ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДИСЛОКАЦИЙ С ТОЧЕЧНЫМИ ДЕФЕКТАМИ ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ КАНАЛЬНО-УГЛОВОМ ПРЕССОВАНИИ

Малашенко В.В.[1], Малашенко Т.И.[2]

[1]*Донецкий физико-технический институт НАНУ, Донецк, Украина*
malashenko@fti.dn.ua
[2]*Донецкий национальный технический университет, Донецк, Украина*

Для изменения механических свойств функциональных материалов используются различные виды обработки. В последние годы все более широкое применение находит высокоскоростная пластическая деформация ([1], [2]), которая реализуется, в частности, при ударно-волновом воздействии на металлы, при воздействии на кристаллы лазерными импульсами высокой мощности [3] и при использовании метода динамического канально-го углового прессования [4]. В ходе этих процессов скорость пластической деформации достигает значений $10^3 - 10^5 s^{-1}$ [4], а изменение механических свойств кристаллов определяется главным образом движением дислокаций и их взаимодействием с элементарными возбуждениями кристалла и потенциальными барьерами, создаваемыми различными дефектами структуры. При этом дислокации движутся со скоростями $v \geq 10^{-2} c$, где c – скорость распространения поперечных звуковых волн в кристалле, и преодолевают эти барьеры без помощи тепловых флуктуаций. Это так называемая динамическая область скоростей. Механизм диссипации при динамическом взаимодействии со структурными дефектами заключается в необратимом переходе кинетической энергии дислокации в энергию ее изгибных колебаний в плоскости скольжения ([5], [6], [7]). Этот механизм весьма чувствителен к виду спектра дислокационных колебаний. При высокоскоростной деформации плотность дислокаций достигает весьма больших значений, а взаимодействие дислокаций между собой приводит к перестройке дислокационного спектра, что в свою очередь облегчает преодоление дислокациями различных точечных дефектов (примесей, междоузельных атомов, вакансий). Влияние этого эффекта на величину примесного вклада в деформирующие напряжения ранее не исследовалось.

Пусть бесконечные краевые дислокации совершают скольжение под действием постоянного внешнего напряжения σ_0 в положительном направлении оси *OX* с постоянной скоростью v в кристалле, содержащем хаотически распределенные точечные дефекты. Линии дислокаций параллельны оси *OZ*, их векторы Бюргерса $\mathbf{b} = (b, 0, 0)$ одинаковы и параллельны оси *OX*. Плоскости скольжения дислокаций параллельны плоскости *XOZ*. Положение *k*-ой дислокации определяется функцией

$$X_k = vt + w_k \tag{1}$$

Здесь w_k – 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.

Уравнение движения *k*-ой дислокации может быть представлено в следующем виде

$$m\left\{\frac{\partial^2 X}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 X}{\partial z^2}\right\} = b\left[\sigma_0 + \sigma_{xy}^d\right] + F_k - B\frac{\partial X}{\partial t} \tag{2}$$

где F_k – сила, действующая на единицу длины *k*-ой дислокации со стороны других дислокаций, σ_{xy}^d – компонента тензора напряжений, создаваемых точечными дефектами на линии дислокации, *m* – масса единицы длины дислокации (массы всех дислокаций считаем одинаковыми), c – скорость распространения в кристалле поперечных звуковых волн, B – константа демпфирования, обусловленная фононными, магнонными или электронными механизмами диссипации.

Перейдя, как и в работе [5], в систему центра масс дислокации и выполняя преобразование Фурье, получим спектр дислокационных колебаний

$$\omega^2(p_z) = c^2 p_z^2 + \Delta_{dis}^2 \tag{3}$$

$$\Delta_{dis} = \sqrt{\frac{2\pi^3 c^2 \xi}{3(1-\gamma)\ln\frac{L}{b}}}, \tag{4}$$

где L – расстояние порядка размера кристалла, γ – коэффициент Пуассона, ξ – плотность дислокаций.

Воспользовавшись методами, развитыми ранее в работах ([5], [6], [7]), определим вклад точечных дефектов в величину деформирующего напряжения по формуле

$$\tau_{def} = < \frac{\partial \sigma_{xy}^d}{\partial X} G \sigma_{xy}^d >, \tag{5}$$

где G – функция Грина уравнения (2), символ <…> означает усреднение по длине дислокации и случайному расположению дефектов.

