

УДК 539.4.015

АНАЛИЗ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НАПРЯЖЕНИЙ В СЛЕДЕ СКОЛЬЖЕНИЯ ПРИ ДЕФОРМАЦИИ МОНОКРИСТАЛЛОВ Ni_3Ge

Ю. А. Абзаев, В. А. Старенченко

Томская государственная архитектурно-строительная академия, 634003 Томск

Исследовано распределение сдвиговых напряжений вследствие формоизменения монокристаллов Ni_3Ge при сжатии. Проведен анализ эволюции дислокационной структуры в процессе деформации монокристаллов Ni_3Ge различной ориентации ($[\bar{2}34]$, $[\bar{1}11]$, $[\bar{1}39]$, $[001]$) при температуре $T = 77, 293, 523, 673, 873$ К. Установлено, что вплоть до деформаций разрушения дислокационная структура характеризуется однородным распределением дислокаций. Независимо от ориентации оси деформации при всех исследуемых температурах испытания, за исключением $T = 77$ К, имеет место линейная зависимость $\tau = f(\rho^{0,5})$. Отклонение от линейной зависимости при $T = 77$ К обусловлено подавленным термоактивированным скольжением дислокаций во фрагментах с неоднородной деформацией на краю образцов. В этих фрагментах сдвиговые напряжения значительно уменьшаются, и как следствие напряжения, вызванные скоплением дислокаций, препятствуют развитию скольжения в данном следе.

Ключевые слова: скопление дислокаций, монокристалл, сдвиговая деформация, сдвиговые напряжения.

При деформации сжатием в монокристаллах Ni_3Ge формируются области фрагментации деформации, обусловленные формоизменением образцов в процессе сдвига [1, 2]. До сих пор не изучено влияние формоизменения образцов при сжатии на распределение приложенных сдвиговых напряжений и не определена их роль в междислокационном взаимодействии.

Целью настоящей работы является исследование влияния формоизменения образцов, деформированных сжатием, а также напряжений, вызванных фрагментацией на краю образцов при деформации, на распределение сдвиговых напряжений вдоль следов скольжения.

Рассматривалась эволюция дислокационной структуры (ДС) в процессе деформации монокристаллов Ni_3Ge различной ориентации ($[\bar{2}34]$, $[\bar{1}11]$, $[\bar{1}39]$, $[001]$) при температуре испытаний $T = 77, 293, 523, 673, 873$ К. В [3–10] установлено, что вплоть до деформаций разрушения ДС характеризуется однородным распределением дислокаций. На рис. 1 приведены зависимости сдвиговых напряжений τ от плотности дислокаций ρ для всех исследуемых ориентаций и температур испытаний. Видно, что при всех значениях T , за исключением $T = 77$ К, имеет место линейная зависимость

$$\tau = \tau_F + \alpha G b \rho^{0,5}, \quad (1)$$

где τ_F — напряжения самоторможения дислокаций; α — параметр междислокационного взаимодействия; b — модуль вектора Бюргерса дислокаций; G — модуль сдвига. С увеличением температуры угол наклона прямых $\tau = f(\rho^{0,5})$ уменьшается. Температура оказывает также влияние на величину τ_F . Формула (1) аппроксимирует экспериментальные данные, что свидетельствует о доминирующей роли в упрочнении монокристаллов Ni_3Ge контактного междислокационного взаимодействия [11–23]. В табл. 1–3 приведены значения условной деформации $\varepsilon_{\text{усл}}$, вклады реакций τ_1 и стопоров произвольного типа τ_2 в сопротивление деформированию, дальнедействующие напряжения σ_1 , вызванные соседними дислокациями, нескомпенсированные поля σ_2 , напряжения самоторможения дислокаций τ_F

