

УДК 539.219.2

ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Л. Е. ПОПОВ, Н. А. КОНЕВА, Н. А. ЕНЬШИНА

О ДИСЛОКАЦИОННЫХ ИСТОЧНИКАХ В СПЛАВАХ СО СВЕРХСТРУКТУРОЙ $L1_2$

(Представлено академиком Г. В. Курдюмовым 13 XI 1972)

В сплавах со сверхструктурой $L1_2$ скольжение одиночных дислокаций $a/2\langle 110 \rangle$ во всех октаэдрических системах скольжения связано с генерацией антифазных границ (а.ф.г.). Между тем предел текучести этих сплавов находится приблизительно на том же уровне, что и в сплавах без дальнейшего порядка. Этот факт привел Келера и Зейтца (¹) и Коттрелла (²) к выводу, что деформация упорядоченных сплавов с этим типом сверхструктуры осуществляется сверхдислокациями, состоящими из двух дислокаций $a/2\langle 110 \rangle$ (последние получили название сверхчастичных (³)). Скольжение сверхдислокаций не требует генерации а.ф.г. и, следовательно, приложения связанного с ней дополнительного напряжения.

Для объяснения низкого предела текучести упорядоченных сплавов приходится предполагать, что генерация дислокаций с самого начала пластического течения осуществляется сверхдислокационными источниками (^{1, 2, 4}). С ростом деформации и, следовательно, плотности дислокаций сопротивление движению сверхдислокаций возрастает быстрее, чем сопротивление движению одиночных дислокаций $a/2\langle 110 \rangle$, вследствие меньшей гибкости первых (^{5, 15}). Поэтому при достижении некоторого уровня плотности дислокаций сверхчастичные дислокации должны скользить при более низком уровне напряжений, чем сверхдислокации, несмотря на то, что их скольжение связано с созданием антифазных границ. При плотности дислокаций, превышающих такую критическую плотность, активация источников, образованных одной дислокацией, осуществляется легче, чем в случае сверхдислокационных источников.

Если сверхдислокационный источник является плоским (^{6, 7}), то после прохождения первых сверхдислокаций сопротивление, обусловленное разрушением ближнего порядка, резко падает. Напряжение, необходимое для скольжения дислокаций, испущенных таким источником, может быть представлено в виде

$$\tau_2^{(2)} = \alpha_2^{(2)} G b \rho^{1/2} + \tau_F; \quad (1)$$

здесь G — модуль сдвига, b — вектор Бюргерса сверхчастичной дислокации, ρ — плотность дислокаций, τ_F — сопротивление движению дислокаций, обусловленное силами трения. Нижний индекс у $\tau_i^{(k)}$ и $\alpha_i^{(k)}$ указывает число дислокаций $a/2\langle 110 \rangle$, образующих скользящий линейный дефект, а верхний — число дислокаций, входящих в состав дислокационных препятствий. Так, безразмерный множитель $\alpha^{(2)}$ соответствует случаю скольжения сверхдислокаций, состоящих из двух дислокаций $a/2\langle 110 \rangle$, в кристалле, где дислокационными препятствиями являются также парные сверхдислокации. Множитель $\alpha_2^{(2)}$ слабо зависит от ρ , G и энергии γ антифазной границы, соединяющей сверхчастичные (⁸), и при грубых оценках может рассматриваться как постоянный.

Если источник образован одной сверхчастичной дислокацией, то возможны два случая: 1) источник является плоским; 2) источник является пространственным или спиральным (⁶, ⁷). В первом случае (рис. 1а) каждая нечетная дислокация, испущенная источником, разворачивает антифазную границу, а каждая четная дислокация восстанавливает правильное расположение узлов решетки. Две последовательные нечетная и четная дислокации образуют сверхдислокацию. Генерация первой дислокации требует дополнительного напряжения γ/b , следовательно, активация таких источников становится возможной при более высоком уровне напряжений, чем в случае сверхдислокационных источников. Если же монодислокационный источник является пространственным или спиральным, последовательные кольца дислокаций (или витки спирали), генерируемые

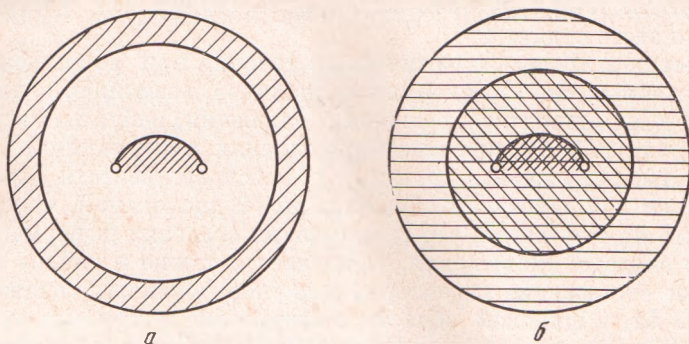


Рис. 1. Несверхдислокационные источники в сверхструктуре $L1_2$: а — плоский источник; б — пространственный источник (различной штриховкой показаны антифазные границы, лежащие в различных плоскостях)

