

**ДИНАМИКА ДИСЛОКАЦИЙ В УСЛОВИЯХ ВЫСОКОСКОРОСТНОЙ ДЕФОРМАЦИИ,  
ИНИЦИИРОВАННОЙ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ**

**Малашенко В.В.<sup>1,2</sup>, Малашенко Т.И.<sup>3</sup>, Кулага Е.И.<sup>2</sup>, Ачкасов А.Н.<sup>2</sup>,  
Галаганов О.О.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина, Донецк, Украина*  
*E-mail: [malashenko@fti.dn.ua](mailto:malashenko@fti.dn.ua)*

<sup>2</sup>*Донецкий национальный университет, Донецк, Украина*

<sup>3</sup>*Донецкий национальный технический университет, Донецк, Украина*

Использование лазерных технологий обработки является одной из основ бурного развития материаловедения и создания новых материалов с заданными свойствами и имеет как фундаментальное, так и прикладное значение. Использование лазерных импульсов высокой мощности позволяет генерировать ударные волны в металлах, сплавах и других функциональных материалах, в результате чего в них создаются сверхвысокие давления, происходит деформирование с экстремально высокой скоростью, а их структура претерпевает колоссальные изменения за очень короткие временные интервалы [1-3]. В ходе этих процессов скорость пластической деформации достигает значений  $10^3 - 10^8 \text{ s}^{-1}$ , 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 [4-6]. 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).

Эффективность действия исследуемого нами механизма диссипации была подтверждена авторами работы [7], которые теоретически исследовали движение дислокации в динамической области скоростей и доказали, что в результате взаимодействия с точечными дефектами она испытывает сильное возбуждение собственных колебаний. Авторы приведенной работы учли случайный характер передачи движущейся дислокации импульса отдельными примесными атомами и вычислили корреляционную функцию  $G(\tau) = \langle w(z,t)w(z,t+\tau) \rangle$ , где функция  $w(z,t)$  описывает смещение единичного участка дислокации при ее колебаниях в процессе скольжения по кристаллу. Последняя может быть определена экспериментально через пропорциональную ей корреляционную функцию неупругого рассеяния света  $\langle E(t)E(t+\tau) \rangle$ , которая может быть измерена с помощью спектроскопии оптического смещения. Упомянутый экспериментальный метод дает возможность измерить флуктуации поля через флуктуации тока за времена, меньшие характерного периода колебаний дислокации, благодаря чему значительно расширяются возможности традиционных оптических методов, широко используемых при экспериментальном исследовании дислокационных структур. Согласно оценкам авторов работы [7], амплитуда раскачки дислокации может на несколько порядков превзойти амплитуду тепловых колебаний, при этом раскачка собственных колебаний происходит тем эффективней, чем большее искажение вносят точечные дефекты в решетку кристалла, то есть возрастает с увеличением параметра несоответствия.

Основываясь на подходе, используемом в развитой нами теории динамического взаимодействия структурных дефектов [4-6], мы можем записать выражение для силы

динамического торможения движущейся краевой дислокации точечными дефектами в следующем виде

$$F_d = \frac{nb^2}{8\pi^2 m} \int d^3 q |q_x| \cdot |\sigma_{xy}^d(\vec{q})|^2 \delta(q_x^2 v^2 - \omega^2(q_z)) \quad (1)$$

где  $\omega(q_z)$  – спектр дислокационных колебаний,  $n$  – объемная концентрация дефектов,  $m$  – масса единицы длины дислокации,  $b$  – модуль вектора Бюргерса,  $\sigma_{xy}^d(\vec{q})$  – Фурье-образ соответствующей компоненты тензора напряжений, создаваемых дефектом. Величина этой силы определяет динамический предел текучести и другие макроскопические характеристики кристалла.

Поскольку исследуемый механизм диссипации реализуется благодаря возбуждению колебаний дислокации, он оказывается весьма чувствительным к виду дислокационного колебательного спектра, в частности, его эффективность зависит от наличия щели в этом спектре. Наличие спектральной щели означает, что дислокация совершает колебания, находясь в параболической потенциальной яме. Задачи о колебаниях дислокации в потенциальной яме рассматривались и другими авторами, в частности, задача о дислокационных колебаниях в рельефе Пайерлса. Однако в рамках развитой нами теории решаются задачи о движении дислокации, совершающей колебания в потенциальной яме, перемещающейся по кристаллу вместе с ней. Такая яма может быть создана в результате коллективного взаимодействия точечных дефектов с движущейся дислокацией, коллективного взаимодействия дислокаций движущегося ансамбля с каждой отдельной дислокацией, магнитоупругого взаимодействия дислокации с магнитной подсистемой кристалла, действия сил изображения на дислокацию, скользящую в приповерхностном слое. В перечисленных выше случаях спектр дислокационных колебаний имеет вид

$$\omega^2(q_z) = c^2 q_z^2 + \Delta^2, \quad (2)$$

где  $c$  – скорость распространения поперечных звуковых волн в кристалле,  $\Delta$  – спектральная щель, которая может быть описана приближенным выражением

$$\Delta = \frac{c}{L}, \quad (3)$$

где  $L$  – характерный масштаб взаимодействия, вносящего главный вклад в формирование щели. Именно величина этой щели определяет глубину параболической потенциальной ямы, в которой колеблется скользящая дислокация.

