01;05

# Динамическое торможение краевых дислокаций точечными дефектами в гидростатически сжатом кристалле

© В.В. Малашенко

Донецкий государственный технический университет,
83000 Донецк, Украина
Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины,
83114 Донецк, Украина
e-mail: malashenko@kinetic.ac.donetsk.ua

(Поступило в Редакцию 10 августа 2005 г.)

Исследовано влияние высокого гидростатического давления на вид закона дисперсии дислокационных колебаний и величину силы торможения взаимодействующих краевых дислокаций точечными дефектами. Показано, что это влияние существенно различается для разных интервалов скоростей.

PACS: 61.72.-y, 61.72.Lk

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 [1–4].

Изучению динамического движения дислокаций в кристаллах, не подверженных гидростатическому сжатию, посвящено значительное количество работ [5–8]. В [6–8] было показано, что при объяснении экспериментально наблюдаемого квазивязкого характера динамического торможения дислокации точечными дефектами важную роль играет вид спектра дислокационных колебаний. Исследуемый в этих работах механизм диссипации заключается в необратимом переходе кинетической энергии поступательного движения дислокации в энергию колебаний дислокационных элементов относительно „центра масс“ дислокации.

Как показано в работах [1–3], кристалл, подвергнутый сильному гидростатическому сжатию, проявляет нелинейные упругие свойства. Однако в большинстве случаев при используемых гидростатических давлениях деформации, созданные дефектом в кристалле, малы по сравнению с деформациями всестороннего сжатия давлением $p$. В этом случае описание внутренних напряжений в гидростатически сжатом кристалле сводится к обычной линейной теории упругости с перенормированными упругими модулями. В частности, дислокации и точечные дефекты описываются обычным образом с заменой геометрических параметров дефектов их значениями в гидростатически сжатых кристаллах [3]. Высокое гидростатическое давление, согласно [2], не создает силу, действующую на дислокацию, однако изменяет величину взаимодействия дислокаций между собой, тем самым оказывая влияние на вид закона дисперсии дислокационных колебаний, а следовательно, и на величину силы торможения дислокации примесями и другими точечными дефектами. Упомянутый выше механизм диссипации в условиях гидростатического сжатия до настоящего времени не изучался.

Целью настоящей работы является теоретический анализ скольжения пары краевых дислокаций, движущихся в параллельных плоскостях скольжения в гидростатически сжатом кристалле, с учетом их взаимодействия как между собой, так и с точечными дефектами кристалла.

Рассмотрим две бесконечные краевые дислокации, движущиеся под действием постоянного внешнего напряжения $\sigma_0$ 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. Как известно, такая конфигурация краевых дислокаций является равновесной и устойчивой [1], что делает возможным возникновение в кристалле дислокационных стенок. Расстояние между плоскостями скольжения обозначим $a$. Дислокации могут совершать малые колебания в своих плоскостях скольжения, т. е. в плоскости $XOZ$ и параллельной ей. 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

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

Здесь $\sigma_{xy}^{(d)}$ — компонента тензора напряжений, создаваемых дефектами на линии дислокации, $\sigma_{xy}^{(d)} = \sum\limits_{i=1}^{N} \sigma_{xy,i}^{(d)}$;

$\tilde{m}$ — масса единицы длины дислокации; $\tilde{c}$ — скорость распространения поперечных звуковых волн в кристалле (знак $\sim$ 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, фотонными механизмами диссипации. Как было показано в работе [9], влияние этих механизмов диссипации на силу торможения, создаваемую полем хаотически распределенных дефектов, мало из-за малости безразмерного параметра $\alpha = \tilde{\delta} r_0 v/c^2$, где $r_0$ — параметр обрезания, $r_0 \approx b$. Поскольку по порядку величины $B \leq 10^{-4}$ Pa · s, а линейная плотность массы дислокации $m \approx 10^{-16}$ kg/m, то $\tilde{\delta} \leq 10^{12}$ s$^{-1}$. Для типичных значений $r_0 \approx b \approx 3 \cdot 10^{-10}$ m, $c \approx 3 \cdot 10^3$ m/s, $v \leq 10^{-1}$ c, получаем $\alpha \ll 1$. Данная оценка, выполненная для кристаллов, не подверженных гидростатическому сжатию, справедлива и для нашего случая, поскольку гидростатическое давление не изменяет порядка использованных здесь величин. Поэтому при вычислении силы торможения дислокации дефектами мы пренебрежем влиянием фононных и иных механизмов диссипации, дающих вклад в константу демпфирования $B$, и будем считать коэффициент затухания $\tilde{\delta}$ бесконечно малой величиной, обеспечивающей сходимость возникающих интегралов. $F_{dis}$ — сила, действующая со стороны второй дислокации на первую в плоскости ее скольжения параллельно оси $OX$

$$F_{dis} = b^2 M \frac{x(x^2 - y^2)}{r^4} \approx -\frac{b^2 M w}{a^2}, \quad M = \frac{\mu}{2\pi(1-\gamma)}, \tag{2}$$

где $\gamma$ — коэффициент Пуассона, $\mu$ — модуль сдвига. При получении этой формулы мы учли, что $w \ll a$ и $r \approx a$.

