

01;05

## Влияние высокого гидростатического давления на динамическую неустойчивость дислокационного движения

© В.В. Малашенко

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

(Поступило в Редакцию 8 ноября 2010 г. В окончательной редакции 3 февраля 2011 г.)

Исследовано влияние высокого гидростатического давления на частоту колебаний дислокационного диполя и силу динамического торможения дислокаций дислокационными диполями и дислокационных пар закрепленными дислокациями. Получено аналитическое выражение для силы динамического торможения подвижных дислокационных пар закрепленными дислокациями, а также силы торможения одиночных дислокаций дислокационными диполями в гидростатически сжатых кристаллах. Гидростатическое сжатие приводит к значительному увеличению этих сил. Наиболее отчетливо данный эффект проявляется в щелочно-галогенидных кристаллах, в которых сила торможения может возрасти в 1.5–2 раза.

### Введение

Как известно, зарождение, движение дислокаций, их взаимодействие с другими структурными дефектами влияет на многие свойства кристаллов, прежде всего пластические [1]. В то же время с помощью гидростатического сжатия можно влиять на процессы движения и взаимодействия дислокаций, тем самым изменяя пластические свойства кристаллов в нужном нам направлении [2].

Обработка высоким гидростатическим давлением (гидроэкструзия) является одним из перспективных методов создания материалов с заданными свойствами, в частности, металлов и сплавов, сочетающих высокую прочность с высокой пластичностью [3,4]. Как показано в работе [5], высокое гидростатическое давление не создает силу, действующую на дислокацию, однако изменяет величину взаимодействия дислокаций между собой, тем самым оказывая влияние на вид закона дисперсии дислокационных колебаний. Как было показано в работах [6–11], вид спектра дислокационных колебаний в значительной степени определяет характер торможения дислокации другими структурными дефектами в динамической области скоростей, т.е. в области надбарьерного скольжения дислокаций. Такой режим скольжения обычно реализуется при достаточно высоких скоростях ( $v \geq 10^{-2}c$ , где  $c$  — скорость распространения поперечных звуковых волн), однако в большинстве металлов дислокации движутся с большими скоростями даже при относительно невысоком уровне внешних напряжений. В настоящей работе анализируется влияние высокого гидростатического давления на величину силы динамического торможения подвижных дислокационных пар закрепленными дислокациями, а также торможения одиночных дислокаций дислокационными диполями. Наличие небольших групп и стенок дислокаций 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 (см. [12]). Там же отмечалось, что наличие дислокационных диполей является характерной особенностью стадии легкого скольжения у металлов (Mg, Zn, Cd, Al, Cu, Fe–Si, Nb, Ni–Co), у кремния и германия и кристаллических веществ с ионной связью (KCl, LiF, MgO). Согласно данным авторов [13], в монокристаллах сплава системы никель-кобальт большая часть дислокаций имеет строго краевой характер, при этом в среднем до 85% всех дислокаций фигурирует в виде диполей.

Динамическое торможение пары краевых дислокаций параллельными им закрепленными дислокациями исследовалось в работе [9], торможение одиночных дислокаций дислокационными диполями анализировалось в [10]. Выполненный в [9] анализ основывался на представлении о паре дислокаций как о линейном гармоническом осцилляторе, колебания которого могут быть возбуждены благодаря взаимодействию с неподвижными дислокациями. Механизм диссипации заключается в необратимом переходе кинетической энергии движущихся дислокаций в энергию их колебаний относительно центра масс дислокационной пары. Линейным осциллятором является также и дислокационный диполь, колебания которого возбуждаются движущимися по кристаллу дислокациями [10]. Гидростатическое давление, увеличивая силу дислокационного взаимодействия, способно оказывать существенное влияние на динамику дислокаций, однако в упомянутых выше работах оно не учитывалось. Целью настоящей работы является учет влияния гидростатического сжатия на динамическое торможение подвижных дислокационных пар неподвижными дислокациями и одиночных дислокаций дислокационными диполями.

## Теоретический анализ

Рассмотрим две бесконечные краевые дислокации, движущиеся под действием постоянного внешнего напряжения  $\sigma_0$  в кристалле, подверженном гидростатическому сжатию (дислокации 1 и 2 на рис. 1).

