

ВЛИЯНИЕ ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНУЮ ДЕФОРМАЦИЮ СОСТАРЕННЫХ АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ

Малашенко В.В.^{1,2}, Малашенко Т.И.³

¹Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина, Донецк, Украина

E-mail: malashenko@fti.dn.ua

²Донецкий национальный университет, Донецк, Украина

³Донецкий национальный технический университет, Донецк, Украина

Механические свойства кристаллов (пластичность, прочность и т.д.) в значительной степени определяются зарождением и перемещением по кристаллу дислокаций, а также их взаимодействием с другими структурными дефектами [1]. Медленно движущиеся дислокации преодолевают встречающиеся на их пути потенциальные барьеры, созданные кристаллическими дефектами, с помощью термических флуктуаций. Если же кинетическая энергия движущейся дислокации превосходит высоту потенциального барьера, дислокация преодолевает его без помощи термических флуктуаций, совершая надбарьерное скольжение. Это так называемая динамическая область скоростей. Надбарьерное движение дислокаций реализуется при высокоскоростной деформации либо при деформации в области низких температур. Механизм диссипации при динамическом взаимодействии со структурными дефектами заключается в необратимом переходе кинетической энергии дислокации в энергию ее изгибных колебаний в плоскости скольжения [2-5]. Этот механизм весьма чувствителен к виду спектра дислокационных колебаний. При определенных условиях на скоростной зависимости предела текучести металлов и сплавов появляется участок с отрицательным наклоном, что приводит к возникновению динамической неустойчивости дислокационного движения и является одной из причин возникновения скачков пластической деформации. В настоящей работе показано, что при низкотемпературной деформации такие скачки могут быть подавлены наложением постоянного магнитного поля.

Магнитное поле является важным фактором, способным существенно влиять на движение дислокаций в динамической области, а, следовательно, и на механические свойства функциональных материалов, в том числе и немагнитных [6]. Влияние магнитного может проявляться, в частности, и при деформировании немагнитных металлов и сплавов в области низких температур ($T < 25$ К). При таких температурах фоновые и магнитные механизмы теряют свою эффективность, и одним из доминирующих механизмов диссипации в металлах становится торможение дислокаций электронами проводимости. В работах [7, 8] было показано, что приложение сильного магнитного поля увеличивает силу электронного торможения в нормальных металлах примерно в $\omega_H \tau$ раз (ω_H – циклотронная частота, τ – время свободного пробега электронов). Существует, однако, еще один температурнонезависимый механизм диссипации дислокационной энергии, роль которого возрастает в области низких температур – торможение дислокации структурными дефектами, в частности, примесями и зонами Гинье-Престона, образующимися в сплавах в результате искусственного или естественного старения [9]. При высокой концентрации структурных дефектов характер динамического движения дислокаций определяется конкуренцией торможения этими дефектами и электронного торможения. Исследование низкотемпературной деформации в постоянном магнитном поле позволяет понять некоторые специфические особенности деформационных процессов, в частности, природу возникновения скачков деформации, которые приводят к появлению сдвиговых полос на поверхности материала.

Пусть бесконечные краевые дислокации совершают скольжение в положительном направлении оси OX с постоянной скоростью V в кристалле, содержащем хаотически распределенные зоны Гинье-Престона. Линии дислокаций параллельны оси OZ , их векторы Бюргерса $\mathbf{b} = (b, 0, 0)$ одинаковы и параллельны оси

ОХ. Плоскость скольжения дислокаций совпадает с плоскостью ХОZ. Положение k -ой дислокации определяется функцией

$$X_k(y=0, z, t) = vt + w_k(y=0, z, t) \quad (1)$$

Здесь $w_k(y=0, z, t)$ – случайная величина, описывающая изгибные колебания дислокации, возбужденные ее взаимодействием с хаотически распределенными дефектами. Среднее значение этой величины по длине дислокации и по хаотическому распределению дефектов равно нулю.

Зоны Гинье-Престона будем считать одинаковыми, имеющими радиус R и распределенными случайным образом в плоскостях параллельных плоскости скольжения дислокации ХОZ. Такая ситуация реализуется, например, в алюминий-медных сплавах, где зоны Гинье-Престона имеют форму пластинок моноатомной толщины [9].

Уравнение движения дислокации может быть представлено в следующем виде

$$m \left\{ \frac{\partial^2 X}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 X}{\partial z^2} \right\} = b \left[\sigma_0 + \sigma_{xy}^d + \sigma_{xy}^G \right] - B_e \frac{\partial X}{\partial t} \quad (2)$$

где σ_{xy}^d – компонента тензора напряжений, создаваемых точечными дефектами на линии дислокации, σ_{xy}^G – компонента тензора напряжений, создаваемых на этой линии зонами Гинье-Престона, B_e – константа электронного торможения.

Здесь, как и в работах [2-5], будем считать выполненным условие $\left[B_e bv / (mc^2) \right] \ll 1$, позволяющее пренебречь влиянием константы B_e на силу торможения дислокации структурными дефектами.

