05

Влияние гидростатического сжатия на скольжение пары краевых дислокаций в металлах с высокой концентрацией примесей

© В.В. Малашенко,[1,2] Н.В. Белых[3]

[1] Донецкий физико-технический институт АН Украины,
83114 Донецк, Украина
[2] Донецкий национальный технический университет,
83000 Донецк, Украина
[3] Донбасская государственная машиностроительная академия,
83313 Краматорск, Украина
e-mail: malashenko@fti.dn.ua

(Поступило в Редакцию 20 марта 2013 г.)

Теоретически исследовано динамическое торможение дислокационных пар точечными дефектами в гидростатически сжатых металлах, при этом учтено влияние выского давления на взаимодействие как дислокаций между собой, так и дислокаций с точечными дефектами. Показано, что зависимость силы динамического торможения дислокации от давления определяется конкуренцией этих вазимодействий.

Обработка высоким гидростатическим давлением является одним из перспективных методов создания новых функциональных материалов, обладающих высокой прочностью и пластичностью [1–4]. Огромное влияние на формирование механических свойств кристалла оказывает взаимодействие движущихся дислокаций с потенциальными барьерами, которые создаются дефектами кристаллической решетки. Эти барьеры дислокация может преодолеть либо с помощью термических флуктуаций, если кинетическая энергия дислокации ниже высоты барьера, либо динамическим образом (надбарьерное скольжение) в противном случае, что реализуется обычно при скоростях движения дислокации — $10^{-2}\,c$ и выше, где c — скорость распространения поперечных звуковых волн в кристалле [5]. Динамический режим реализуется в области низких температур [6], при высокоскоростном растяжении [7], под действие ударных нагрузок [8,9], в частности, создаваемых коротковолновым лазерным излучением огромной мощности [10], при использовании сварки взрывом [11].

При динамическом движении дислокации в поле других структурных дефектов ее кинетическая энергия необратимым образом переходит в энергию дислокационных колебаний в плоскости скольжения. Возникающая при этом сила динамического торможения зависит как от величины взаимодействия дислокации с дефектами, так и от вида ее колебательного спектра [12–17]. В работе [18] исследовалось влияние гидростического сжатия на динамическое торможение движущихся дислокационных пар закрепленными одиночными дислокациями, а также на торможение одиночных дислокаций дислокационными диполями. В работе [16] анализировалось динамическое торможение движущихся дислокационных пар точечными дефектами в гидростатически сжатом кристалле. В этой работе было учтено влияние давления на взаимодействие дислокаций, образующих пару, что в конечном счете приводило к перенормировке спектра дислокационных колебаний в случае, когда доминирующее влияние на вид этого спектра оказывало именно взаимодействие дислокаций между собой. Влияние гидростатического сжатия на величину взаимодействия точечных дефектов с дислокациями в упомянутой работе не учитывалось, и сила динамического торможения дислокаций уменьшалась с ростом давления. Однако в работе [19], посвященной изучению взаимодействия одиночных дислокаций с точечными дефектами в гидростатически сжатом кристалле, было показано, что в ряде металлов это влияние может быть весьма существенным. Как будет показано в настоящей работе, учет этого факта может привести к весьма существенному изменению зависимости силы торможения дислокации от давления.

Целью настоящей работы является исследование динамики дислокационных пар в гидростатически сжатом кристалле, содержащем точечные дефекты, с учетом влияния давления как на взаимодействие дислокаций между собой, так и на взаимодействие дислокаций с дефектами.

Наличие дислокационных пар весьма характерно для структуры, образующейся в ходе легкого скольжения, особенно при больших деформациях или при локальном действии изгибающих моментов, когда возникает высокая плотность дислокаций, преимущественно одного знака [20].