Линии дислокаций параллельны оси  $OZ$ , их векторы Бюргера 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. Такая конфигурация краевых дислокаций, являющаяся равновесной и устойчивой, становится еще более устойчивой в случае гидростатического сжатия [5]. Расстояние между плоскостями скольжения обозначим  $a$ . Линии неподвижных краевых дислокаций в настоящей работе считаются жесткими, они также параллельны оси  $OZ$ , их векторы Бюргера для простоты будем считать такими же, как и векторы скользящих дислокаций. Взаимодействие движущихся дислокаций с неподвижными приводит к тому, что подвижные дислокации начинают совершать колебания в своих плоскостях скольжения относительно плоскости  $x = vt$ , перпендикулярной этим плоскостям. Запишем уравнение движения дислокации в плоскости  $XOZ$ . Положение дислокаций определяется функциями

$$\begin{aligned} X_1(y = 0; t) &= vt + w_1(y = 0; t), \\ X_2(y = a; t) &= vt + w_2(y = a; t), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $w_1(y = 0, z, t)$ ,  $w_2(y = a, z, t)$  — случайные величины, среднее значение которых по ансамблю дислокаций равно нулю. Движение каждой дислокации задается уравнением

$$\tilde{m} \frac{\partial^2 X_K}{\partial t^2} = \tilde{b} [\sigma_0 + \sigma_{xy}^K(vt + w_K; z)] + \tilde{F}_{\text{dis}} - \tilde{B} \frac{\partial X_K}{\partial t}. \quad (2)$$

Здесь  $K = 1, 2$  — номер движущейся дислокации,  $\tilde{m}$  — масса единицы ее длины (для простоты считаем массы

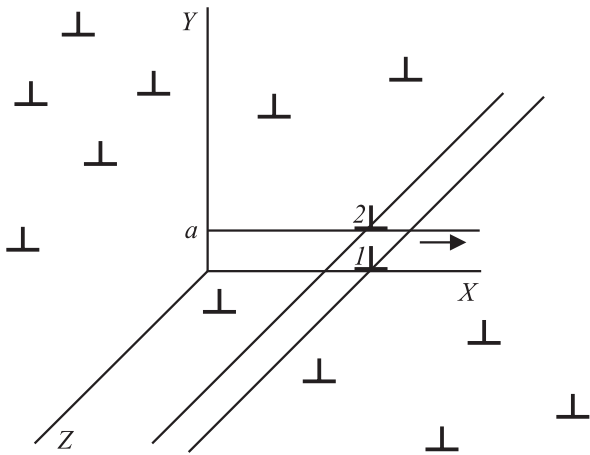


Рис. 1. Движение пары краевых дислокаций (1 и 2) в упругом поле параллельных им неподвижных краевых дислокаций.

дислокаций одинаковыми, знак  $\sim$  указывает на то, что значения соответствующих величин взяты для гидростатически сжатого кристалла),  $\sigma_0$  — постоянное внешнее напряжение,  $\sigma_{xy}^K$  — компонента тензора напряжений, создаваемых на линии  $K$ -ой движущейся дислокации неподвижными дислокациями,  $\sigma_{xy}^K = \sum_{i=1}^N \sigma_{xy,i}^K$ ,  $N$  — число

неподвижных дислокаций в кристалле,  $\tilde{F}_{\text{dis}}$  — сила, действующая на данную дислокацию со стороны второй дислокации, движущейся в параллельной плоскости скольжения,  $\tilde{B}$  — константа демпфирования, обусловленная прежде всего фоновыми механизмами диссипации. Как было показано в работе [14], влияние этих механизмов диссипации на силу торможения, создаваемую полем хаотически распределенных дефектов, мало в меру малости безразмерного параметра  $\alpha = \tilde{\delta} r_0 v / \tilde{c}^2$ , где  $r_0$  — параметр обрезания,  $r_0 \approx b$ . Поскольку по порядку величины  $\tilde{B} \leq 10^{-4}$  Па · с, а линейная плотность массы дислокации  $\tilde{m} \approx 10^{-16}$  кг/м, то  $\tilde{\delta} \leq 10^{12}$  с $^{-1}$ . Для типичных значений  $r_0 \approx b \approx 3 \cdot 10^{-10}$  м,  $\tilde{c} \approx 3 \cdot 10^3$  м/с,  $v \leq 10^{-1} \tilde{c}$ , получаем, что  $\alpha \leq 10^{-2} \ll 1$ . Данная оценка, выполненная для кристаллов, не подверженных гидростатическому сжатию, справедлива и для нашего случая, поскольку гидростатическое давление, как отмечалось в [5], не меняет порядка величин использованных здесь параметров. Поэтому при вычислении силы торможения дислокации дефектами пренебрежем влиянием фоновых и иных механизмов диссипации, дающих вклад в константу демпфирования  $\tilde{B}$ . Силу взаимодействия дислокаций в кристалле в отсутствие гидростатического сжатия, согласно [15], представим в виде

