

Чтобы оценить степень влияния поверхности на движение дислокаций, возьмем отношение сил торможения  $F_{d2}$  в приповерхностном слое, где влияние поверхности доминирует, и  $F_{d1}$  в слое, где оно не существенно

$$\frac{F_{d2}}{F_{d1}} = \left( \frac{L}{l} \right)^2 \quad (10)$$

Выполним численные оценки. Для значений  $n_{ov} \approx 10^{-4}$ ,  $\varepsilon \approx 10^{-1}$ ,  $L \approx 10b$  получим  $(F_{d2}/F_{d1}) \approx 10^{-2}$ , то есть наличие поверхности приводит к уменьшению силы торможения на два порядка. Таким образом, наличие поверхности значительно снижает влияние точечных дефектов на скольжение дислокаций в приповерхностной области.

Оценим толщину приповерхностного слоя, в пределах которого поверхность оказывает существенное влияние на динамическое взаимодействие дислокаций с точечными дефектами. Для типичных значений  $c = 3 \cdot 10^3$  м/с,  $b = 3 \cdot 10^{-10}$  м,  $n_{ov} \approx 10^{-2} \div 10^{-6}$ ,  $v \approx 10^{-2} \div 10^{-1} c$  получим, что толщина оцениваемого слоя может составлять от нескольких нанометров до нескольких десятков нанометров.

Таким образом, можно сделать вывод, что силы изображения полностью блокируют влияние поверхностных точечных дефектов и значительно снижают влияние объемно распределенных точечных дефектов на динамическое скольжение дислокаций в наноматериалах, т.е. облегчают пластическое деформирование мягких металлов, имеющих нанометровые размеры и содержащих примеси высокой концентрации.

#### Список литературы

1. Kodambaka S., S. V. Khare, W. Swich, K. Ohmori, I. Petrov, J. E. Greene. // Nature. – 2004. – Vol. 429. – P. 49–52.
2. Головин Ю. И. // ФТТ. – 2008. – Т. 50, № 12. – С. 2113–2142.
3. Малыгин Г. А. // ФТТ. – 2007. – Т. 49, № 6. – С. 961–982.
4. Liu X. H., F. M. Ross, K. W. Schwarz. // Phys. Rev. Lett. – 2000. – Vol. 85, № 19. – P. 4088–4091.
5. Малашенко В. В. // Кристаллография. – 2009. – Т. 54, № 2. – С. 312–315.
6. Малашенко В. В. // ФТТ. – 2009. – Т. 51, № 4. – С. 703–705.
7. Малашенко В. В. // ЖТФ. – 2009. – Т. 79, № 4. – С. 146–149.
8. Malashenko V. V. // Modern Phys. Lett. B. – 2009. – Vol. 23, № 16. – P. 2041–2047.
9. Malashenko V. V. // Physica B: Phys. Cond. Mat. – 2009. – Vol. 404, № 21. – P. 3890–3893.

### ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ КРАЕВЫХ ДИСЛОКАЦИЙ В КРИСТАЛЛАХ В УСЛОВИЯХ ВЫСОКОГО ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ

**Малашенко В.В.**

*Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины,  
Донецк, Украина, [malashenko@kinetic.ac.donetsk.ua](mailto:malashenko@kinetic.ac.donetsk.ua)  
Донецкий национальный технический университет, Донецк, Украина*

Движение дислокаций и их взаимодействие друг с другом, с другими дефектами, а также с фононами, электронами, магнонами, оказывает огромное влияние на механические свойства реального кристалла [1-3]. Важным и пока что недостаточно изученным аспектом динамики дислокаций является их взаимодействие с точечными дефектами кристаллической решетки (вакансии, примеси, междоузельные атомы), которые

присутствуют практически во всех реальных кристаллах и при высоких концентрациях могут оказывать доминирующее влияние на движение дислокаций, а, следовательно, и на процесс пластической деформации, особенно в случае, когда это взаимодействие приобретает коллективный характер.

Известно [1], что механизмы торможения быстрых и медленных дислокаций отличаются коренным образом. Медленно движущиеся дислокации преодолевают барьеры, связанные с точечными дефектами, с помощью термических флуктуаций. По мере возрастания скорости дислокаций их кинетическая энергия достигает высоты энергетических барьеров, появляется возможность динамического преодоления препятствий. Надбарьерное скольжение дислокаций реализуется при высокоскоростном деформировании и ударных нагрузках, а также при исследовании кристаллов методом внутреннего трения. Скорость пластической деформации  $\dot{\epsilon}_d$ , как известно, связана с плотностью подвижных дислокаций  $\rho_d$  и средней скоростью движения дислокаций  $v$  соотношением  $\dot{\epsilon}_d = b\rho_d v$ . Динамическое (надбарьерное) скольжение дислокаций реализуется обычно при скоростях деформации  $\dot{\epsilon}_d \geq 10^3 \text{ s}^{-1}$  и средней скорости движения дислокаций  $v \geq 10^{-2} c$ , где  $c$  – скорость распространения поперечных звуковых волн в кристалле.