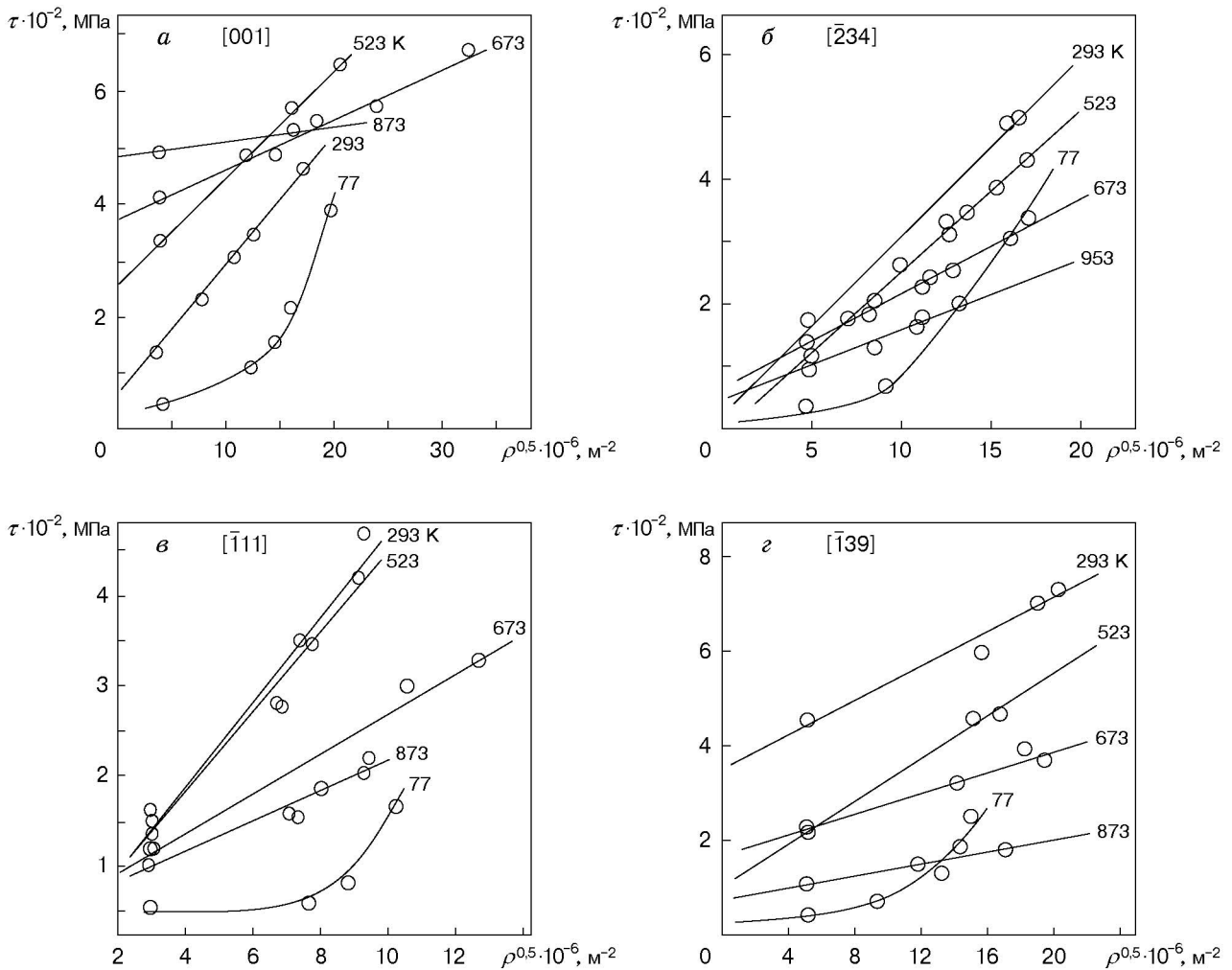


Рис. 1

и сдвиговые напряжения τ_c при различных температурах испытания в ориентациях $[\bar{1}11]$, $[\bar{1}39]$, $[\bar{2}34]$ соответственно. Методика расчета указанных выше величин для монокристаллов Ni_3Ge в ориентации $[001]$ приведена в работе [3]. В табл. 1–3 приведены также данные, позволяющие определить границы доверительных интервалов с уровнем значимости 99 % для реакций μ_1 и стопоров произвольного типа μ_2 . Доверительный интервал вкладов реакций и стопоров определяется по формулам $\tau_1 \pm \mu_1$ и $\tau_2 \pm \mu_2$ соответственно. Доминирующую роль в формировании сдвиговых напряжений играет контактное торможение дислокаций. Рассматривается аддитивный вклад различных механизмов торможения дислокаций. Вклад стопоров произвольного типа существенно больше вклада дальнедействующих напряжений. Реакции составляют основную часть вклада стопоров произвольного типа. Значительную часть сдвиговых напряжений составляют нескомпенсированные дальнедействующие напряжения и самоторможение дислокаций. Дальнедействующие поля, создаваемые соседними дислокациями, незначительны по величине. С ростом температуры испытания обнаруживается изменение влияния механизмов сопротивления деформированию. Вблизи пика аномалии напряжений течения суперпозиция отдельных вкладов меньше сдвиговых напряжений, что объясняется возрастающей ролью виртуальных прямолинейных барьеров [7, 8, 10]. Однако основной вклад в сопротивление деформированию вносят механизмы контактного торможения дислокаций. Из анализа табл. 1–3 следует, что

