УДК 539.5

Малашенко В.В.[1,2]

ТОРМОЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ ТОЧЕЧНЫМИ ДЕФЕКТАМИ НА СТАДИИ ЛЕГКОГО СКОЛЬЖЕНИЯ В МЕТАЛЛАХ И СПЛАВАХ

Исследовано динамическое движение краевых дислокаций в металлах и сплавах, содержащих точечные дефекты. Определены границы области динамической неустойчивости дислокационного движения.

Ключевые слова: *динамика дислокаций, точечные дефекты, пластическая деформация.*

The dynamic motion of edge dislocations in metals and alloys containing point defects is studied. The boundaries of dynamic instability of the dislocation motion is obtained.

Keywords: *dynamics of dislocations, point defects, plastic deformation.*

Структурные дефекты кристаллической решетки способны существенно влиять на характер дислокационного движения, а, следовательно, и на свойства металлов и сплавов. Влияние точечных дефектов на скольжение одиночных дислокаций в динамической области исследовалось в целом ряде работ [1-6], скольжение пары дислокаций изучалось в работе [7]. При исследовании динамики дислокаций особый интерес представляет область динамической неустойчивости дислокационного движения, наличие которой при определенных условиях может привести к аномальной скоростной зависимости деформирующего напряжения и скачкообразному характеру пластической деформации. В работе [7] исследовалось движение пары краевых дислокаций в параллельных плоскостях скольжения с учетом взаимодействия дислокаций как между собой, так и с фононной подсистемой кристалла, зависимость силы торможения дислокации от скорости дислокационного скольжения может иметь два экстремума – минимум и максимум, между которыми находится область неустойчивого движения. В настоящей работе проанализировано движение одиночной краевой дислокации и показано, что при определенных условиях в рассматриваемой задаче также возможно возникновение двух экстремумов, ограничивающих область неустойчивости, однако положение максимума в этом случае определяется другими параметрами кристалла.

Целью настоящей работы является исследование скольжения одиночной краевой дислокации в поле хаотически распределенных по кристаллу точечных дефектов с учетом ее взаимодействия с фононной подсистемой кристалла. Учет влияния фононной подсистемы осуществляется введением квазивязкого члена в уравнение движения дислокации, что означает фактически учет любых механизмов диссипации, характеризующихся квазивязким характером торможения дислокаций, в частности механизмов, основанных на взаимодействии движущейся дислокации с электронами и магнонами.

Рассмотрим равномерное скольжение бесконечной краевой дислокации под действием постоянного внешнего напряжения s_0 в поле точечных дефектов, хаотически распределенных в объеме кристалла. Линия дислокации параллельна оси *OZ*, вектор Бюргерса параллелен оси *OX*, в положительном направлении которой дислокация скользит с постоянной скоростью v. Плоскость скольжения дислокации совпадает с плоскостью XOZ, а ее положение определяется функцией

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

где функция $w(y=0,z,t)$ является случайной величиной, описывающей колебания элементов краевой дислокации в плоскости скольжения относительно невозмущенной дислокационной линии.

Поскольку в настоящей работе исследуется скольжение одиночной дислокации, в правой части уравнения движения, в отличие от работы [7], отсутствует слагаемое, описывающее взаимодействие дислокаций между собой (напомним, что именно это взаимодействие при движении пары дислокаций определяло и вид спектра дислокационных колебаний, и характер торможения дислокации точечными дефектами)

$$m\left\{\frac{\partial X^2}{\partial t^2}-c^2\frac{\partial^2 X}{\partial z^2}\right\}=b\left[s_0+s_{xy}(vt+w;\ z)\right]-B\frac{\partial X}{\partial t}\,. \tag{2}$$

Здесь m – масса единицы длины дислокации, которая, согласно [10], определяется выражением

$$m=\frac{rb^2}{4p(1-g)}\ln\frac{L}{r_0}\,, \tag{3}$$

где r – плотность кристалла, L – величина порядка длины дислокации, r_0 – величина порядка атомных расстояний ($r_0 \approx b$), g – коэффициент Пуассона, B – константа демпфирования, обусловленная фононными, магнонными, электронными либо иными механизмами диссипации, характеризующимися линейной зависимостью силы торможения дислокации от скорости ее скольжения, c – скорость распространения поперечных звуковых волн в кристалле, s_{xy} – компонента тензора напряжений, создаваемых дефектами на линии дислокации, $s_{xy}=\sum_{i=1}^{N}s_{xy,i}$, N – число дефектов в кристалле. Как и в работе [3], используем плавное обрезание поля напряжений точечного дефекта на расстояниях порядка его радиуса

$$s_{xy}(\mathrm{r})=mR^3e\frac{\partial^2}{\partial x\partial y}\frac{1-\exp(-r/R)}{r}. \tag{4}$$

где R – радиус дефекта, e – параметр несоответствия, m – модуль сдвига.

