

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДИСЛОКАЦИЙ ФОРМИРУЮЩЕГОСЯ ПЛОСКОГО ДИСЛОКАЦИОННОГО СКОПЛЕНИЯ

С.Н. Колупаева, С.И. Пуспешева, Л.Е. Попов

*Томский государственный архитектурно-строительный университет
634003, г. Томск, пл. Соляная, 2
e-mail: ksm@tisi.tomsk.su*

Изучена динамика последовательно производимых источником дислокаций с учетом сил взаимодействия между ними. Рассмотрено совместное движение двух и трех дислокаций. Показано, что дислокации производятся дислокационным источником поодиночке, их взаимодействие происходит вблизи «головы» скопления.

При исследовании дислокационной динамики кристаллографического скольжения [1-3], взаимодействие между дислокациями, последовательно производимыми дислокационным источником, учитывали только как влияние дальнедействующих полей от скопления ранее произведенных дислокационных петель на очередную движущуюся дислокацию. При этом влияние движущейся дислокации на ранее испущенные дислокации не учитывалось. В настоящей работе рассмотрено поведение дислокаций при формировании зоны сдвига с учетом сил взаимодействия между ними.

В рамках предлагаемой модели сделаны следующие предположения: поле дискретных препятствий дислокационной и иной природы заменяется однородной и изотропной средой, оказывающей движущейся дислокации такое же сопротивление, что и исходное поле препятствий [1-6]. Напряжение, связанное с производством точечных дефектов всеми порогами, находящимися на сегментах дислокации, близких к винтовой ориентации, равномерно распределено по всей длине петли. В приближении линейного натяжения, в используемых предположениях, замкнутая дислокация в форме окружности при расширении будет сохранять форму окружности. Предполагается, что движение первой дислокации ничем не ограничено извне.

При распространении элементарного кристаллографического скольжения на окаймляющую его дислокацию действуют силы, обусловленные внешним напряжением, силы решеточного и примесного трения и дислокационного сопротивления движению дислокаций, силы линейного натяжения дислокации, силы торможения дислокаций, связанные с производством точечных дефектов, и силы вязкого торможения. Уравнение расширения первой петли, испущенной дислокационным источником, можно, следовательно, представить в виде [1-3]:

$$\frac{d\epsilon_k}{dr} = \tau b - \tau_R b - \frac{\epsilon_0 + \epsilon_k}{r} - \tau_f b - B \mathbf{v}. \quad (1)$$

Здесь τ – напряжение, обусловленное действием внешних сил: $\tau_R = \tau_f + \tau_d$, где τ_f – напряжение решеточного и примесного трения; $\tau_d = \alpha G b \rho^{1/2}$ – дислокационное сопротивление распространению кристаллографического скольжения, α – параметр, характеризующий интенсивность междислокационных взаимодействий; ϵ_k – кинетическая энергия единицы длины движущейся дислокации; ϵ_0 – энергия единицы длины покоящейся дислокации; r – радиус дислокации; B – коэффициент вязкого торможения; \mathbf{v} –

скорость дислокации; G – модуль сдвига; b – модуль вектора Бюргерса; ν – коэффициент Пуассона; ρ – плотность дислокаций; τ_j – сопротивление движению дислокации, обусловленное генерацией точечных дефектов, равное [3]

$$\tau_j = \frac{p_j p_2 \xi}{8} G b \rho r, \quad (2)$$

где ξ – множитель Смоллмена ($\xi = \rho_f / \rho$, ρ_f – плотность дислокаций некопланарных систем скольжения); p_j – доля порообразующих дислокаций некопланарных систем; p_2 – доля околвинтовых составляющих дислокационной петли, производящих точечные дефекты.

Чтобы получить временные характеристики дислокационной петли, уравнение динамики которой имеет вид $\frac{d\varepsilon_k^{(i)}}{dr_i} = \Phi_i(r_i, \varepsilon_k^{(i)})$, с помощью соотношения $dr_i = v_i dt$ это уравнение можно представить как эквивалентную систему уравнений:

$$\begin{cases} \frac{d\varepsilon_k^{(i)}}{dt} = \Phi_i(r_i, \varepsilon_k^{(i)}) v_i, \\ \frac{dr_i}{dt} = v_i. \end{cases} \quad (3)$$

В расчётах время отсчитываем от начала работы источника, заменяя критическую конфигурацию источника (полуокружность радиуса r_c) окружностью того же радиуса. Радиус замыкания дислокационной петли считаем равным $10 r_c$ [5, 7]. Будем считать, что источник возобновляет свою работу, то есть начинает формироваться очередная дислокационная петля, в тот момент, когда предыдущая достигает радиуса $10 r_c$ (в момент её замыкания).

