

ВЛИЯНИЕ КОЛЛЕКТИВНОГО ДИНАМИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СТРУКТУРНЫХ ДЕФЕКТОВ НА ПРЕДЕЛ ТЕКУЧЕСТИ ОБЛУЧЕННЫХ МАТЕРИАЛОВ

В.В. Малашенко

*Донецкий физико-технический институт НАНУ, Донецк, Украина,
Донецкий национальный технический университет, Донецк, Украина
E-mail: malashenko@fti.dn.ua*

Теоретически исследовано движение краевых дислокаций в облученных материалах, содержащих радиационные точечные дефекты и дислокационные петли. Проанализировано влияние этих дефектов на величину предела текучести.

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, перемещение дислокаций в значительной степени определяет механические свойства кристалла [1]. Само же дислокационное движение испытывает сильное влияние потенциальных барьеров, создаваемых структурными дефектами. Эти барьеры дислокация может преодолеть двумя способами: с помощью термических флуктуаций, если кинетическая энергия дислокации ниже барьера, и динамическим образом (надбарьерное скольжение) в противном случае [2]. В работе [3] показано, что в облученном деформируемом материале может наблюдаться эффект резкого возрастания доли дислокаций, преодолевающих препятствия в динамическом режиме, при этом с увеличением дозы облучения этот эффект может наблюдаться при более низких скоростях деформации. Кроме того, облучение приводит к значительному возрастанию концентрации структурных дефектов, при этом интенсивность развития микроструктуры зависит от вида облучения и его характеристик (сечений ядерных реакций, зарядовых и энергетических спектров и т.д.) [4]. Эти характеристики определяют интенсивность образования вакансий и межузельных атомов – пар Френкеля, различных примесей, дислокационных петель. Исследованию влияния этих дефектов на механические свойства облученных кристаллов посвящено значительное количество работ [3-7]. Однако совместное динамическое воздействие дефектов различной размерности, а именно, точечных дефектов и дислокационных петель на движущиеся дислокации

приводит к возникновению новых динамических эффектов, способных оказывать существенное влияние на механические характеристики облученных материалов. Целью настоящей работы является теоретический анализ совместного динамического влияния дефектов различной размерности на предел текучести облученных материалов.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ И АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассмотрим бесконечную краевую дислокацию, скользящую под действием постоянного внешнего напряжения σ_0 в положительном направлении оси OX с постоянной скоростью v . Линия дислокации параллельна оси OZ , вектор Бюргерса дислокации параллелен оси OX . Плоскость скольжения дислокации совпадает с плоскостью XOZ , а ее положение определяется функцией:

$$X(y=0, z, t) = vt + w(y=0, z, t). \quad (1)$$

Плоскости дислокационных петель параллельны плоскости скольжения дислокации, а их центры распределены в кристалле случайным образом. Рассмотрим случай, когда все дислокационные петли являются призматическими. Для простоты все петли будем считать одинаковыми, т. е. имеющими одинаковые радиусы, равные a , и одинаковые векторы Бюргерса $\mathbf{b}_0 = (0, -b_0, 0)$, параллельные оси OY . Уравнение движения дислокации может быть представлено в следующем виде:

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

где σ_{xy}^d – компонента тензора напряжений, создаваемых точечными дефектами на линии дислокации; σ_{xy}^L – компонента тензора напряжений, создаваемых на этой линии призматическими петлями; b – модуль вектора Бюргерса движущейся дислокации; B – константа демпфирования, обусловленная фононными, магнотными или электронными механизмами диссипации; m – масса

единицы длины дислокации; c – скорость распространения в кристалле поперечных звуковых волн.

Вычислим силу динамического торможения движущейся дислокации неподвижными дислокационными петлями, воспользовавшись подходом, развитым в работах [8-12]. Механизм диссипации исследуемого процесса заключается в возбуждении поперечных колебаний дислокации в

плоскости ее скольжения. Эффективность этого механизма зависит от вида спектра дислокационных колебаний, в частности, от наличия в нем щели. При высокой концентрации точечных дефектов такая щель возникает в результате их коллективного воздействия на дислокацию, поэтому результирующая сила торможения дислокации неподвижными петлями (а следовательно, и соответствующий вклад в предел текучести) будет зависеть как от концентрации петель, так и от концентрации точечных дефектов.

