**УДК 539.5**

# ДИНАМИКА ДИСЛОКАЦИЙ В ГИДРОСТАТИЧЕСКИ СЖАТЫХ КРИСТАЛЛАХ, СОДЕРЖАЩИХ ДИСЛОКАЦИОННЫЕ ДИПОЛИ

**Малашенко В. В., Перетолчина Г.Б., Улицкая Н.Ю.**

*Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины, Донецк, Украина,*

*E-mail: malashenko@kinetic.ac.donetsk.ua*

*Донецкий национальный технический университет, Донецк, Украина*

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 мы можем влиять на процесс 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 одиночных дислокаций дислокационными диполями, наличие которых 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) .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.
Торможение одиночных дислокаций дислокационными диполями в кристалле, не подверженном гидростатическому сжатию, анализировалось в работе [10], в которой диполь рассматривался как линейный осциллятор, колебания которого могут быть возбуждены благодаря взаимодействию с движущимися дислокациями. Механизм диссипации заключался в необратимом переходе кинетической энергии движущихся дислокаций в энергию их колебаний относительно центра масс дислокационной пары. Гидростатическое давление, увеличивая силу дислокационного взаимодействия, способно оказывать существенное влияние на динамику дислокаций.

Рассмотрим бесконечную краевую дислокацию, движущуюся под действием постоянного внешнего напряжения $\sigma_0$ с постоянной скоростью $v$ в гидростатически сжатом кристалле.

Линия дислокаций параллельны оси $OZ$, их векторы Бюргерса параллельны оси $OX$, в положительном направлении которой происходит скольжение дислокаций. Линии краевых дислокаций, образующих диполь, также параллельны оси $OZ$, расстояние между ними обозначим $a$.

Силу взаимодействия дислокаций в кристалле в отсутствие гидростатического сжатия, согласно [12], представим в виде

$$F_{dis}^{0} = b^2 M \frac{x(x^2 - y^2)}{r^4} \approx -\frac{b^2 M w}{a^2}, \qquad M = \frac{\mu}{2\pi(1-\gamma)}, \tag{1}$$

где $\gamma$ – коэффициент Пуассона, $\mu$ – модуль сдвига.

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

$$F(p) = F_{dis}^{0} + \Delta F_{dis}(p) = F_{dis}^{0}(1 + \beta p) \tag{2}$$

$$\beta = \frac{1}{\mu}\left( K_2 + \left( 2K_1 - \frac{K_2 \lambda}{\mu} \right) \frac{(1-2\gamma)^2}{2(1-\gamma)} \right) \geq 0, \tag{3}$$

$$K_1 = -\frac{\frac{1}{2}\lambda - \mu + 3l - m + \frac{1}{2}n + p}{3\lambda + 2\mu + p}; \quad K_2 = -\frac{3\lambda + 6\mu + 3m - \frac{1}{2}n - 2p}{3\lambda + 2\mu + p} \tag{4}$$

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

В отсутствие гидростатического сжатия осциллятор имеет частоту колебаний $\omega_0$

$$m\ddot{w}_K = -\frac{b^2 M}{a^2} w_K; \quad \ddot{w}_K + \omega_0^2 w_K = 0; \quad \omega_0 = \frac{b}{a}\sqrt{\frac{M}{m}} = \frac{c}{a}\sqrt{\frac{2}{\ln(D/L)}} \approx \frac{c}{a}, \tag{5}$$

где $L$ – длина дислокации, $D$ – величина порядка размеров кристалла, $c$ – скорость распространения поперечных звуковых волн в кристалле. Для гидростатически сжатого кристалла увеличение силы взаимодействия дислокаций приводит к возрастанию собственной частоты колебаний осциллятора. В гидростатически сжатом кристалле частота осциллятор возрастает

$$\omega(p) = \omega_0 \sqrt{1 + \beta p} \tag{6}$$

Возрастает и сила торможения дислокации диполями

$$F(p) = F(0)(1 + \beta p)^{\frac{3}{2}}; \qquad F(0) = \frac{n b^4 \mu^2}{16 m \omega_0 (1-\gamma)^2 v} \approx n_0 \mu a \frac{c}{v} \tag{7}$$

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.

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 магнонного 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 и минимальное значение стационарной скорости $v_c(p)$, определяемое условием $Bv > F(p)$ (условие устойчивости скольжения)

$$v_c(p) = v_c(0)\left(1+\beta p\right)^{\frac{3}{4}}; \qquad v_c(0) = \frac{\mu b^2}{4(1-\gamma)}\sqrt{\frac{n}{m\omega_0 B}} \tag{8}$$

Как отмечалось в ряде работ [13], аномальная скоростная зависимость силы торможения дислокаций является одной из причин разупрочнения, наиболее отчетливо проявляющегося в сплавах. В частности, в [13] 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 $10^9\,\mathrm{Pa}$ в кристаллах иодида калия сила взаимодействия между дислокациями увеличивается на 65%. Тогда, согласно полученным выше формулам, сила динамического торможения дислокации дислокационными диполями возрастет на 112%, собственная частота колебаний диполя увеличится на 28%, а величина минимального значения стационарной скорости $v_p$ возрастет на 46%. В кристаллах хлористого натрия, согласно данным тех же авторов, дислокационное взаимодействие в результате гидростатического сжатия давлением такой же величины ($10^9\,\mathrm{Pa}$) 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.

## Литература


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: Наукова 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. № 8. С. 2460–2467.
6. Malashenko V. V. // Physica B: Phys. Cond. Mat.- 2009.-Vol. 404. No. 2.-P. 3890–3893.
7. Malashenko V. V. // Modern Phys. Lett. B.- 2009.-Vol. 23, No. 16.- P. 2041–2047.
8. Малашенко В.В. // ФТТ.- 2009.- Т. 51. № 4.- С. 703–705.
9. Малашенко В.В. // ЖТФ.- 2009. - Т. 79. № 4. - С. 146–149.
10. Малашенко В.В. // Кристаллография.- 2009.- Т. 54. № 2.- С. 312–315.
11. Малашенко В. В. // ЖТФ.- 2011.- Т. 81. № 9.- С. 67–70.
12. Косевич А.М. Дислокации в теории упругости. Киев: Наук. думка, 1978. 220с.
13. Сарафанов Г.Ф. // ФТТ.- 2001.- Т. 43. № 2. - С. 254–260.