Как следует из работ [3, 4], существует область динамического скольжения одиночной дислокации, в которой спектр ее колебаний является нелинейным

$$w^2=c^2p_z^2+\Delta_d^2\,, \tag{5}$$

где величина Δ_d является решением следующего уравнения

$$\Delta_d^2=\frac{nb^2}{8p^3m^2}\iiint \mathrm{d}^3p\,\frac{p_x^2\left|s_{xy}(p)\right|^2}{\Delta_d^2+c^2p_z^2-p_x^2v^2}\,, \tag{6}$$

где n – объемная концентрация точечных дефектов.

Как известно, динамическое взаимодействие дефектов с дислокацией в зависимости от скорости дислокационного скольжения может иметь как коллективный характер, так и характер независимых столкновений [3, 4]. Обозначим время взаимодействия дислокации с атомом примеси $t_{def} \approx R/v$, где R – радиус дефекта, время распространения возмущения вдоль дислокации на расстояние порядка среднего расстояния между дефектами обозначим $t_{dis} \approx l/c$. В области независимых столкновений $v > v_0 = R\Delta_d$ выполняется неравенство $t_{def} < t_{dis}$, т.е. элемент дислокации за время взаимодействия с точечным дефектом не испытывает на себе влияния других дефектов. В этой области уравнение (6) не имеет решения, т.е. щель в спектре дислокационных колебаний не возникает. В области коллективного взаимодействия ($v < v_0$), наоборот, $t_{def} > t_{dis}$, т.е. за время взаимодействия дислокации с точечным дефектом данный дислокационный элемент успевает “почувствовать” влияние других дефектов, вызвавших возмущение дислокационной формы. В этой области в спектре дислокационных колебаний возникает щель

$$\Delta_d=\frac{c}{b}\left(n_0e^2\right)^{1/3}, \tag{7}$$

здесь n_0 – безразмерная концентрация точечных дефектов, $n_0 = nR^3$.

Для вычисления силы торможения дислокации точечными дефектами воспользуемся результатами работ [3, 4]

$$F_d=\frac{nb^2}{4p^2mcv}\int_{-\infty}^{\infty}dp_y\int_{\Delta/v}^{\infty}dp_x\,\frac{p_x\left|s_{xy}(p_x,p_y,0)\right|^2}{\sqrt{p_x^2-(\Delta/v)^2}}. \tag{8}$$

Сила торможения дислокации дефектами линейно растет с ростом скорости при $v < v_0$, т.е. в области коллективного взаимодействия

$$F_d=B_dv\,,\quad B_d=\frac{p\,n_0^{1/3}m^2e^{2/3}b^4}{3mc^3R}. \tag{9}$$

Величина коэффициента B_d, как следует из приведенной формулы, зависит от концентрации дефектов (в случае двух дислокаций она зависела еще и от расстояния между их плоскостями скольжения).

Учитывая явный вид выражения для массы дислокации (3), а также то, что в реальных условиях, согласно [8], величина $\ln(L/r_0)/(4p(1-g))$ порядка единицы и $c^2 = m/r$, для качественных оценок получим упрощенную формулу

$$F_d = mb\left(\frac{b}{R}\right)^2 \left(n_0 e^2\right)^{\frac{1}{3}} \cdot \frac{v}{c}. \qquad (10)$$

При $v > v_0$ в соответствии с результатами работ [3, 4] сила торможения обратно пропорциональна скорости дислокационного скольжения

$$F_d = \frac{nb^2}{4p^2 mcv} \int_{-\infty}^{\infty} dp_y \int_0^{\infty} dp_x \left| s_{xy}(p_x, p_y, 0) \right|^2. \qquad (11)$$

Для дефектов типа центра дилатации эта сила имеет вид

$$F_d = \frac{p\, n_0 R b^2 m^2 e^2}{3mcv}. \qquad (12)$$

При $v = v_0$ сила торможения дислокации точечными дефектами имеет локальный максимум

$$F_{\max} = mb\left(\frac{b}{R}\right) n_0^{2/3} e^{4/3} \approx mb(n_0 e^2)^{2/3}, \qquad (13)$$