Пусть две бесконечные краевые дислокации, движущиеся под действием постоянного внешнего напряжения σ_0 в поле точечных дефектов, случайным образом распределенных в объеме гидростатически сжатого кристалла. Линии дислокаций параллельны оси OZ, их векторы Бюргерса параллельны оси OX, в положительном направлении которой происходит скольжение дислокаций. Дислокации движутся с постоянной скоростью v, оставаясь при этом в одной плоскости, перпендикулярной плоскостям скольжения. Расстояние между плоскостями скольжения обозначим a. Дислокации могут совершать малые колебания в своих плоскостях скольжения, т.е. в плоскости XOZ и параллельной ей плоскости. Запишем уравнение движения дислокации в плоскости 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.

Движение дислокации описывается уравнением

$$\tilde{m}\left\{\frac{\partial^2 X(z,t)}{\partial t^2} + \tilde{\delta}\,\frac{\partial X(z,t)}{\partial t} - \tilde{c}^2\frac{\partial^2 X(z,t)}{\partial z^2}\right\}$$
$$= \tilde{b}\sigma_0 + F_{\text{dis}} + \tilde{b}\sigma_{xy}^{d}(vt + w; z). \quad (1)$$

Здесь $\sigma_{xy}^{(d)}$ — компонента тензора напряжений, создаваемых дефектами на линии дислокации, $\sigma_{xy}^{(d)} = \sum_{i=1}^{N}\sigma_{xy,i}^{(d)}$, $\tilde{m}$ — масса единицы длины дислокации, $\tilde{c}$ — скорость распространения поперечных звуковых волн в кристалле (знак $\tilde{}$ указывает на то, что значения соответствующих величин взяты для гидростатически сжатого кристалла), N — число дефектов в кристалле, $\tilde{\delta}$ — коэффициент затухания, $\tilde{\delta} \approx B/m$, B — константа демпфирования, обусловленная прежде всего фононными механизмами диссипации, F_{dis} — сила, действующая со стороны второй дислокации на первую в плоскости ее скольжения параллельно оси OX.

В работе [21] было показано, что в условиях гидростатического сжатия сила притяжения дислокаций друг к другу увеличивается: появляется дополнительная сила, пропорциональная величине гидростатического давления:

$$F_{\text{dis}} = F_{\text{dis}}^0(1 + \beta p),$$
$$F_{\text{dis}}^0 = \frac{\mu b^2}{2\pi(1-\gamma)}\,\frac{x(x^2-y^2)}{r^4} \approx -\frac{\mu b^2 w}{2\pi(1-\gamma)a^2}, \quad (2)$$
$$\beta = \frac{1}{\mu}\left(K_2 + \left(2K_1 - \frac{K_2\lambda}{\mu}\right)\frac{(1-2\gamma)^2}{2(1-\gamma)}\right) \geq 0, \quad (3)$$
$$K_1 = -\frac{\frac{1}{2}\lambda - \mu + 3l - m + \frac{1}{2}n + p}{3\lambda + 2\mu + p},$$
$$K_2 = -\frac{3\lambda + 6\mu + 3m - \frac{1}{2}n - 2p}{3\lambda + 2\mu + p}. \quad (4)$$

Здесь γ — коэффициент Пуассона, λ, μ — коэффициенты Ламе, l, m, n — коэффициенты Мурнагана. При получении формулы (2) учтено, что $w \ll a$ и $r \approx a$. В работе [21] также было показано, что при давлениях порядка 10^9 Pa зависимостью K_1 и K_2 от p можно пренебречь, как и изменениями вектора Бюргерса.