Воспользовавшись методом, развитым в работах [2–5], силу динамического торможения движущейся краевой дислокации зонами Гинье-Престона вычислим по формуле

$$F_G = \frac{n_G b^2}{8\pi^2 m} \int d^3 q |q_x| \cdot \left| \sigma_{xy}^G(\mathbf{q}) \right|^2 \delta(q_x^2 v^2 - \omega^2(q_z)) \quad (3)$$

где $\omega(q_z)$ – спектр дислокационных колебаний, $\sigma_{xy}^G(\mathbf{q})$ – Фурье-образ компоненты тензора напряжений, созданных зонами Гинье-Престона, n_G – объемная концентрация этих зон.

Полная сила торможения дислокации точечными дефектами, зонами Гинье-Престона и электронами может быть представлена в виде суммы трех слагаемых

$$F = \frac{B_d v}{1 + \frac{v^2}{v_0^2}} + \frac{\lambda_L}{v_L + v} + B_e v \quad (4)$$

Здесь B_d – константа динамического торможения дислокации атомами меди в алюминий-медном сплаве.

Анализ полученного выражения показывает, что скоростная зависимость силы торможения дислокации может иметь два минимума и два максимума при выполнении следующих условий

$$B_d > B_e > B_d (b/R)^2 \quad (5)$$

График скоростной зависимости силы торможения при выполнении указанных условий имеет два участка с отрицательным наклоном, соответствующим снижению динамического предела текучести при повышении скорости пластической деформации. На этих участках возникает динамическая неустойчивость дислокационного движения, что приводит к появлению скачков пластической деформации. Меняя величину постоянного магнитного поля, можно менять величину константы электронного торможения, тем самым устраняя участки отрицательной скоростной зависимости и

подавляя вызванные ими скачки деформации. Величина критического магнитного поля, способного подавить эти деформационные скачки, определяется выражением

$$H_c = \frac{\alpha}{B_{el}(0)} \sqrt{n_0} \quad (6)$$

Здесь n_0 – безразмерная концентрация атомов меди в сплаве, $B_{el}(0)$ – константа электронного торможения при нулевом магнитном поле, α – величина, определяемая упругими константами материала.

В работе [10] обнаружено влияние постоянного магнитного поля на неустойчивость пластического течения (эффект Портевена-Ле Шателье) в закаленных кристаллах NaCl : Eu при комнатных температурах. Действие магнитного поля приводит к уменьшению предела текучести, снижению вероятности возникновения и амплитуды скачков пластической деформации, а также к хаотизации распределения скачков по величине. Полосы сдвига на поверхности кристаллов, деформированных в магнитном поле, образуются вдвое реже по сравнению с кристаллами, деформированными в отсутствие поля.

Литература

1. Альшиц В. И. Динамическое торможение дислокаций / В. И. Альшиц, В. Л. Инденбом // УФН. – 1975. – Т. 115, № 1. – С. 3– 39.
2. В.Н. Варюхин, В.В. Малашенко. Динамические эффекты в дефектной системе кристалла // Известия РАН. Серия физическая. 2018.- Т. 82, № 9.- С. 37– 42.
3. Malashenko V.V. Dynamic drag of edge dislocation by circular prismatic loops and point defects / V.V. Malashenko // Physica B: Phys. Cond. Mat. 2009. V. 404, № 2. P. 3890–3892.
4. Малашенко В.В. Коллективное преодоление дислокациями точечных дефектов в динамической области / В.В. Малашенко // ФТТ. -2014.- Т. 56, № 8.- С. 1528–1530.
5. Малашенко В.В. Особенности динамики дислокаций в облученных металлах и сплавах с гигантской магнитострикцией / В.В. Малашенко // ПЖТФ. -2012.- Т. 38, № 19.- С. 61–65.
6. Альшиц В.И., Даринская Е.В., Колдаева М.В., Котовский Р.К., Петржик Е.А., Трончик П. Физическая кинетика движения дислокаций в немагнитных кристаллах: взгляд через магнитное окно // УФН.-2017.- Т. 187. –С. 327-341.
7. Гришин А.М., Канер Э.А., Фельдман Э.П. Электронное торможение дислокаций в магнитном поле // ЖЭТФ. – 1976. – Т. 70, № 4. – С. 1445–1462.
8. Vigueras E., A.A. Krokhin, T. J. McKrell, J. M. Galligan Broadening of the tilt-effect peak in the drag of dislocations in metals due to chaotic scattering of electrons // Phil. Mag. A. – 2001. – Vol. 81, № 1. – P. 137–144.
9. A.Yu. StroeV, O. I. Gorbatov, Yu. N. Gornostyrev, and P. A. Korzhavyi. Solid solution decomposition and Guinier-Preston zone formation in Al-Cu alloys: A kinetic theory with anisotropic interactions // Phys. Rev. Materials 2, 033603
10. Дунин-Барковский Л.Р., Моргунов Р.Б., Tanimoto Y. Влияние постоянного магнитного поля до 15 Т на эффект Портевена-Ле Шателье в кристаллах NaCl : Eu // ФТТ. 2005. – Т. 47, № 7.- С. 1241-1246.