$$\begin{aligned} F_{\text{dis}}^0 &= b^2 M \frac{x(x^2 - y^2)}{r^4} \approx -\frac{b^2 M w}{a^2}, \\ M &= \frac{\mu}{2\pi(1 - \gamma)}, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\gamma$  — коэффициент Пуассона,  $\mu$  — модуль сдвига. При получении этой формулы было учтено также, что дислокации совершают малые колебания относительно центра масс пары, т.е.  $w \ll a$  и  $r \approx a$ .

В условиях гидростатического сжатия, как показано авторами [5], сила притяжения дислокаций друг к другу увеличивается, появляется дополнительная сила  $\Delta F_{\text{dis}}(p)$ , пропорциональная величине гидростатического давления

$$\begin{aligned} F(p) &= F_{\text{dis}}^0 + \Delta F_{\text{dis}}(p) = F_{\text{dis}}^0(1 + \beta p), \\ \beta &= \frac{1}{\mu} \left( K_2 + \left( 2K_1 - \frac{K_2 \lambda}{\mu} \right) \frac{(1 - 2\gamma)^2}{2(1 - \gamma)} \right) \geq 0, \\ K_1 &= -\frac{\frac{1}{2} \lambda - \mu + 3l - m + \frac{1}{2} n + p}{3\lambda + 2\mu + p}, \\ K_2 &= -\frac{3\lambda + 6\mu + 3m - \frac{1}{2} n - 2p}{3\lambda + 2\mu + p}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь  $\lambda, \mu$  — коэффициенты Ламе,  $l, m, n$  — коэффициенты Мурнагана.

В той же работе [5] авторы показали, что в обычно используемом диапазоне гидростатических давлений зависимостью  $K_1$  и  $K_2$  от  $p$  можно пренебречь как, впрочем, и изменениями вектора Бюргера.

Вычислим частоту дислокационных колебаний, воспользовавшись стандартной процедурой преобразования Фурье и перейдя в систему „центра масс“ дислокационной пары.

Как было показано в работе [9], две краевые дислокации, расположенные в параллельных плоскостях скольжения одна над другой, представляют линейный гармонический осциллятор. В отсутствие гидростатического сжатия он имеет частоту колебаний  $\omega_0$ , для вычисления которой необходимо записать уравнение движения дислокации в системе, связанной с центром масс дислокационной пары

$$m\ddot{w}_K = -\frac{b^2 M}{a^2} w_K; \quad \ddot{w}_K + \omega_0^2 w_K = 0;$$

$$\omega_0 = \frac{b}{a} \sqrt{\frac{M}{m}} = \frac{c}{a} \sqrt{\frac{2}{\ln(D/L)}} \approx \frac{c}{a}, \quad (7)$$

где  $L$  — длина дислокации,  $D$  — величина порядка размеров кристалла,  $c$  — скорость распространения поперечных звуковых волн в кристалле. Выполним численную оценку частоты колебаний дислокационного осциллятора. Для гидростатически сжатого кристалла увеличение силы взаимодействия дислокаций приводит к возрастанию собственной частоты колебаний осциллятора. С учетом формул (4)–(6) получим

$$\omega(p) = \omega_0 \sqrt{1 + \beta p}. \quad (8)$$

Силу торможения дислокационной пары неподвижными дислокациями вычислим с помощью метода, аналогичного примененному в работе [9], учтя при этом формулы (4)–(6)

$$F = \frac{nb^2}{4\pi m} \int dq_x dq_y |q_x| |\tilde{\sigma}_{xy}(\mathbf{q})|^2 \delta(q_x^2 v^2 - \omega^2(p)), \quad (9)$$