Таблица 1

| T, K | $\varepsilon_{\text{усл}}, \%$ | $\tau_1, \text{МПа}$ | $\tau_2, \text{МПа}$ | $\sigma_1, \text{МПа}$ | $\sigma_2, \text{МПа}$ | $\mu_1, \text{МПа}$ | $\mu_2, \text{МПа}$ | $\tau_c, \text{МПа}$ | $\tau_F, \text{МПа}$ |
|--------|--------------------------------|----------------------|----------------------|------------------------|------------------------|---------------------|---------------------|----------------------|----------------------|
| 77 | 5,57 | 22,3 | 74,3 | 12,2 | 39,6 | 10,3 | 20,7 | 58,9 | 20 |
| | 10,13 | 12,9 | 69,0 | 10,2 | 43,0 | 7,8 | 21,2 | 80,4 | |
| | 19,5 | 28,2 | 75,6 | 14,4 | 36,2 | 9,2 | 14,9 | 165,8 | |
| 293 | 5 | 49,7 | 190 | 37,4 | 79,3 | 24,0 | 32,7 | 168,1 | 48,5 |
| | 10 | 84,6 | 198 | 56,8 | 98,1 | 36,3 | 40,0 | 312,0 | |
| | 16 | 55,6 | 229 | 51,5 | 121,0 | 30,2 | 46,9 | 328,0 | |
| 523 | 5 | 60,1 | 148 | 23,0 | 74,6 | 14,7 | 30,6 | 239,1 | 3,8 |
| | 10 | 48,0 | 119 | 22,2 | 77,7 | 13,4 | 31,2 | 295,1 | |
| | 16 | 103,0 | 223 | 62,5 | 113,0 | 40,0 | 44,4 | 352,2 | |
| | 21 | 110,0 | 286 | 69,4 | 142,0 | 40,8 | 53,7 | 150,6 | |
| 673 | 10 | 82,6 | 175 | 39,7 | 81,5 | 24,7 | 32,7 | 264,1 | 20 |
| | 15 | 94,1 | 226 | 39,2 | 132,0 | 25,1 | 53,6 | 340,8 | |
| | 21 | 119,0 | 253 | 48,6 | 132,0 | 31,1 | 41,0 | 472,0 | |
| 873 | 5 | 24,6 | 101 | 11,4 | 43,7 | 7,1 | 17,7 | 156,5 | 47 |
| | 11 | 39,5 | 112 | 24,2 | 57,9 | 15,0 | 23,8 | 153,3 | |
| | 18 | 48,3 | 110 | 18,4 | 66,1 | 11,4 | 27,6 | 221,0 | |
| | 30 | 53,3 | 138 | 32,4 | 82,7 | 27,6 | 34,5 | 212,3 | |

Таблица 2

| T, K | $\varepsilon_{\text{усл}}, \%$ | $\tau_1, \text{МПа}$ | $\tau_2, \text{МПа}$ | $\sigma_1, \text{МПа}$ | $\sigma_2, \text{МПа}$ | $\mu_1, \text{МПа}$ | $\mu_2, \text{МПа}$ | $\tau_c, \text{МПа}$ | $\tau_F, \text{МПа}$ |
|--------|--------------------------------|----------------------|----------------------|------------------------|------------------------|---------------------|---------------------|----------------------|----------------------|
| 77 | 5 | 30 | 72 | 13 | 27 | 8 | 11 | 71,0 | 20 |
| | 10 | 38 | 92 | 16 | 28 | 4 | 11 | 154,4 | |
| | 18 | 76 | 148 | 35 | 68 | 21 | 20 | 250,0 | |
| 293 | 2,8 | 120 | 280 | 44 | 95 | 28 | 41 | 564,2 | 100 |
| | 5 | 150 | 260 | 43 | 73 | 26 | 29 | 696,2 | |
| | 7,8 | 170 | 300 | 46 | 88 | 27 | 35 | 911,6 | |
| | 11 | 190 | 370 | 54 | 110 | 32 | 36 | 1064,2 | |
| 523 | 2,45 | 73 | 150 | 49 | 55 | 15 | 22 | 585,9 | 348 |
| | 6,8 | 82 | 190 | 32 | 59 | 19 | 24 | 703,1 | |
| | 9 | 91 | 200 | 43 | 75 | 25 | 30 | 732,3 | |
| 673 | 2,3 | 42 | 100 | 21 | 41 | 13 | 16 | 322,9 | 167 |
| | 6,4 | 68 | 210 | 36 | 89 | 21 | 36 | 398,6 | |
| | 8,45 | 84 | 200 | 31 | 80 | 19 | 32 | 448,6 | |
| 873 | 4,8 | 39 | 83 | 24 | 38 | 13 | 15 | 186,2 | 74 |
| | 7,24 | 38 | 88 | 21 | 36 | 12 | 14 | 177,8 | |
| | 12,6 | 45 | 120 | 21 | 61 | 12 | 23 | 183,4 | |