Как и в работах [8–12], будем считать выполненным условие $[Bbv/(mc^2)] \ll 1$, позволяющее пренебречь влиянием константы B на силу торможения дислокации структурными дефектами.

Сила динамического торможения движущейся краевой дислокации призматическими дислокационными петлями согласно [9, 12] может быть вычислена по формуле:

$$F_L = \frac{n_L b^2}{8\pi^2 m} \int d^3 q |q_x| \cdot |\sigma_{xy}^L(\mathbf{q})|^2 \delta(q_x^2 v^2 - \omega^2(q_z)), \quad (3)$$

где $\omega(q_z)$ – спектр дислокационных колебаний; n_L – объемная концентрация петель.

В рассматриваемом нами случае спектр дислокационных колебаний имеет вид:

$$\omega^2(q_z) = c^2 q_z^2 + \Delta^2. \quad (4)$$

Щель Δ в колебательном спектре возникает благодаря коллективному взаимодействию дефектов с дислокацией и согласно [10] описывается формулой:

$$\Delta = \Delta_{def} = \frac{c}{b} (n_{0d} \varepsilon^2)^{1/3} \approx \frac{c}{l_d}, \quad (5)$$

где l_d – среднее расстояние между точечными дефектами, случайным образом распределенными в объеме кристалла; n_{0d} – безразмерная концентрация этих дефектов. Наличие щели существенно изменяет характер торможения дислокации петлями, в частности, скоростная зависимость этой силы становится немонотонной. После несложных преобразований выражение для искомой силы торможения может быть представлено в виде

$$F_L = \frac{n_L b^2}{4\pi^2 m c v} \int_{-\infty}^{\infty} dq_y \cdot \int_{\frac{\Delta}{v}}^{\infty} dq_x q_x \frac{|\sigma_{xy}^L(q_x, q_y, 0)|^2}{\sqrt{q_x^2 - \frac{\Delta^2}{v^2}}}. \quad (6)$$

С практической точки зрения наибольший интерес представляет интервал дислокационных скоростей $v < v_L$, где величина характерной скорости v_L определяется согласно [9] выражением $v_L = a\Delta$. Для случая, когда щель создается коллективным воздействием точечных дефектов, выражение для этой скорости примет вид:

$$v_L = a\Delta_d = c \frac{a}{b} (n_{0d} \varepsilon^2)^{1/3} \approx c \frac{a}{l_d}. \quad (7)$$

Изложенные выше положения согласуются с выводами работы [3].

Оценим значение этой скорости, воспользовавшись данными работы [7]. Для $a = 5 \cdot 10^{-9}$ м, $n_{0d} = 10^{-3}$, $b = 3 \cdot 10^{-10}$ м, $n_{0d} = 10^{-3}$, $\varepsilon = 10^{-1}$ получим, что характерная скорость v_L по порядку величины сопоставима со скоростью звука. Это означает, что полученный результат справедлив практически для всех скоростей динамического диапазона.

Воспользовавшись результатами работ [9, 10], получим приближенное выражение для силы торможения дислокации дислокационными петлями в виде

$$F_L = \frac{n_L \mu b_0^2 a c}{(1-\gamma)^2 \Delta}. \quad (8)$$

Здесь μ – модуль сдвига, γ – коэффициент Пуассона. После несложных преобразований получим окончательное выражение для вклада торможения дислокации петлями в величину предела текучести облученного материала:

$$\tau_L = \frac{n_L \mu b_0^2 a}{(1-\gamma)^2 (n_{0d} \varepsilon^2)^{1/3}}. \quad (9)$$

Как следует из полученного выражения, этот вклад зависит не только от концентрации петель, но и от концентрации точечных дефектов: увеличение концентрации этих дефектов приводит к увеличению размеров спектральной щели, а следовательно, к уменьшению силы торможения дислокации петлями. Полученная формула справедлива для высоких значений концентрации точечных дефектов, поскольку только в этом случае возможно коллективное динамическое воздействие дефектов на дислокацию и перенормировка ее колебательного спектра. Как следует из результатов работ [9, 10], безразмерная концентрация точечных дефектов должна составлять не менее $10^{-3} \dots 10^{-4}$.