Применяя метод, развитый ранее в работах [12–17], силу торможения дислокации точечными дефектами представим в виде

$$F = \frac{n_V b^2}{8\pi^2 m}\int d^3q|q_x|\left|\sigma_{xy}(\mathbf{q})\right|^2\delta\left[q_x^2 v^2 - \omega^2(q_z)\right], \quad (5)$$

где n_V — объемная концентрация точечных дефектов, $\omega(q_z)$ — закон дисперсии дислокационных колебаний. Как было показано в работах [14–19], закон дисперсии имеет вид

$$\omega(q_z) = \sqrt{\Delta^2(p) + \tilde{c}^2 q_z^2}, \quad (6)$$

где $\Delta(p)$ может возникать либо за счет коллективного взаимодействия точечных дефектов с дислокацией, либо за счет взаимодействия дислокаций между собой. Если главный вклад в формирование $\Delta(p)$ вносит взаимодействие с точечными дефектами, то, согласно [19],

$$\Delta(p) = \Delta_d\left(1 + \alpha p\right)^{2/3}, \quad \Delta_d = \frac{\tilde{c}}{\tilde{b}}\left(\tilde{n}_0\tilde{\varepsilon}^2\right)^{1/3},$$
$$\alpha = \frac{0.5n - 3\lambda - \mu - 3m}{\mu(3\lambda + 2\mu)}. \quad (7)$$

Этот результат справедлив для гидростатических давлений, удовлетворяющих неравенству $\frac{p}{3\lambda+2\mu} \ll 1$. В этом случае взаимодействие дислокаций пары между собой не оказывает существенного влияния на дислокационное движение: каждая из дислокаций пары тормозится так же, как и одиночные дислокации. Такая задача была решена в работе [19]. Если же доминирующим является вклад междислокационного взаимодействия, тогда, как показано в [16],

$$\Delta(p) = \Delta_0(1 + \beta p), \quad \Delta_0 = \frac{\tilde{c}}{a}\sqrt{\frac{2}{\ln(L/r_0)}} \approx \frac{\tilde{c}}{a}. \quad (8)$$

Здесь L — величина порядка длины дислокации, r_0 — величина порядка атомных расстояний, $r_0 \approx b$. Коэффициент β определяется формулой (3). В этом случае, воспользовавшись методом, развитым в работах [12–17], получим следующее выражение для силы торможения дислокации точечными дефектами:

$$F_d = F_d(0)\left(\frac{1+\alpha p}{1+\beta p}\right)^2, \quad F_d(0) = \frac{\pi n_0 b\mu^2\varepsilon^2}{3mc\Delta_0^2}\,v. \quad (9)$$

Здесь n_0 — безразмерная концентрация точечных дефектов, $n_0 = n_V b^3$, $F_d(0)$ — сила торможения дислокационной пары точечными дефектами в кристалле, не подверженном гидростатическому сжатию.

Формула (9) справедлива при выполнении условия

$$1 > \frac{a}{b}\left(n_0\varepsilon^2\right)^{1/3}. \quad (10)$$

Если $a = 10b$, данное условие будет выполняться при концентрации дефектов $n_0 < 10^{-2}$, если $a = 100b$, тогда допустимое значение концентрации составляет $n_0 < 10^{-4}$.

Воспользовавшись данными [22,23] и формулой (9), оценим, на сколько возрастает в гидростатически сжатых металлах сила торможения дислокации примесями, а следовательно, и величина деформирующих напряжений, обусловленных данным механизмом диссипации. Так, при давлении 10^9 Pa сила дислокационного торможения в техническом магнии (96% Mg, 3% Al, 1% Cr) увеличивается на 8%, в техническом алюминии (99.3% чистоты) — на 4%, в меди — на 2.3%, вольфраме — на 2.5%. При давлении $2 \cdot 10^9$ Pa возрастание этой силы составляет для магния 12%, для алюминия — 7%, для меди — 4.6%, для вольфрама — 3%.

Как следует из формулы (9), зависимость силы динамического торможения дислокации определяется конкуренцией двух тенденций: усилением взаимодействия дефектов с дислокацией, которое характеризуется коэффициентом α, и усилением взимодействия дислокаций между собой, которое приводит к увеличению спектральной щели и характеризуется коэффициентом β. Зависимость $F_d(p)$ определяется соотношением этих коэффициентов: при $\alpha > \beta$ получаем рост силы торможения с ростом давления, при $\alpha < \beta$ увеличение давления снижает силу торможения. В работе [16] влияние давления на величину взаимодействия дефектов с дислокацией не учитывалось, что соответствует случаю $\alpha \ll \beta$, т. е. были рассмотрены лишь те ситуации, котороые приводят к снижению торможения с ростом давления.