При ударно-волновом воздействии на кристалл, в частности, при использовании мощных лазерных импульсов, при деформации твердых тел методом динамического канально-углового прессования плотность подвижных дислокаций возрастает до значений  $\rho = 10^{14} - 10^{15} \text{ m}^{-2}$ . При этом главный вклад в формирование щели в колебательном спектре вносит коллективное взаимодействие дислокаций ансамбля с каждой дислокацией, а сама щель определяется выражением

$$\Delta_{dis} = c\sqrt{\rho} = c/l_{dis}, \quad (4)$$

где  $l_{dis}$  – среднее расстояние между дислокациями. Выражение для вклада упругих точечных дефектов в величину динамического предела текучести в этом случае имеет вид

$$\tau_d = G \frac{n_d \dot{\epsilon}}{\rho^2}, \quad (5)$$

где  $G$  – коэффициент, зависящий от упругих модулей кристалла,  $n_d$  – безразмерная концентрация точечных дефектов,  $\dot{\epsilon}$  – скорость пластической деформации.

Под действием лазерного импульса возникает ударная волна, при ее распространении во всем объеме твердого тела начинается генерация вакансий, плотность которых может превысить равновесное значение на несколько порядков.

При резком охлаждении эти вакансии замораживаются и могут оказывать существенное влияние на механические свойства твердых тел. Вклад торможения дислокаций вакансиями в величину динамического предела текучести пропорционален концентрации вакансий и скорости пластической деформации.

Весьма важным как с научной, так и с практической точки зрения является исследование высокоскоростной деформации состаренных сплавов, в том числе алюминиевых, которые являются важными конструкционными материалами для авиации и космонавтики. При старении алюминий-медного сплава в нем образуются зоны Гинье-Престона – дискообразные дефекты толщиной от одного до нескольких атомных слоев и радиусом от нескольких нанометров до десятков нанометров. Препятствуя движению дислокаций, они способствуют повышению прочности сплава. Нами было показано, что возрастание плотности подвижных дислокаций при высокоскоростном деформировании состаренных металлов приводит к возникновению эффекта сухого трения при их динамическом взаимодействии с зонами Гинье-Престона, в результате чего возрастает динамический предел текучести сплава. Эффект сухого трения должен наблюдаться при скоростях

$$v < v_G = cR\sqrt{\rho} = c\frac{R}{l_{dis}} \quad (6)$$

где  $l_{dis}$  – среднее расстояние между дислокациями,  $R$  – средний радиус зоны Гинье-Престона,  $\rho$  – плотность подвижных дислокаций. Вклад торможения дислокаций зонами Гинье-Престона в величину динамического предела текучести состаренного сплава может быть описан выражением

$$\tau_G = \beta \frac{n_G R}{\sqrt{\rho}}, \quad (7)$$

где  $n_G$  – концентрация зон Гинье-Престона,  $\beta$  – коэффициент, зависящий от упругих модулей кристалла. Оценки показывают, что вклад данного механизма диссипации в увеличение динамического предела текучести может составлять десятки процентов.

### Литература

1. Batani D. EPL.- 2016.- V. 114.- P. 65001(1-7).
2. Smith R. F., J. H. Eggert, R. E. Rudd, D. C. Swift, C. A. Bolme, and G. W. Journal of Applied Physics.-2011.-V. 110.- P. 123515(1-11)
3. Tramontina D., Bringa E., P. Erhart, J. Hawrelak, T. Germann, R. Ravelo, A. Higginbotham, M. Suggit, J. Wark, N. Park, A. Stukowski, Tang Y. // High Energy Density Physics.- 2014.- V. 10. P. 9-15.
4. Malashenko V. V. Physica B: Phys. Cond. Mat. – 2009. – Vol. 404, № 21. – P. 3890–3893.
5. Малашенко В.В. Журнал технической физики. – 2017.- Т. 87, № 5. – С. 791-792.
6. Малашенко В.В. Письма в ЖТФ. – 2017. – Т. 43, № 17. – С. 36-40.
7. Левачева Г.А., Манькин Э. А., Полуэктов П. ПФТТ. – 1985. – Т. 27, № 12. – С. 3709–3711.