источником, скользят в разных плоскостях (⁶) и, следовательно, не могут стягиваться в сверхдислокации (рис. 1б). Каждая дислокация, испущенная таким источником, при своем скольжении разворачивает антифазную границу. Сопротивление движению дислокации в этом случае может быть выражено как

$$\tau_1^{(2)} = \alpha_1^{(2)} G b \rho^{1/2} + \tau_F + \gamma/b. \quad (2)$$

Поскольку $\alpha_1^{(2)} < \alpha_2^{(2)}$ (⁵), при плотностях дислокаций, превышающих некоторую величину ρ_K , сопротивление движению сверхчастичной дислокации становится меньше напряжения τ_2 . При таких плотностях дислокаций и соответствующих напряжениях пространственные источники дислокаций в упорядоченном сплаве становятся более продуктивными, чем сверхдислокационные источники. Из (1) и (2) следует, что плотность дислокаций ρ_K и соответствующее ей напряжение τ_K могут быть выражены соотношениями

$$\rho_K = \left[\frac{\gamma}{(\alpha_2^{(2)} - \alpha_1^{(2)}) G b^2} \right]^2, \quad (3)$$

$$\tau_K = \frac{\alpha_2^{(2)}}{\alpha_2^{(2)} - \alpha_1^{(2)}} \frac{\gamma}{b} + \tau_F. \quad (4)$$

При тех температурах, когда неконсервативное волочение порогов и преодоление отталкивающихся дислокаций леса в случае одиночных дислокаций осуществляется с помощью термической активации, $\alpha_1^{(2)} \approx 0,5\alpha_2^{(2)}$ (⁵). Для хорошо упорядоченного сплава Ni_3Mn (энергия антифазной границы γ в этом сплаве, определенная из данных по ширине

сверхдислокаций (⁸, ¹⁰), составляет 50–70 эрг/см², $\tau_F \approx 5 \cdot 10^8$ кг/мм² (⁹)) найдем

$$\tau_K \approx 45 - 60 \text{ кг/мм}^2.$$

Разрушение монокристаллов упорядоченного сплава Ni₃Mn происходит при более низких напряжениях (20–30 кг/мм² (¹⁶)), поэтому эффекты, связанные со вступлением в процесс пластического течения пространственных источников, вряд ли можно наблюдать на монокристаллических образцах. В случае поликристаллов эти эффекты должны проявиться при напряжениях $\sigma_K = m\tau_K$, где $m \approx 2$, поскольку работа пространственных источников начнется прежде всего в благоприятно ориентированных зернах. Для поликристаллов упорядоченного сплава Ni₃Mn получим $\sigma_K \approx 90 - 120$ кг/мм². Это приблизительно соответствует уровню напряжения (70–100 кг/мм²), при котором начинается стадия III деформационного упрочнения этого сплава (¹⁰).

Вовлечение в процесс пластического течения при напряжениях $\tau > \tau_K$ пространственных дислокационных источников, возможно, является одной из причин появления грубых следов скольжения, наблюдаемых в сплавах со сверхструктурой $L1_2$ при высоких степенях деформации (¹¹, ¹²). Число n дислокаций, испускаемых при $\tau > \tau_K$ пространственным источником до его остановки под действием обратных полей дислокаций, можно оценить, основываясь на том факте, что при высоких степенях деформации, наряду с грубыми следами скольжения, наблюдается также и тонкое скольжение (¹⁰). Тонкое скольжение характерно для упорядоченных сплавов со сверхструктурой $L1_2$ в широкой области деформаций и связано, по-видимому, с действием сверхдислокационных источников. Для того чтобы деформация сплава осуществлялась одновременно сверхдислокациями с одиночными дислокациями, должно выполняться соотношение

$$\tau_2^{(2)} = \tau_1^{(2)} + \frac{Gb}{2\pi} \sum_{i=1}^n \frac{1}{r_i}, \quad (5)$$

где r_i — расстояние от i -й дислокации скопления до дислокационного источника.

Нижнюю границу числа n дислокаций можно оценить, если принять равномерное распределение дислокаций в скоплении. Тогда

$$\sum_{i=1}^n \frac{1}{r_i} = \frac{n}{L} \sum_{i=1}^n \frac{1}{i}, \quad (6)$$

где L — расстояние от источника дислокаций до барьера.