При расчете использовались следующие значения параметров (соответствующие никелю): $\xi = 0,5$; $G = 8 \cdot 10^{10}$ Н/м², $\alpha = 0,5$; $B = 10^6$ Па·с; $b = 2,5 \cdot 10^{-10}$ м; $\tau = 1$ МПа; $\nu = 1/3$; $p_j = 0,5$; $p_2 = 1/3$ [8, 9]. Плотность дислокаций $\rho = 10^{13}$ м⁻².

Совместное движение двух дислокаций, последовательно произведенных источником

Рассмотрим поведение первых двух дислокаций, произведенных источником. Система уравнений, описывающая совместное движение двух последовательно произведенных источником дислокаций, выглядит следующим образом:

$$\begin{cases} \frac{d\varepsilon_k^{(1)}}{dr_1} = \tau b - \tau_R^{(1)} b - \frac{\varepsilon_0 + \varepsilon_k^{(1)}}{r_1} - \tau_j b + \tau_{1,2} b - B v_1, \\ \frac{d\varepsilon_k^{(2)}}{dr_2} = \tau b - \tau_R^{(2)} b - \frac{\varepsilon_0 + \varepsilon_k^{(2)}}{r_2} - \tau_j b - \tau_{1,2} b - B v_2. \end{cases} \quad (4)$$

Здесь $\tau_{1,2}$ – напряжение, обусловленное взаимодействием дислокаций, которое можно представить в виде: $\tau_{1,2} = \frac{G b^2}{2\pi} \frac{2-\nu}{2(1-\nu)} \frac{1}{r_1 - r_2}$ [10]. При решении задачи учтем, что первая дислокация при своем движении «расчищает» заметную ей площадь. Скольжение дислокаций в активной зоне сдвига сопровождается не только появлением концен-

траторов напряжения (дислокационных скоплений, окружающих зону сдвига), но и разупрочнением прилегающих к активной плоскости скольжения областей под влиянием, в частности, диффузионных потоков деформационных точечных дефектов. Осаждаясь на дислокациях, расположенных вблизи активной плоскости скольжения, точечные дефекты, порожденные скольжением, осуществляют переползание этих дислокаций, их частичную аннигиляцию, и, как следствие, разупрочнение материала в области, прилегающей к активной зоне сдвига. Поэтому в условиях, когда точечные дефекты достаточно подвижны, силы сопротивления движению второй дислокации меньше, чем для первой на некоторую величину $\Delta\tau_R$.

Процесс движения дислокаций моделировали следующим образом. Сначала формируется первая дислокационная петля (решаем уравнение (1) от радиуса r_c). В момент, когда радиус первой петли становится равным $10r_c$, начинает формироваться вторая