величина которого, как следует из приведенного выражения, зависит от концентрации дефектов, их мощности и упругих модулей кристалла. Оценим вклад данного механизма диссипации в величину деформирующего напряжения. Для $e \approx 10^{-1}$, безразмерной концентрации $n_0 \approx 10^{-3}$, $m \approx 5 \cdot 10^{10}\,\mathrm{Pa}$, $b \approx 3 \cdot 10^{-10}\,\mathrm{m}$, $R \approx b$ получим $s_{\max} \approx 10^7\,Pa$. Для сравнения оценим максимальное значение силы торможения в случае движения пары дислокаций. Воспользовавшись результатами работы [7], получим для этого случая

$$F_{\max} = \frac{2p^2(1-g)}{3} ma(n_0 e^2) \approx ma(n_0 e^2). \qquad (14)$$

Для значений $a = 10b$ получим значение $s_{\max} \approx 10^6\,Pa$, для $a = 100b$ соответствующее значение максимальной силы $s_{\max} \approx 10^7\,Pa$. В случае скольжения одиночной дислокации величина скорости v_0 определяется концентрацией точечных дефектов и, согласно результатам работ [3, 4], соответствует переходу от коллективного взаимодействия дефектов с дислокацией к независимым столкновениям

$$v_0 = c\frac{R}{b}\left(n_0 e^2\right)^{1/3} \approx c\left(n_0 e^2\right)^{1/3}. \qquad (15)$$

Напомним, что для пары дислокаций она зависела от расстояния между дислокациями и не зависела от концентрации дефектов. Скорость же v_1, при которой полная сила торможения дислокации имеет локальный минимум, и для одиночной дислокации, и для пары определяется одним и тем же выражением

$$v_1 = v_0 \sqrt{\frac{B_d}{B}} = 2pe\sqrt{\frac{(1-g)n_0 mRc}{3B}}. \qquad (16)$$

Величина минимального значения этой силы может быть оценена по формуле

$$F_{\min} = 2pmb\sqrt{\frac{1-g}{3}(n_0 e^2)\frac{Bc}{mb}\left(\frac{R}{b}\right)} \approx mb\sqrt{(n_0 e^2)\frac{Bc}{mb}} \approx \sqrt{mb(n_0 e^2)Bc}. \qquad (17)$$

Полная сила торможения может быть приближенно описана выражением

$$F = F_d + Bv = \frac{B_d v}{1 + \frac{v^2}{v_0^2}} + Bv, \qquad (18)$$

т.е. функция $F(v)$ имеет тот же вид, что и в случае скольжения пары дислокаций, однако величины B_d и v_0 определяются теперь иными выражениями и, в частности, имеют иную зависимость от концентрации дефектов.

Из формул (15, 16) следует, что в случае скольжения одиночной дислокации положение не только минимумов, как в случае пары дислокаций, но и максимумов с ростом концентрации дефектов смещается в сторону более высоких скоростей. Кривая зависимости $F(v)$ имеет минимум и максимум при выполнении условия

$$B < B_0 = \frac{B_d}{8} = \frac{mb(n_0 e^2)^{1/3}}{8c}, \qquad (19)$$

т.е. величина критического значения фононной константы демпфирования определяется только концентрацией дефектов (в случае пары дислокаций оно зависело также и от расстояния между плоскостями скольжения дислокаций).

Отметим, что исследуемый нами механизм диссипации является температурно-независимым. Величина константы демпфирования B, напротив, существенно зависит от температуры, причем в различных температурных интервалах определяется различными механизмами.

Проведем сравнительный анализ вкладов различных механизмов торможения в константу демпфирования B, воспользовавшись данными работы [1]. При температурах

T < T_{el} =25 K основным каналом рассеяния энергии движущейся дислокации является взаимодействие с электронами проводимости: $B \approx B_{el} \approx 10^{-6}\,\mathrm{Pa \cdot s}$. При T_{el} < T < T_S $\approx 100^0$K доминирующим становится магнонный механизм торможения (соответствующая ему константа демпфирования $B \approx B_S \approx 10^{-5} \div 10^{-6}\,\mathrm{Pa \cdot s}$ в указанной области температур). При T_S < T < Θ_C ~1000 K (Θ_C – температура Кюри) торможение дислокаций определяется в основном фононными механизмами рассеяния: $B \approx B_f \approx 10^{-4} \div 10^{-5}\,\mathrm{Pa \cdot s}$.