Согласно экспериментальным данным (см., например, [4]), сила торможения дислокации примесными центрами имеет квазивязкий характер, т.е. линейно растет с ростом скорости. Однако согласно теоретической работе [5], сила динамического торможения дислокации точечными дефектами должна быть обратно пропорциональна скорости дислокационного скольжения. Объяснить квазивязкий характер динамического торможения можно лишь с учетом коллективных эффектов.

Динамическое взаимодействие дефектов с дислокацией в зависимости от скорости дислокационного скольжения может иметь как коллективный характер, так и характер независимых столкновений [6,7]. Обозначим время взаимодействия дислокации с атомом примеси  $\tau_{def} \approx R/v$ , где  $R$  – радиус дефекта, время распространения возмущения вдоль дислокации на расстояние порядка среднего расстояния между дефектами обозначим  $\tau_{dis} \approx l/c$ . В области независимых столкновений  $v > v_0 = R\Delta_d$  выполняется неравенство  $\tau_{def} < \tau_{dis}$ , т.е. элемент дислокации за время взаимодействия с точечным дефектом не испытывает на себе влияния других дефектов. В области коллективного взаимодействия ( $v < v_0$ ), наоборот,  $\tau_{def} > \tau_{dis}$ , т.е. за время взаимодействия дислокации с точечным дефектом данный дислокационный элемент успевает “почувствовать” влияние других дефектов, вызвавших возмущение дислокационной формы.

Рассмотрим краевую дислокацию, движущуюся под действием постоянного внешнего напряжения  $\sigma_0$  в кристалле, содержащем хаотически распределенные точечные дефекты. Направим ось OZ параллельно линии дислокации, а ее вектор Бюргерса параллельно оси OX, в положительном направлении которой происходит скольжение дислокации с постоянной скоростью  $v$ . Элементы дислокации могут совершать малые колебания в плоскости скольжения XOZ. Положение дислокации определяется функцией  $X(z, t) = vt + w(z, t)$ , где  $w(z, t)$  – случайная величина, среднее значение которой по ансамблю дефектов и расположению элементов дислокации равно нулю.

Уравнение движения дислокации имеет следующий вид

$$m \frac{\partial^2 X(z, t)}{\partial t^2} + \beta \frac{\partial X(z, t)}{\partial t} - T \frac{\partial^2 X(z, t)}{\partial z^2} = b \left[ \sigma_0 + \sigma_{xy}(vt + w; z) \right]. \quad (1)$$

Здесь  $T$  – коэффициент линейного натяжения дислокации,  $m$  – масса единицы длины дислокации.

Выражение для силы торможения дислокации точечными дефектами имеет вид

$$F_d = \frac{nb^2}{8\pi^2 m} \int d^3 p |p_x| |\sigma_{xy}(p)|^2 \delta(p_x^2 v^2 - \omega^2(p_z)), \quad (2)$$

где интегрирование производится по всему импульсному пространству,  $n$  – объемная концентрация точечных дефектов,  $\delta(p_x^2 v^2 - \omega^2(p_z))$  – это  $\delta$ -функция Дирака,  $\omega(p_z) = \sqrt{\Delta^2 + c^2 p_z^2}$  – закон дисперсии дислокационных колебаний. Коллективное взаимодействие дефектов с дислокацией приводит к тому, что спектр дислокационных колебаний становится нелинейным: в нем возникает активация.

$$\Delta = \frac{c}{b} (n_0 \varepsilon^2)^{1/3}, \quad (3)$$

где  $n_0$  – безразмерная концентрация точечных дефектов,  $n_0 = nR^3$ , где  $R$  – радиус дефекта,  $\varepsilon$  – параметр несоответствия дефекта. Сила торможения в этом случае равна

$$F_d = \frac{B_d v}{1 + v^2/v_0^2}, \quad B_d = \frac{\pi n_0^{1/3} \mu^2 \varepsilon^{2/3} b^4}{3mc^3 R} \quad (4)$$

$\mu$  – модуль сдвига. Выполним численные оценки для сравнения с экспериментальными данными. Так, согласно [4], для дислокаций, движущихся со скоростью 10 м/с в кристалле с примесями, концентрация которых составляет  $n_0 \sim 10^{-3}$ , сила торможения дислокации примесями линейно зависит от скорости дислокационного скольжения, обусловленный примесями вклад в константу демпфирования составляет по порядку величины  $10^{-4} \text{ Па} \cdot \text{с}$ . Согласно приведенным выше формулам, при таких значениях скорости и концентрации взаимодействие дефектов с дислокацией имеет коллективный характер, сила торможения дислокации определяется выражением  $F_d = B_d v$ , где  $B_d \approx 10^{-4} \text{ Па} \cdot \text{с}$ .

Как известно, краевые дислокации, расположенные в параллельных плоскостях скольжения, способны образовывать устойчивые конфигурации, выстраиваясь одна над другой [8]. Этот процесс является основой полигонизации, в результате которой в кристаллах возникают дислокационные стенки. Под действием внешних напряжений такие образования могут перемещаться по кристаллу [9]. Особый интерес представляет движение таких дислокаций в гидростатически сжатых кристаллах. Высокое гидростатическое давление способствует пластификации кристаллических тел, оказывая влияние как на величину упругих модулей кристалла, так и величину взаимодействия дислокаций между собой, что приводит к возникновению специфических особенностей пластической деформации в гидростатически сжатых кристаллах [10,11].