Таблица 3

| T , К | $\varepsilon_{\text{усл}}$, % | τ_1 , МПа | τ_2 , МПа | σ_1 , МПа | σ_2 , МПа | μ_1 , МПа | μ_2 , МПа | τ_c , МПа | τ_F , МПа |
|---------|--------------------------------|----------------|----------------|------------------|------------------|---------------|---------------|----------------|----------------|
| 77 | 5 | 24 | 56 | 13 | 26 | 8 | 10 | 90 | 10 |
| | 8 | 32 | 75 | 15 | 35 | 9 | 14 | 130 | |
| | 15,5 | 45 | 100 | 17 | 55 | 10 | 22 | 160 | |
| 77 | 24,65 | 40 | 130 | 21 | 69 | 13 | 27 | 260 | 32,4 |
| 293 | 6,5 | 63 | 130 | 29 | 72 | 18 | 30 | 271,2 | 32,4 |
| | 13,5 | 89 | 190 | 45 | 82 | 27 | 33 | 497 | |
| 293 | 16,5 | 130 | 250 | 67 | 120 | 39 | 49 | 503 | 1,7 |
| 523 | 5 | 44 | 110 | 32 | 49 | 11 | 21 | 162 | 1,7 |
| | 10,62 | 63 | 140 | 44 | 68 | 18 | 29 | 265 | |
| | 16,4 | 71 | 150 | 33 | 55 | 21 | 23 | 328 | |
| | 21,4 | 93 | 180 | 39 | 68 | 24 | 28 | 359 | |
| | 25,09 | 100 | 210 | 39 | 94 | 24 | 38 | 440 | |
| 673 | 5 | 41 | 77 | 21 | 34 | 13 | 15 | 181 | 67 |
| | 11,1 | 56 | 110 | 29 | 46 | 19 | 19 | 252 | |
| | 16,7 | 55 | 140 | 26 | 70 | 16 | 29 | 238 | |
| | 21,3 | 60 | 170 | 42 | 86 | 17 | 35 | 301,2 | |
| 873 | 6 | 22 | 69 | 13 | 38 | 8 | 16 | 127 | 54 |
| | 4,6 | 29 | 56 | 17 | 31 | 10 | 13 | 112,4 | |
| | 15,1 | 34 | 84 | 18 | 39 | 11 | 11 | 185 | |
| | 19 | 38 | 83 | 17 | 37 | 10 | 15 | 160 | |
| | 26,7 | 27 | 48 | 19 | 25 | 12 | 10 | 182 | |
| | 33,2 | 40 | 86 | 17 | 54 | 11 | 22 | 130,1 | |

сдвиговые напряжения определяются механизмами, действие которых пропорционально линейной плотности стопоров на линии дислокаций. Упругие поля напряжений диполей, которые могут привести к отклонению от зависимости (1), составляют незначительную часть сдвиговых напряжений и уменьшаются с увеличением деформации [3]. Нелинейность зависимости $\tau = f(\rho^{0,5})$ наблюдается для всех исследуемых ориентаций при температуре $T = 77$ К (рис. 1). Анализ картины линий скольжения на поверхности показал, что при $T = 77$ К наблюдается грубое скольжение. Аналогичные результаты получены в [24]. При температуре $T = 77$ К подавлено термоактивированное движение дислокаций. Дислокации в существенной степени привязаны к своей плоскости скольжения. Фрагментация скольжения вследствие формоизменения монокристаллов с увеличением деформации свидетельствует о неоднородности распределения внешних напряжений вдоль следов скольжения на краю образцов [1, 2].