где  $n$  — плотность неподвижных дислокаций,  $\tilde{\sigma}_{xy}(\mathbf{q}) = \sigma_{xy}(\mathbf{q})(1 + \beta p)$ ,  $\sigma_{xy}(\mathbf{q})$  — Фурье-образ соответствующей компоненты тензора напряжений, создаваемых неподвижной дислокацией в кристалле, не подверженном гидростатическому сжатию. Здесь учтено, что сила взаимодействия дислокаций в гидростатически сжатом кристалле возрастает в  $(1 + \beta p)$  раз. Таким образом, мы видим, что в исследуемом нами случае сила динамического торможения движущейся дислокационной пары неподвижными дислокациями в условиях высокого гидростатического давления изменяется по двум основным причинам: во-первых, усиление взаимодействия дислокаций пары между собой приводит к росту собственной частоты дислокационного осциллятора, во-вторых, возрастает взаимодействие неподвижных дислокаций с движущимися дислокациями пары. Выполняя

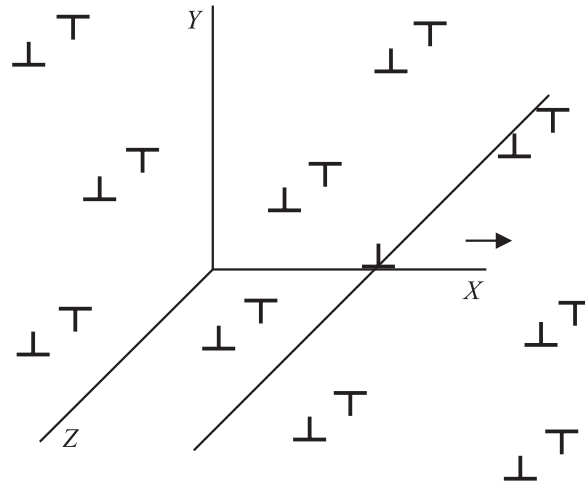


Рис. 2. Движение одиночной краевой дислокации в упругом поле параллельных ей дислокационных диполей.

вычисления, получим явный вид искомой силы

$$F(p) = F(0)(1 + \beta p)^{3/2},$$

$$F(0) = \frac{nb^4 \mu^2}{16m\omega_0(1 - \gamma)^2 v} \approx n_0 \mu a \frac{c}{v}, \quad (10)$$

где  $F(p)$  — сила динамического торможения дислокационной пары неподвижными дислокациями в кристалле, сжимаемом гидростатическим давлением  $p$ , а  $F(0)$  — эта же сила в кристалле, не подверженном гидростатическому сжатию,  $n_0 = nb^2$ .

Рассмотрим теперь случай торможения одиночной краевой дислокации дислокационными диполями (рис. 2). Расстояние между дислокациями диполя обозначим  $a$ . При отсутствии гидростатического давления данный тип динамического торможения исследовался в работе [10], в которой было показано, что дислокационный диполь тоже является гармоническим осциллятором. Повторяя предыдущие вычисления для данного случая, убедимся, что собственная частота дислокационного диполя  $\omega_0$  также возрастает при гидростатическом сжатии кристалла в соответствии с полученной выше формулой (8), а увеличение силы динамического торможения одиночной дислокации дислокационными диполями может быть описано формулами (10).

## Результаты и их обсуждение

Сила торможения дислокации, обусловленная рассматриваемым механизмом, обратно пропорциональна скорости дислокационного скольжения, т.е. такая сила не может обеспечить динамическую устойчивость дислокационного движения — оно может быть устойчивым лишь при наличии квазивязких сил, например, фононного или магннного происхождения. Полученная сила накладывает ограничение на минимальное значение скорости стационарного движения, ниже которого

стационарный режим является неустойчивым, а потому не может быть реализован. Поскольку гидростатическое сжатие увеличивает силу торможения, обусловленную исследуемым механизмом, возрастает минимальное значение стационарной скорости  $v_c(p)$ , определяемое условием  $Bv > F(p)$  (условие устойчивости скольжения),

$$v_c(p) = v_c(0)(1 + \beta p)^{3/4},$$

$$v_c(0) = \frac{\mu b^2}{4(1 - \gamma)} \sqrt{\frac{n}{m\omega_0 B}}. \quad (11)$$