Полученные результаты могут быть полезны при анализе механических свойств металлов, подверженных гидростатическому сжатию.

Список литературы

[1] *Valiev R.Z., Enikeev N.A., Murashkin M.Yu.* // Script. Mater. 2010. Vol. 63. P. 949–952.
[2] *Varyukhin V., Beygelzimer Y., Kulagin R., Prokof'eva O., Reshetov A.* // Mater. Sci. Forum. 2011. Vol. 31. P. 667–669.
[3] *Beygelzimer Y., Varyukhin V., Synkov S., Orlov D.* // Mater. Sci. Eng. 2009. A. 503. P. 14–17.
[4] *Андриевский Р.А., Глезер А.М.* // УФН. 2009. Т. 179. Вып. 4. С. 337–358.
[5] *Куксин А.Ю., Стегайлов В.В., Янилкин А.В.* // ДАН. 2008. Т. 420. Вып. 4. С. 467–471.
[6] *Нацик В.Д., Солдатов В.П., Кириченко Г.И., Иванченко Л.Г.* // ФНТ. 2009. Т. 35. Вып. 6. С. 637–654.
[7] *Куксин А.Ю., Янилкин А.В.* // ДАН. 2007. Т. 413. Вып. 5. С. 615–619.
[8] *Molotskii M.* // Appl. Phys. Lett. 2008. Vol. 93. P. 051 905.
[9] *Канель Г.И., Фортов В.Е., Разоренов С.В.* // УФН. 2007. Т. 177. Вып. 8. С. 809–830.
[10] *Batani D., Strati F., Stabile H., Tomasini M., Lucchini G., Ravasio A., Koenig M., Benuzzi-Mounaix A., Nishimura H., Ochi Y., Ullschmied J., Skala J., Kralikova B., Pfeifer M., Kadlrc Ch., Mocek T., Präg A., Hall T., Milani P., Barborini E., Piseri P.* // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 92. N 6. P. 065 503.
[11] *Петушков В.Г.* Применение взрыва в сварочной технике. Киев: Наукова думка, 2005. 775 с.
[12] *Malashenko V.V.* // Physica B: Phys. Cond. Mat. 2009. Vol. 404. N 2. P. 3890–3893.
[13] *Malashenko V.V.* // Modern Phys. Lett. B. 2009. Vol. 23. N 16. P. 2041–2047.
[14] *Малашенко В.В.* // ЖТФ. 2009. Т. 79. Вып. 4. С. 146–149.
[15] *Малашенко В.В.* // Кристаллография. 2009. Т. 54. Вып. 2. С. 312–315.
[16] *Малашенко В.В.* // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 6. С. 127–129.
[17] *Малашенко В.В.* // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. Вып. 19. С. 61–64.
[18] *Малашенко В.В.* // ЖТФ. 2011. Т. 81. Вып. 9. С. 67–70.
[19] *Малашенко В.В., Белых Н.В.* // ФТТ. 2013. Т. 55. Вып. 3. С. 504–506.
[20] *Фридель Ж.* Дислокации. М.: Мир, 1967. 644 с.
[21] *Токий В.В., Зайцев В.И.* // ФТТ. 1973. Т. 15. Вып. 8. С. 2460–2467.
[22] *Францевич И.Н., Воронов Ф.Ф., Бакута С.А.* Упругие постоянные и модули упругости металлов и неметаллов. Киев: Наукова думка, 1982. 286 с.
[23] *Лурье А.И.* Нелинейная теория упругости. М.: Наука, 1980. 512 с.