Рассмотрим две бесконечные краевые дислокации, движущиеся под действием постоянного внешнего напряжения  $\sigma_0$  в поле параллельных им закрепленных краевых дислокаций, случайным образом распределенных в объеме гидростатически сжатого кристалла [12]. Линии дислокаций параллельны оси OZ, их векторы Бюргерса параллельны оси OX, в положительном направлении которой происходит скольжение дислокаций. Дислокации движутся с постоянной скоростью  $v$  в параллельных плоскостях скольжения. Расстояние между плоскостями скольжения обозначим  $a$ . Движение каждой дислокации описывается уравнением типа уравнения (1), если его правую часть дополнить силой взаимодействия дислокаций между собой. Активация, возникающая в спектре дислокационных колебаний в результате взаимодействия дислокаций между собой, зависит от величины гидростатического давления [12]

$$\Delta(p) = \Delta(0) \sqrt{1 + Kp}; \quad \Delta(0) = \frac{c}{a} \sqrt{\frac{2}{\ln(L/r_0)}} \quad (5)$$

где  $K$  – коэффициент, зависящий от упругих модулей кристалла.

Сила торможения пары дислокаций неподвижными дислокациями благодаря давлению значительно возрастает

$$F = F(0)(1 + Kp)^{\frac{3}{2}}; \quad F(0) = \frac{nb^4\tilde{\mu}^2}{16m\omega_0(1-\tilde{\gamma})^2\nu} \quad (6)$$

Знак  $\sim$  указывает на то, что значения соответствующих величин взяты для гидростатически сжатого кристалла.

Наиболее сильно влияние гидростатического сжатия проявляется в щелочно-галоидных кристаллах. Например, при давлении  $10^9$  Па в кристаллах иодида калия сила торможения дислокационной пары неподвижными дислокациями возрастает в полтора раза.

### Список литературы

1. Альшиц В.И., Инденбом В.Л. // УФН.-1975.-Т. 115, № 1.-С. 3-39.
2. Каганов М.И., Кравченко В.Я., Нацик В.Д. // УФН.-1973.-Т.111, №4.-С.655- 682.
3. Барьяхтар В.Г., Друинский Е.И. // ЖЭТФ.-1977.-Т.72, №1.- С. 218-224.
4. Kaneda T. // J. Phys. Soc. Japan.-1970.-V.28, №5.-P.1205-1211.
5. Natsik V.D., K.A. Chishko K.A. // Crystal Res. and Technol.-1984.-V. 19, № 6.- P.763.
6. Malashenko V.V., Sobolev V.L., Khudik B.I. // Phys. stat. sol. (b).-1987.- Vol.143, №2. -P. 425-431.
8. Малашенко В.В. // ФММ.-2005.-Т.100, №6.-С. 1-4.
9. Хирт Д., Лоте И. Теория дислокаций. М.: Наука, 1972.- 599 с.
10. 9. Малашенко В.В. // ФТТ.-2006.- Т.48, №3.-С.433-435.
11. Токий В.В., Зайцев В.И. // ФТТ.- 1973.- Т.15, № 8.- С.2460-2467.
12. Косевич А.М., Токий В.В., Стрельцов В.А. // ФММ.- 1978.- Т.45, № 6.- С. 1135.
13. Малашенко В.В. // ЖТФ.-2006.-Т.76,№6.-С.127-129.

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НИКЕЛЯ И МОЛИБДЕНА С ГАЗАМИ ВОЗДУХА ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИСКРОВЫХ РАЗРЯДОВ

**Герцирикен Д. С., Мазанко В. Ф., Чао Шенжу, Чжан Цженю, Миронов Д. В.,  
Миронов В. М.**

*Институт металлофизики им. Г.В.Курдюмова НАНУ, Киев, Украина,*

[dina\\_izotop@mail.ru](mailto:dina_izotop@mail.ru)

*Северо-западный политехнический университет, Сиань, Китай, [blao@nwpu.edu.cn](mailto:blao@nwpu.edu.cn)*

*Самарская государственная сельскохозяйственная академия, п. Усть-*

*Кинельский Самарской обл., Россия,*

[dvonorim@mail.ru](mailto:dvonorim@mail.ru)

Ранее было показано, что в результате воздействия на металл искровых разрядов происходит введение в металл и дальнейшая миграция атомов не только анода и поверхностного слоя, но и среды, в которой осуществляется обработка [1,2]. Неконтролируемое проникновение атомов (и молекул) среды может ухудшить требуемые состав и свойства обработанного материала. Однако целенаправленное применение газовой среды заданного состава способно привести к дополнительному повышению качества изделия.

Рассмотрим особенности фазообразования при электроискровом легировании (ЭИЛ). При одновременном насыщении поверхности титана никелем (материал анода или покрытие на титане) с азотом (среда), согласно данным рентгеноструктурного анализа, в зоне взаимодействия возникают фазы в следующем порядке: нитрид никеля;