Как отмечалось в ряде работ [16,17], аномальная скоростная зависимость силы торможения дислокаций (отрицательное трение) является одной из причин разупрочнения, наиболее отчетливо проявляющегося в сплавах. В частности, в [17] в рамках анализа системы эволюционных уравнений, описывающих процесс пластической деформации в кристалле, показано, что в предложенной системе уравнений для скорости и плотности дислокаций возможны два типа неустойчивостей, один из которых обусловлен аномальным торможением дислокаций. Порожденное этой неустойчивостью разупрочнение в свою очередь может привести к нестабильности пластического течения кристалла, когда деформация приобретает неустойчивый скачкообразный характер, часто сопровождающийся локализацией пластического течения. Таким образом, при высоких скоростях деформации наличие в сплавах высокой концентрации дислокационных диполей может привести к нестабильности пластической деформации, а высокое гидростатическое давление способно усилить этот эффект.

Чтобы оценить степень влияния гидростатического давления на исследуемые величины, воспользуемся численными оценками работы [5]. По оценкам авторов этой работы при давлении  $10^9$  Па в кристаллах иодида калия сила взаимодействия между дислокациями увеличивается на 65%. Тогда, согласно полученным выше формулам, сила динамического торможения дислокации дислокационными диполями возрастает на 112%, собственная частота колебаний диполя увеличится на 28%, а величина минимального значения стационарной скорости  $v_p$  возрастает на 46%. В кристаллах хлористого натрия, согласно данным тех же авторов, дислокационное взаимодействие в результате гидростатического сжатия давлением такой же величины ( $10^9$  Па) усиливается на 30%. Выполняя необходимые вычисления, приходим к выводу, что сила торможения дислокации диполями в этих кристаллах возрастает на 48%, собственная частота диполя — на 14%, а минимальная стационарная скорость — на 22%.

Приведенные оценки показывают, что высокое гидростатическое давление может оказывать весьма существенное влияние на динамику дислокаций, особенно в щелочно-галогенидных кристаллах.

Полученные результаты могут быть полезными при анализе процесса пластической деформации гидростатически сжатых кристаллов и, в частности, при изучении движения дислокационных стенок.

## Список литературы

- [1] Хирт Дж., И. Лоте. Теория дислокаций. М.: Атомиздат, 1972. 600 с.
- [2] Белошенко В.А., Варюхин В.Н., Спусканюк В.З. Теория и практика гидроэкструзии. Киев: Накова думка, 2007. 247 с.
- [3] Valiev R.Z., Enikeev N.A., Murashkin M.Yu. // Scripta Materialia. 2010. Vol. 63. P. 949–952.
- [4] Валиев И.З., Александров И.В. Наноструктурные материалы, полученные интенсивной пластической деформацией. М.: Логос, 2000. 272 с.
- [5] Токий В.В., Зайцев В.И. // ФТТ. 1973. Т. 15. Вып. 8. С. 2460–2467.
- [6] Malashenko V.V. // Physica B: Phys. Cond. Mat. 2009. Vol. 404. N 2. P. 3890–3893.
- [7] Malashenko V.V. // Modern Phys. Lett. B. 2009. Vol. 23. N 16. P. 2041–2047.
- [8] Малащенко В.В. // ФТТ. 2009. Т. 51. Вып. 4. С. 703–705.
- [9] Малащенко В.В. // ЖТФ. 2009. Т. 79. Вып. 4. С. 146–149.
- [10] Малащенко В.В. // Кристаллография. 2009. Т. 54. Вып. 2. С. 312–315.
- [11] Малащенко В.В. // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 6. С. 127–129.
- [12] Фридель Ж. Дислокации. М.: Мир, 1967. 644 с.
- [13] Мадер С., Зегер А., Лейтц К. Деформационное упрочнение и распределение дислокаций в ГЦК металлах // Структура и механические свойства металлов: Сб. науч. трудов. М.: Металлургия, 1967. С. 22–23.
- [14] Natsik V.D., Chishko K.A. // Crystal Res. Technol. 1984. Vol. 19. N 6. P. 763–767.
- [15] Косевич А.М. Дислокации в теории упругости. Киев: Наукова думка, 1978. 220 с.
- [16] Коттрелл А.Х. Дислокации и пластическое течение в кристаллах. М.: Металлургия, 1958. 267 с.
- [17] Сарафанов Г.Ф. // ФТТ. 2001. Т. 43. Вып. 2. С. 254–260.