В работе [2] было показано, что в условиях гидростатического сжатия сила притяжения дислокаций друг к другу увеличивается: появляется дополнительная сила, пропорциональная величине гидростатического давления и обратно пропорциональная расстоянию между дислокациями

$$F_{dis} = b^2 \frac{x(x^2 - y^2)}{2\pi(1-\gamma) r^4} \, p N_p, \tag{3}$$

где

$$\psi = 2K_1 - \frac{K_2 \lambda}{\mu}, \quad K_1 = -\frac{0.5\lambda - \mu + 3l - m + 0.5n + p}{3\lambda + 2\mu + p}, \tag{4}$$

$$K_2 = -\frac{3\lambda + 6\mu + 3m - 0.5n - 2p}{3\lambda + 2\mu + p},$$

$$N_p = K_2 + \psi \frac{(1-2\gamma)^2}{2(1-\gamma)} \geq 0. \tag{5}$$

Здесь $\lambda, \mu$ — коэффициенты Ламе, $l, m, n$ — коэффициенты Мурнагана. В работе [2] было показано, что в обычно используемом диапазоне гидростатических давлений зависимостью $K_1$ и $K_2$ от $p$ можно пренебречь, как впрочем и изменениями вектора Бюргерса. Точечные дефекты, как и в работе [6], будем считать центрами дилатации с плавно обрезанными полями напряжений на расстояниях порядка радиуса дефекта $R$

$$\sigma_{xy}(\mathbf{r}) = \tilde{\mu} R^3 \tilde{\varepsilon} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \frac{1 - \exp(-r/R)}{r},$$

$$\sigma_{xy}(\mathbf{q}) = 4\pi \tilde{\mu} R^3 \tilde{\varepsilon} \frac{q_x q_y}{q^2} \frac{R^{-2}}{q^2 + R^{-2}}, \tag{6}$$

где $\tilde{\varepsilon}$ — параметр несоответствия дефекта. Применяя метод, развитый ранее в работах [6–8], силу торможения дислокации точечными дефектами представим в виде

$$F = \frac{n b^2}{8\pi^2 m} \int d^3 q |q_x| |\sigma_{xy}(\mathbf{q})|^2 \delta\left[q_x^2 v^2 - \omega^2(q_z)\right], \tag{7}$$

где $\omega(q_z)$ — закон дисперсии дислокационных колебаний. Воспользовавшись стандартной процедурой преобразования Фурье и перейдя в систему „центра масс“ дислокации, получим закон дисперсии в явном виде

$$\omega(q_z) = \sqrt{\Delta^2(p) + c^2 q_z^2}, \tag{8}$$

где

$$\Delta(p) = \Delta_0(1 + \beta p); \quad \beta = \frac{N_p}{M}; \quad \Delta_0 = \frac{\tilde{c}}{a} \sqrt{\frac{2}{\ln(L/r_0)}}. \tag{9}$$

Здесь $L$ — величина порядка длины дислокации, $r_0$ — величина порядка атомных расстояний ($r_0 \approx b$).

Как известно, динамическое взаимодействие дефектов с дислокацией, в зависимости от скорости дислокационного скольжения, может иметь как коллективный характер, так и характер независимых столкновений [6–8]. Чтобы напомнить смысл этих понятий, обозначим время взаимодействия дислокации с точечным дефектом $t_{def} \approx R/v$, время распространения возмущения вдоль дислокации на расстояние порядка среднего расстояния между дефектами обозначим $t_{dis} \approx l/c$, где $l$ — среднее расстояние между дефектами. В области независимых столкновений $v > v_d = R\Delta_d = R\frac{c}{b}(n_0 \varepsilon^2)^{1/3}$ ($n_0$ — безразмерная концентрация дефектов) выполняется неравенство $t_{def} < t_{dis}$, т.е. элемент дислокации за время взаимодействия с точечным дефектом не испытывает на себе влияния других дефектов. В области коллективного взаимодействия ($v < v_d$), наоборот, $t_{def} > t_{dis}$, т.е. за время взаимодействия дислокации с дефектом данный дислокационный элемент успевает „почувствовать“ влияние других дефектов, вызвавших возмущение дислокационной формы. В работах [6–8] исследовалось движение одиночной дислокации в поле точечных дефектов, гидростатическое сжатие отсутствовало. При высоких ($v > v_d$) и низких ($v < v_d$) скоростях характер торможения дислокации оказывается существенно различным.