Выполним численные оценки, воспользовавшись данными работы [7], облученной стали 08X18H10T. Для значений $n_L = 10^{23}$ м⁻³, $a = 2,5 \cdot 10^{-9}$ м, $\mu = 7 \cdot 10^{10}$ Па, $b = 2,5 \cdot 10^{-10}$ м, $\varepsilon = 10^{-1}$, $n_{0d} = 10^{-3}$ получим $\tau_L = 50$ МПа, что составляет 20 % предела текучести исходного необлученного образца.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе проанализирован результат совместного воздействия точечных радиационных дефектов и дислокационных петель на скольжение подвижных дислокаций, приводящего к увеличению предела текучести облученных материалов. В полученное выражение для вклада данного механизма диссипации входят характеристики как точечных дефектов, так и петель, образовавшихся в процессе облучения. Выполненные численные оценки показывают, что изменение предела текучести может составлять десятки процентов.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Т. Судзуки, Х. Ёсинага, С. Такеути. *Динамика дислокаций и пластичность*. М.: «Мир», 1989, с. 68-87.
2. А.Ю. Куксин, В.В. Стегайлов, А.В. Янилкин. Молекулярно-динамическое моделирование динамики краевой дислокации в алюминии // *Доклады Академии наук*. 2008, №4, с. 467-471.
3. Н.В. Камышанченко, В.В. Красильников, И.М. Неклюдов, А.А. Пархоменко. Кинетика дислокационных ансамблей в деформируемых облученных материалах // *Физика твердого тела*. 1998, №9, с. 1631-1634.
4. В.В. Слезов, А.В. Субботин, О.А. Осмаев. Эволюция микроструктуры в облучаемых материалах // *Физика твердого тела*. 2005, №3, с. 463-467.
5. В.А. Степанов, В.С. Хмелевская. Радиационно-индуцированная пластическая деформация и "эффект дальнего действия" // *Журнал технической физики*. 2011, №9, с. 52-56.
6. К.В. Цай, О.П. Максимкин, Л.Г. Турубарова. Влияние облучения и пострadiационной термообработки на микроструктуру и свойства стали 12X18H9T, облученной в исследовательском реакторе ВВР-К до 5 сна // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение»* (92). 2008, №2, с. 100-107.
7. В.С. Неустроев, В.Г. Дворецкий, З.Е. Островский, В.К. Шамардин, Г.А. Шиманский. Исследования микроструктуры и механических свойств стали 08X18H10T после облучения в активной зоне реактора ВВЭР-1000 // *Вопросы атомной науки и техники. Серия «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение»* (83). 2003, №3, с. 73-78.
8. В.В. Малашенко. Ориентационный эффект динамического взаимодействия круговых дислокационных петель с движущейся краевой дислокацией // *Физика твердого тела*. 2008, №10, с. 1788-1792.
9. V.V. Malashenko. Dynamic drag of edge dislocation by circular prismatic loops and point defects // *Physica B: Phys. Cond. Mat.* 2009, №21, p. 3890-3893.
10. В.В. Малашенко. Влияние коллективных эффектов на характер динамического поведения одиночной краевой дислокации в кристалле с точечными дефектами // *Физика твердого тела*. 2007, №1, с. 78-82.
11. V.V. Malashenko. Dynamic drag of dislocation by point defects in near-surface crystal layer // *Modern Phys. Lett. B*. 2009, v. 23, №16, p. 2041-2047.
12. В.В. Малашенко. Возникновение силы торможения типа сухого трения при динамическом скольжении краевой дислокации в кристалле, содержащем призматические дислокационные петли // *Физика твердого тела*. 2011, №11, с. 2204-2208.

Статья поступила в редакцию

ВПЛИВ КОЛЕКТИВНОЇ ДИНАМІЧНОЇ ВЗАЄМОДІЇ СТРУКТУРНИХ ДЕФЕКТІВ НА МЕЖУ ТЕКУЧОСТІ ОПРОМІНЕНИХ МАТЕРІАЛІВ

В.В. Малашенко

Теоретично досліджено рух крайових дислокацій в опромінених матеріалах, що містять радіаційні точкові дефекти і дислокаційні петлі. Проаналізовано вплив цих дефектів на величину межі текучості.

COLLECTIVE EFFECT OF DYNAMIC INTERACTION OF STRUCTURAL DEFECTS ON THE YIELD POINT OF IRRADIATED MATERIALS

V.V. Malashenko

Motion of edge dislocations in irradiated materials in the presence of radiation point defects and dislocation loops is studied theoretically. Impact of these defects to the yield point value is analyzed.