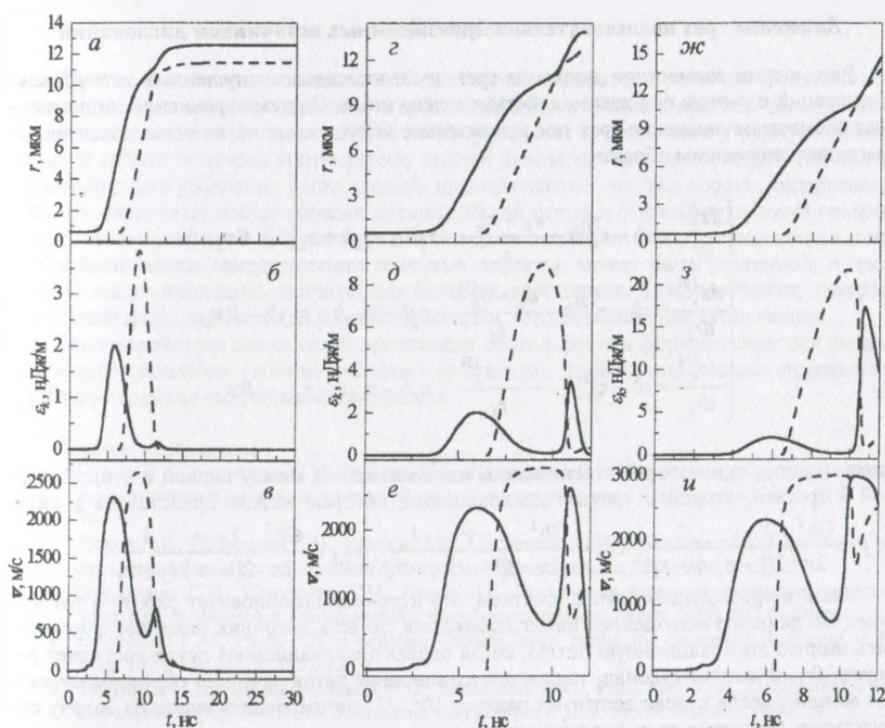


Рис. 1. Зависимость радиуса (а, г, ж), кинетической энергии (б, д, з) и скорости (в, е, и) двух последовательно произведенных источником дислокаций от времени при различных значениях величины $\Delta\tau_R$: $0,2\tau_c$ (а-в), $0,5\tau_c$ (г-е), τ_c (ж-и). Первой дислокации соответствует сплошная линия, второй — пунктирная.

дислокация, и с этого момента решаем систему уравнений (4). Предварительно каждое уравнение было представлено как система уравнений вида (3), в которой в качестве независимой переменной выбрано время.

На рис. 1 представлены результаты расчетов динамики движения двух последовательных дислокаций при различных значениях величины $\Delta\tau_R = \tau_R^{(2)} - \tau_R^{(1)}$. На рис. 1, а-в видно, что при небольшом значении величины $\Delta\tau_R$ дислокации ведут себя следующим образом: к моменту замыкания второй дислокации первая дислокация находится на расстоянии нескольких микрометров от источника, её скорость и кинетическая энергия уменьшаются. Пробег первой дислокации ограничен. Это связано с сопротивлением движению дислокации, обусловленному генерацией точечных дефектов, которое увеличивается с увеличением радиуса дислокации. Взаимодействие дислокаций происходит в «голове» скопления. С увеличением разницы между $\tau_R^{(1)}$ и $\tau_R^{(2)}$ (рис. 1, г-е и 1, ж-и) картина взаимодействия дислокаций сохраняется. Дислокации производятся источником поодиночке (а не в форме распространяющегося плоского скопления), их взаимодействие происходит на расстояниях от источника, близких к предельному радиусу первой дислокационной петли.

Движение трех последовательно произведенных источником дислокаций

Рассмотрим совместное движение трех последовательно испущенных источником дислокаций с учетом сил взаимодействия между ними. Система уравнений, описывающая совместное движение трех последовательно испущенных источником дислокаций, выглядит следующим образом:

$$\begin{cases} \frac{d\varepsilon_k^{(1)}}{dr_1} = \tau b - \tau_R^{(1)} b - \frac{\varepsilon_0 + \varepsilon_k^{(1)}}{r_1} - \tau_j b + \tau_{1,2} b + \tau_{1,3} b - B\nabla_1, \\ \frac{d\varepsilon_k^{(2)}}{dr_2} = \tau b - \tau_R^{(2)} b - \frac{\varepsilon_0 + \varepsilon_k^{(2)}}{r_2} - \tau_j b - \tau_{1,2} b + \tau_{2,3} b - B\nabla_2, \\ \frac{d\varepsilon_k^{(3)}}{dr_3} = \tau b - \tau_R^{(3)} b - \frac{\varepsilon_0 + \varepsilon_k^{(3)}}{r_3} - \tau_j b - \tau_{1,3} b - \tau_{2,3} b - B\nabla_3. \end{cases} \quad (5)$$

Здесь $\tau_{1,2}$, $\tau_{1,3}$, $\tau_{2,3}$ – соответственно силы взаимодействия между первой и второй, первой и третьей, второй и третьей дислокациями, которые можно представить в виде:

$$\tau_{1,2} = \frac{Gb^2}{2\pi} \frac{2-\nu}{2(1-\nu)} \frac{1}{r_1 - r_2}, \quad \tau_{1,3} = \frac{Gb^2}{2\pi} \frac{2-\nu}{2(1-\nu)} \frac{1}{r_1 - r_3}, \quad \tau_{2,3} = \frac{Gb^2}{2\pi} \frac{2-\nu}{2(1-\nu)} \frac{1}{r_2 - r_3}$$

Как и в предыдущем случае, считаем, что источник возобновляет работу в тот момент, когда ранее испущенная петля замыкается, то есть источник начинает формировать вторую дислокационную петлю, когда первая дислокационная петля достигнет радиуса $10r_c$, и, соответственно, третья дислокационная петля начинает образовываться в тот момент, когда вторая достигнет радиуса $10r_c$. С учетом вышесказанного, задачу совместного движения трех последовательно испущенных источником дислокационных петель решаем следующим образом: сначала решаем уравнение (1) для первой дислокационной петли до достижения радиуса $10r_c$, затем с момента замыкания первой петли до момента замыкания второй петли решаем систему уравнений (4), и, начиная с момента, когда вторая дислокация приобретёт радиус $10r_c$, решаем систему уравнений (5).

