошо согласуется с соответствующими экспериментальными точками, взятыми с рис. 1, а, б. Таким образом, предлагаемая методика обработки экспериментальных данных позволяет объединить зависимости  $\bar{l}(t, \rho_{\text{д}})$  и  $\bar{l}(B, \rho_{\text{д}})$  в одну универсальную зависимость, описываемую функцией (1). Аналогично экспериментальные зависимости плотности подвижных дислокаций  $\rho$  от  $t$ ,  $B$  и  $\rho_{\text{д}}$  хорошо описываются теоретической формулой (2).

<sup>1</sup> Отличие от нуля значений  $\bar{l}$  и  $\rho$  при  $t=0$  и  $B=0$ , по-видимому, связано с небольшой релаксацией дислокационной структуры под действием травителя и обусловлено вытравливанием приповерхностных ступоров на дислокациях [10].

Найденные значения параметров  $\beta$  и  $\gamma$  позволяют найти реальную среднюю скорость дислокаций  $v = \beta\gamma B^2$  и сопоставить ее с кажущимся значением  $v'$ , которое определяется из наклона зависимости  $l(t)$  (рис. 1, а). При  $B = 1.2$  Тл  $v \approx 10^{-5}$ ,  $v' \approx 2 \cdot 10^{-6}$  см/с,  $v'/v \approx 0.2$ . Несовпадение скоростей  $v$  и  $v'$  связано, очевидно, с тем, что реальное время движения дислокации всегда меньше времени выдержки образца в магнитном поле.

Резюмируя, заметим, что магнитопластический эффект в парамагнитном алюминии качественно не отличается от аналогичного эффекта в диамагнитном цинке и находится в противоречии с данными [3] по упрочняющему действию магнитного поля на макропластические свойства алюминия.

Авторы благодарят В. С. Боброва за предоставление кристаллов алюминия, а также Т. М. Перекалину, А. А. Урусовскую и Н. И. Носкову за помощь в работе.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Павлов В. А., Перетурина И. А., Печеркина И. Л. // ФММ. 1979. Т. 47. № 1. С. 171—179.
- [2] Pavlov V. A., Pereturino I. A., Pecherkina I. L. / Phys. Stat. Sol. (a). 1980. V. 57. P. 449—459.
- [3] Крыловский В. С., Лебедев В. П., Хоткевич В. И. // ФНТ. 1981. Т. 7. № 12. С. 1550—1557.
- [4] Большуткин Д. Н., Десненко В. А. // ФНТ. 1981. Т. 7. № 5. С. 52—657.
- [5] Альшиц В. И., Даринская Е. В., Перекалина Т. М., Урусовская А. А. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 2. С. 467—471.
- [6] Альшиц В. И., Даринская Е. В., Гектина И. В., Лаврентьев Ф. Ф. // Кристаллография. 1990. Т. 35. № 4. С. 1014—1016.
- [7] Альшиц В. И., Даринская Е. В., Петржик Е. А. // Изв. вузов, черная металлургия. 1990. № 10. С. 85—87.
- [8] Альшиц В. И., Даринская Е. В., Петржик Е. А. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 10. С. 3001—3010.
- [9] Пшеничнов Ю. П. Выявление тонкой структуры кристаллов. М.: Металлургия, 1974. С. 297.
- [10] Парийский В. Б., Ландау А. И., Старцев В. И. // ФТТ. 1963. Т. 5. № 5. С. 1377—1385.

Институт кристаллографии  
Москва

Поступило в Редакцию  
16 июля 1991 г.