Выполним численные оценки. Для $e \approx 10^{-1}$ и $n_0 \approx 10^{-4}$ получаем значение $v_0 \approx 10^{-2} c \approx 30\mathrm{m/s}$, $v_1 \approx 80\mathrm{m/s}$. Скорость пластической деформации $\dot{\varepsilon}_d$, как известно, связана с плотностью подвижных дислокаций ρ_d и средней скоростью движения дислокаций v соотношением $\dot{\varepsilon}_d = b\rho_d v$. Для значения плотности $\rho_d \approx 10^{11}\,\mathrm{m}^{-2}$ получим в этом случае $\dot{\varepsilon}_d \geq 10^3\,\mathrm{s}^{-1}$. Оценим величину константы торможения дефектами: $B_d \approx 5 \cdot 10^{-5}\,\mathrm{Pa \cdot s}$. Тогда для существования двух экстремумов константа демпфирования B должна быть $B \leq 6 \cdot 10^{-6}\,\mathrm{Pa \cdot s}$. Для большинства кристаллов такие значения достигаются при температурах $T \leq 25\mathrm{K}$. Если же концентрация точечных дефектов составляет $n_0 \approx 10^{-3}$, мы получим соответственно $v_0 \approx 60\mathrm{m/s}$, $v_1 \approx 160\mathrm{m/s}$, $B_d \approx 10^{-4}\,\mathrm{Pa \cdot s}$, $B \leq 10^{-5}\,\mathrm{Pa \cdot s}$. Такое значение B достигается при $T \leq 100\mathrm{K}$.Теоретически в случае предельно высоких значений концентрации $n_0 \geq 10^{-2}$ существование двух экстремумов возможно при комнатных температурах. Однако при таких концентрациях мы получим $v_0 \approx 10^{-1} c$, т.е. скорости, близкие к предельно допустимым в рамках данной модели, что снижает надежность оценок, полученных для комнатных температур.

Таким образом, благодаря эффекту коллективного взаимодействия дефектов с дислокацией кривая $F(v)$ может иметь два экстремума и в случае движения одиночной дислокации. Однако в случае скольжения пары дислокаций с каждой из них дефекты также могут взаимодействовать коллективным образом. Возникает вопрос: в каком случае определяющее влияние на вид дислокационного спектра (а, следовательно, и на характер торможения) оказывает взаимодействие дислокаций между собой, а в каком – коллективное взаимодействие дефектов с каждой из дислокаций? Ответ на этот вопрос дает сравнение величин щели, определяемых каждым из указанных взаимодействий. При выполнении условия $\Delta_{dis} > \Delta_{def}$, т.е.

$$\frac{c}{a}\sqrt{\frac{2}{\ln(D/L)}} > \frac{c}{b}(n_0 e^2)^{\frac{1}{3}} \tag{20}$$

доминирующим оказывается взаимодействие дислокаций между собой (L – длина дислокации, D – величина порядка размеров кристалла). Именно этот случай исследовался в статье [7]. Приближенно это условие может быть записано в виде

$$a < b(n_0 e^2)^{-\frac{1}{3}} \equiv a_1 . \tag{21}$$

Для значений концентрации дефектов $n_0 \approx 10^{-4}$ получим $a_1 \approx 10^2 b$.

В противном случае ($a > a_1$) дислокационное взаимодействие оказывается несущественным. Таким образом, результаты, полученные в настоящей работе, справедливы не только для одиночной дислокации, но также и для случая движения пары дислокаций, расстояние между которыми превышает величину a_1.

Поскольку в интервале скоростей $v_0 < v < v_1$ сила дислокационного торможения обратно пропорциональна скорости дислокационного скольжения, границы этого интервала фактически являются границами области динамической неустойчивости движения дислокации. Именно эта неустойчивость является причиной аномальной скоростной зависимости предела текучести.

Список используемой литературы

1. Molotskii M. Sharp growth of nickel plasticity under impact load near Curie point // Appl. Phys. Let. 2008. V.93. 051905. P. 1-3.
2. Малашенко В.В. Возникновение силы торможения типа сухого трения при динамическом скольжении краевой дислокации в кристалле, содержащем призматические дислокационные петли // ФТТ. 2011. т.53. №11. С. 2204-2208.
3. Малашенко В.В. Влияние высокого гидростатического давления на динамическую неус тойчивость дислокационного движения // ЖТФ.

2011. т.81. №9. С. 67-70.
4. Malashenko V.V. Dynamic drag of edge dislocation by circular prismatic loops and point defects // Physica B: Phys. Cond. Mat. 2009. V.404. №21. P. 3890-3893.
5. Malashenko V.V. Dynamic drag of dislocation by point defects in near-surface crystal layer // Modern Phys. Lett. B. 2009. V.23. №16. P. 2041-2047.
6. Малашенко В.В. Влияние коллективных эффектов на характер динамического поведения одиночной краевой дислокации в кристалле с точечными дефектами // ФТТ. 2007. т.49. №1. С. 78-82.
7. Малашенко В.В. Влияние фононной вязкости и дислокационного взаимодействия на скольжение пары краевых дислокаций в кристалле с точечными дефектами // ФТТ. 2006. т.48. №3. С. 433-435.
8. Косевич А.М. Дислокации в теории упругости. Киев: Наукова думка, 1978. 220 с.

[1]*Донецкий физико-технический институт Академии наук Украины, Донецк, Украина.*
[2]*Донецкий национальный технический университет, Донецк, Украина.*

Подписано в печать 22.02.12.

Сведения об авторах
Малашенко Вадим Викторович, с.н.с. ДонФТИ НАНУ, д.ф.-м.н., профессор ДонНТУ, malashenko@fti.dn.ua