В настоящей работе предполагаются два случая. Случай $\Delta(p) < \Delta_d$ особого интереса не представляет, так как данное неравенство означает, что определяющее влияние на формирование закона дисперсии, а следовательно, на величину критической скорости и силы торможения оказывает не взаимодействие дислокаций между собой, а коллективное взаимодействие дефектов. Поэтому влияние гидростатического давления во всей динамической области сведется к перенормировке упругих модулей кристалла. В случае $\Delta(p) > \Delta_d$, наоборот, дислокационное взаимодействие оказывается доминирующим. Тогда, выполнив вычисления, аналогичные произведенным в [6–8], получим, что в гидростатически сжатом кристалле также существуют две существенно различные области, однако теперь критическая скорость, определяющая границу этих областей (обозначим ее $v_p$), будет зависеть от величины гидростатического давления

$$v_p = v_0(1 + \beta p); \quad v_0 = R\Delta_0. \tag{10}$$

В области высоких скоростей ($v > v_p$) сила торможения дислокации точечными дефектами обратно пропорциональна скорости движения дислокации и имеет такой же вид, как и в кристалле, не подверженном гидростатическому сжатию [6,7], с той лишь разницей, что значения соответствующих величин, входящих в полученное выражение, необходимо брать для гидростатически сжатого кристалла. Таким образом, в этой области скоростей, даже в том случае, когда дислокационное взаимодействие является определяющим, зависимость силы торможения от величины давления проявляется только в перенормировке упругих модулей кристалла

$$F = \frac{\pi \tilde{n}_0 \tilde{b}^2 \tilde{\mu}^2 \tilde{\varepsilon}^2 R}{3\tilde{m}\tilde{c}v}. \tag{11}$$

Ситуация существенно изменяется в области низких скоростей ($v < v_p$), в которой появляется явная зависимость силы торможения от величины гидростатического давления

$$F = \frac{\pi \tilde{n}_0 \tilde{b}^2 \tilde{\mu}^2 \tilde{\varepsilon}^2 v}{3\tilde{m}\tilde{c}R\Delta_0^2(1+\beta p)^2} = \frac{2\pi^2(1-\tilde{\gamma})\tilde{n}_0\tilde{\mu}\tilde{\varepsilon}^2 a^2 v}{3\tilde{c}R(1+\beta p)^2}. \tag{12}$$

При получении этой формулы мы воспользовались выражением для массы дислокации из работы [1]

$$\tilde{m} = \frac{\tilde{\rho}\tilde{b}^2}{4\pi(1-\tilde{\gamma})} \ln \frac{L}{r_0}, \tag{13}$$

где $\tilde{\rho}$ — плотность кристалла.

Чтобы оценить степень влияния гидростатического давления на исследуемые величины, воспользуемся численными оценками работы [2], по оценкам ее авторов, при давлении $10^9$ Pa в кристаллах йодида калия сила взаимодействия между дислокациями увеличивается на 65%. Тогда величина критической скорости $v_p$ увеличится на 28%, а сила торможения дислокации точечными дефектами уменьшится на 40%.

Таким образом, в области низких скоростей влияние гидростатического давления оказывается более существенным, чем в области высоких, причем увеличение давления приводит к уменьшению силы торможения, обусловленной рассматриваемым механизмом диссипации.

Полученные результаты могут быть полезными при анализе движения дислокационных стенок в гидростатически сжатых кристаллах.

## Список литературы


[1] *Косевич А.М.* Дислокации в теории упругости. Киев: Наукова думка, 1978, 220 с.
[2] *Токий В.В., Зайцев В.И.* // ФТТ. 1973. Т. 15. Вып. 8. С. 2460–2467.
[3] *Косевич А.М., Токий В.В., Стрельцов В.А.* // ФММ. 1978. Т. 45. Вып. 6. С. 1135–1144.
[4] *Малашенко В.В., Малашенко Т.И.* // ФТВД. 2002. Т. 12. Вып. 2. С. 57–59.
[5] *Альшиц В.И., Инденбом В.Л.* // УФН. 1975. Т. 115. Вып. 3. С. 3–39.
[6] *Malashenko V.V., Sobolev V.L., Khudik B.I.* // Sol. Stat. Phys. (b). 1987. V. 143. N 2. P. 425–431.
[7] *Малашенко В.В.* // ФТТ. 1987. Т. 29. Вып. 5. С. 1614–1616.
[8] *Малашенко В.В.* // ФТТ. 1997. Т. 39. Вып. 3. С. 493–494.
[9] *Natsik V.D., Chishko K.A.* // Crystal Res. and Technol. 1984. V. 19. N 6. P. 763–767.