Выполняя вычисления, получим выражение для величины τ_{def} в динамической области

$$\tau_{def} = \frac{(1-\gamma) n_0 \chi^2 \mu \dot{\varepsilon}}{2\pi^2 b^3 c \xi^2} \tag{6}$$

где χ – параметр несоответствия дефекта, μ – модуль сдвига, $\dot{\varepsilon}$ – скорость деформации, n_0 – безразмерная концентрация дефектов, которая связана с объемной концентрацией дефектов n соотношением $n_0 = nb^3$. Как следует из полученной формулы, примесный вклад в этом случае убывает обратно пропорционально квадрату плотности дислокаций.

Полученная формула показывает, что повышение плотности дислокаций, а, следовательно, и усиление их взаимодействия между собой в результате взаимного сближения облегчает динамическое преодоление дислокациями точечных дефектов. Как было отмечено выше, механизм диссипации заключается в переходе кинетической энергии дислокации в энергию ее поперечных колебаний. Сильное взаимодействие дислокаций между собой создает щель в дислокационном спектре, что затрудняет возбуждение этих колебаний и снижает энергетические потери при прохождении точечных дефектов.

Оценим плотность дислокаций, при которой рассматриваемый динамический эффект может быть существенным. Поскольку характерная скорость $v \approx b\Delta_{dis} \approx cb\sqrt{\xi} \approx 10^{-2} c$, получим, что для типичных значений $b = 3 \cdot 10^{-10}$ м, $c = 3 \cdot 10^3$ м/с плотность дислокаций по порядку величины $\xi = 10^{14} - 10^{15}$ м$^{-2}$. Такие плотности дислокаций достигаются при высокоскоростной деформации, создаваемой ударно-волновым нагружением и динамическим канальным угловым прессованием [4].

Выполним оценку вклада точечных дефектов в величину деформирующих напряжений. Для типичных значений $\mu = 5\cdot 10^{10}$ Па, $c = 3\cdot 10^{3}$ м/с, $\chi = 10^{-1}$, $b = 3\cdot 10^{-10}$ м, $\xi = 10^{14}$ м$^{-2}$, $n_0 = 3\cdot 10^{-3}$, $\gamma = 0.3$, $\dot{\varepsilon} = 10^{5}\,\mathrm{s}^{-1}$ получим $\tau_{def} \approx 10^{8}$ Па, т.е. вклад примесей может составлять десятки процентов.

Рассмотренный выше случай реализуется, когда междислокационное взаимодействие оказывает доминирующее влияние на формирование спектра дислокационных колебаний. Однако при очень высокой концентрации точечных дефектов именно их коллективное воздействие на дислокации становится главным фактором при формировании спектра. Это происходит при значениях концентрации, удовлетворяющих условию

$$n_0 > \frac{\left(\xi b^2\right)^{\frac{3}{2}}}{\chi^2} \tag{7}$$

В случае высокоскоростной деформации это значения концентрации $n_0 = 10^{-1} - 10^{-2}$. Тогда вклад точечных дефектов определяется выражением

$$\tau_{def} = \frac{\left(n_0 \chi^2\right)^{\frac{1}{3}} \mu \dot{\varepsilon}}{bc\xi} \tag{8}$$

Проведенный анализ показывает, что при высокоскоростной деформации, с одной стороны, точечные дефекты способны оказывать существенное влияние на процесс пластической деформации, с другой стороны, рост плотности дислокаций снижает это влияние.

Список литературы

1. Lee J., Veysset D., Singer J., Retsch M., Saini G., Pezeril T., Nelson K., Thomas E. High strain rate deformation of layered nanocomposites / J. Lee, D. Veysset, J. Singer, M. Retsch, G. Saini, T. Pezeril , K. Nelson, E. Thomas // Nature Communications. - 2012.- No. 3.- P.1164.
2. Hallberg H., Ryttberg K., Ristinmaa M. Model Describing Material-Dependent Deformation Behavior in High Velocity Metal Forming Processes // Asce J. Eng. Mech.- 2009.- V. 135, N. 4.- P. 345-357.
3. Tramontina D., Bringa E., Erhart P., Hawreliak J., Germann T., Ravelo R., Higginbotham A., Suggit M., Wark J., Park N., Stukowski A., Tang Y. Molecular dynamics simulations of shock-induced plasticity in tantalum // High Energy Density Physics.- 2014. -V. 10.- P. 9-15.
4. Бородин И.Н., Майер А.Е. Локализация пластической деформации в процессе динамического канального углового прессования / И.Н. Бородин, А.Е. Майер // ЖТФ. - 2013.- Т. 83, № 8.- С. 76-80.
5. Малашенко В.В. Коллективное преодоление дислокациями точечных дефектов в динамической области / В.В. Малашенко // ФТТ. -2014.- Т. 56, № 8.- С. 1528–1530.
6. 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.
7. 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.