Сумма $\sum_{i=1}^n \frac{1}{i}$ может быть вычислена по формуле Эйлера

$$\sum_{i=1}^n \frac{1}{i} = \ln n + c, \quad (7)$$

где $c = 0,5772$.

Комбинируя (1), (2), (5), (6) и (7), получим уравнение

$$n(\ln n + c) = 2\pi L (\alpha_2^{(2)} - \alpha_1^{(2)}) \rho^{1/2} - \frac{2\pi L \gamma}{Gb^2}. \quad (8)$$

Для упорядоченного сплава Ni₃Fe (при комнатной температуре $\alpha_2^{(2)} \approx 0,7$ (¹³), $\alpha_1^{(2)} \approx 0,5\alpha_2^{(2)}$ (⁵), $G = 8 \cdot 10^{11}$ дин/см², $b = 2,5 \cdot 10^{-8}$ см и $L = 10 - 20 \mu^*$) и плотности дислокаций $\rho = 5 \cdot 10^{11}$ см⁻², что соответствует

* Неопубликованные данные Н. А. Коневой, В. Ф. Есипенко, Ю. П. Шаркеева.

глубокой пластической деформации ⁽¹⁴⁾, найдем

$$n = 90.$$

Положив в (5) $r_i = L$, найдем верхний предел для числа дислокации в скоплениях при выбранных условиях:

$$n \approx 450.$$

Следует заметить, что в (5) не учтено экранирование поля скопления полями дислокаций, возникающих в результате скольжения, индуцированного скоплением в других системах. Учет экранировки приведет к увеличению n .

Из (8) следует, что с повышением плотности дислокации в процессе деформации число дислокаций n , испускаемых пространственным источником, возрастает.

По-видимому, этим, а также меньшей вероятностью появления пространственных источников по сравнению с плоскими ⁽⁶⁾ объясняется возникновение грубых следов скольжения на стадии III деформационного упрочнения сплавов со сверхструктурой $L1_2$ ⁽¹²⁾.

Действие неплоских источников должно сопровождаться возникновением прослоек с неправильным для данной сверхструктуры соседством атомов. Легко видеть, что толщина таких прослоек определяется соотношением

$$h = nd, \quad (7)$$

где d — расстояние между плоскостями $\{111\}$. Если грубое скольжение действительно связано с действием неплоских источников, то толщина прослоек с нарушенным дальним порядком должна составлять сотни ангстрем, и, следовательно, они могут быть обнаружены, например, в опытах с избирательным травлением.

Томский инженерно-строительный институт

Поступило

Томский государственный университет
им. В. В. Куйбышева

9 XI 1972

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ J. S. Koehler, F. Seitz, J. Appl. Mech., **14**, 217 (1947). ² А. Х. Коттрелл, В сборн. Структура металлов и свойства, 1957, стр. 134. ³ A. E. Vidoz, L. M. Brown, Phil. Mag., **7**, 1167 (1962). ⁴ P. A. Flinn, Trans. AJME, **218**, 145 (1960). ⁵ Л. Е. Попов, Н. А. Конева, Тез. IV Всесоюзн. совещ. по упорядочению атомов и его влиянию на свойства сплавов, Томск, 1972. ⁶ В. А. Bilby, Report of Conference on Defects in Crystalline Solids (Bristol, 1954), London, 1955, p. 124. ⁷ Ж. Фридель, Дислокации, М., 1967. ⁸ M. G. Marcinkowski, D. S. Miller, Phil. Mag., **6**, 871 (1961). ⁹ Л. Е. Попов, Э. В. Козлов, В. Островерхова, Упорядочение атомов и его влияние на свойства сплавов, Киев, 1969. ¹⁰ Л. Е. Попов, Э. В. Козлов и др., Физ. мет. и металловед., **21**, 756 (1966). ¹¹ В. И. Сюткина, Э. С. Яковлева, Там же, **14**, 745 (1962). ¹² Л. Е. Попов, Э. В. Козлов, Механические свойства упорядоченных твердых растворов, М., 1970. ¹³ A. C. Arko, G. H. Lui, Metal. Trans. **2**, 7 (1971). ¹⁴ D. E. Mikkola, J. B. Cohen, Acta Met., **14**, 105 (1966). ¹⁵ Л. Е. Попов, Н. А. Конева, В сборн. Докл. IV Всесоюзн. совещ. по упорядочению атомов и его влиянию на свойства сплавов, Томск, 1973. ¹⁶ Г. И. Носова, Н. А. Полякова, Там же.