На рис. 2 представлено совместное движение трех последовательно произведенных источником дислокаций при $\Delta\tau_R = 0,2\tau_c$. До испускания третьей дислокационной петли поведение двух первых дислокаций было таким же, как описано в предыдущем случае. К моменту замыкания третьей дислокационной петли первые две почти остановились. Третья дислокационная петля с высокой скоростью приближается к первым двум, общая им ускорение.

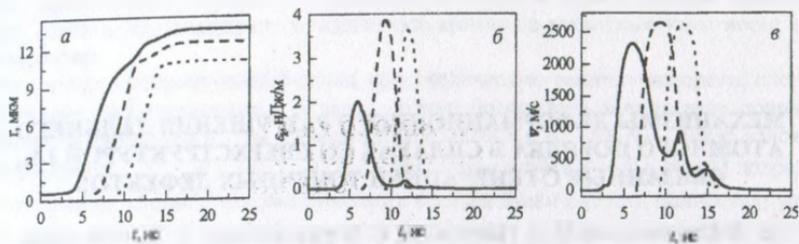


Рис. 2. Зависимость радиуса (а), кинетической энергии (б) и скорости (в) трех последовательно произведенных источником дислокаций от времени при значении величины $\Delta\tau_R$, равной $0,2\tau_c$. Первой дислокации соответствует сплошная линия, второй – пунктирная, третьей – точечная.

Заключение

Пробег дислокации в модели, использованной в работе, ограничен. Сопротивление движению дислокации, связанное с производством точечных дефектов околосвинтовыми составляющими дислокационной петли (2), растёт с увеличением радиуса дислокации. В работе получена минимальная оценка длины пробега дислокаций, так как при формулировке уравнения было сделано предположение, что все пороги, содержащиеся на околосвинтовых составляющих дислокационной петли в форме окружности генерируют точечные дефекты. В действительности доля околосвинтовых составляющих дислокационной петли, генерирующих точечные дефекты, может быть различной, и дислокации могут проходить значительно большие расстояния. Таким образом, генерация точечных дефектов является важным фактором, ограничивающим скольжение.

Взаимодействие дислокаций происходит вблизи фронта формирующегося дислокационного скопления (вблизи «головой» скопления), то есть дислокации производятся дислокационным источником поодиночке.

Список литературы

1. Попов Л.Е., Колупаева С.Н., Вихорь Н.А., Пуспешева С.И. Дислокационная динамика кристаллографического скольжения // Математ. моделир. систем и процессов. 1999. № 7. С. 67-74.
2. Попов Л.Е., Колупаева С.Н., Вихорь Н.А., Пуспешева С.И. Дислокационная динамика кристаллографического скольжения // Известия ВУЗов. Физика. 2000. №1. С. 37-42.
3. Пуспешева С.И., Колупаева С.Н., Попов Л.Е. Временные характеристики элементарного кристаллографического скольжения // Физическая мезомеханика. 2000. №3 (в печати).
4. Hazzledine P.M., Hirsh P.V. A coplanar Orowan loops model for dispersion hardening // Phil. Mag. 1974. Vol. 30. P. 1331-1351.
5. Тягунина Н.А., Благовещенский В.В., Зиненкова Г.М., Ивашкин Ю.А. Особенности пластической деформации под действием ультразвука // Изв. вузов. Физика. 1982, №6. С. 118-128.
6. Колупаева С.Н., Вихорь Н.А., Коротаева Н.В., Попов Л.Е. Движение дислокаций при формировании полосы кристаллографического скольжения // ФММ.- 1995. Т. 80. Вып. 4.- С. 51-57.
7. Слободской М.И., Голосова Т.Н., Матющенко А.В. Эволюция дислокационной петли от источника в поле случайно распределенных однородных препятствий // Изв. вузов. Физика. 1997, №6.-С.61-64.
8. Попов Л.Е., Пудан Л.Я., Колупаева С.Н., Кобычев В.С., Старенченко В.А. Математическое моделирование пластической деформации. Томск: Изд-во Томск. госуд. ун-та, 1990.- 185 с.
9. Колупаева С.Н., Старенченко В.А., Попов Л.Е. Неустойчивость пластической деформации кристаллов. - Томск: Изд-во Том. ун-та, 1994.- 301 с.
10. Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. М.: Атомиздат, 1972. 600с.