Рассмотрим распределение сдвиговых напряжений вдоль следа скольжения $LPDF$ (рис. 2). Дислокации в плоскости скольжения после выхода за пределы области однородной деформации в точке D продолжают свое движение при уменьшающихся сдвиговых напряжениях. Они останавливаются, достигнув точки в следе, в которой внешнее напряжение близко к пределу текучести (точка T на рис. 2, б). В выделенном локальном объеме сдвиговые напряжения действуют только на верхнюю грань (рис. 2, а). На нижней грани отсутствуют напряжения вдоль оси деформации. Это приводит к тому, что след системы скольжения с линии DE переходит на линию DF (рис. 2, а). На рис. 2, б приведено изображение выделенной области DEF . Очевидно, что наклон линии DE обусловлен накоплением мощности сдвига DF . В области $ABKV$ (рис. 2, а) сдвиговые напряжения вследствие однородности одинаковы в различных точках следа PD и совпадают с приложенными внешними напряжениями.

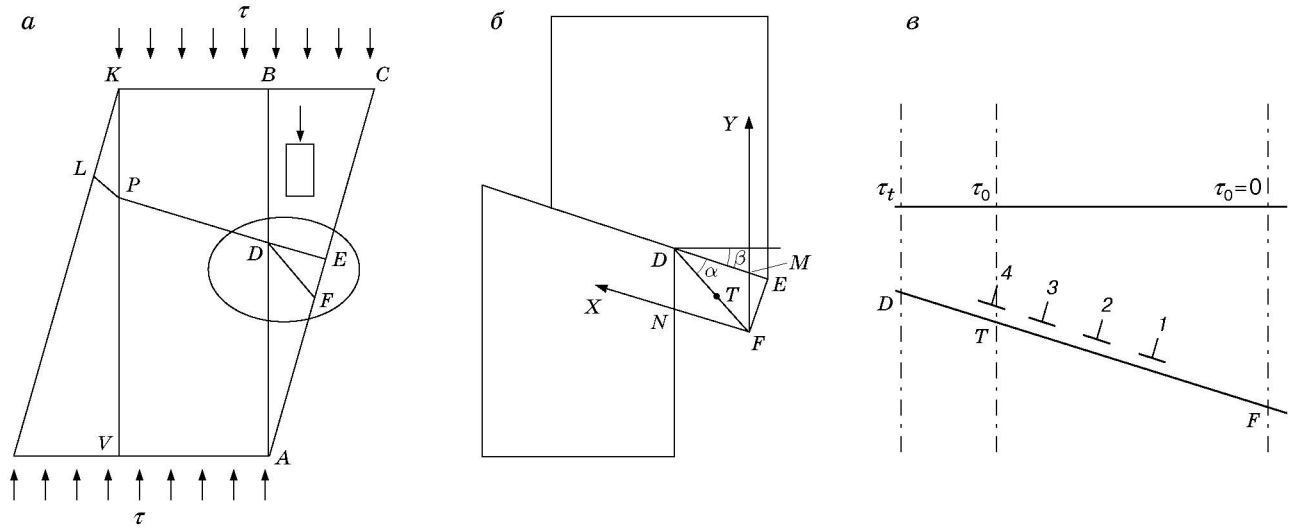


Рис. 2

Рассмотрим распределение сдвиговых напряжений вдоль следа DF . Можно полагать, что результирующая конфигурация области DEF (рис. 2,а) получена в результате следующих смещений. Под действием напряжений точка N (рис. 2,б) смещается в точку D . В точке F приложенные напряжения равны нулю. Для определения деформаций в точке T на линии DF используем метод конечных элементов [26]. Координаты точек D, T, F на линии DF связаны соотношением

$$\frac{y_T - y_F}{y_D - y_F} = \frac{x_T - x_F}{x_D - x_F} \quad \text{или} \quad y_T = \frac{y_D}{x_D} x_T. \quad (2)$$

Разделив уравнение (2) на l_0 (начальная длина образца), получим зависимость между относительными смещениями u_D и u_T в точках D и T

$$u_T = (u_D/x_D)x_T, \quad u_T = (x_T/x_D)u_D. \quad (3)$$

Рассмотрим треугольник DMF . По теореме синусов

$$|DF|/\cos \beta = |DM|/\cos(\alpha + \beta), \quad (4)$$

где $x_D = |DM|$; β — угол наклона плоскости скольжения. До начала деформации $|DF| = |DE|$. При сжатии вдоль линии ND линия DF растягивается. При сохранении объема деформации площадь поперечного сечения меняется следующим образом: $S_\varepsilon = S_0 \exp(+\varepsilon)$, откуда $|DF| \approx |DE| \exp(+\varepsilon/2)$ (знак “+” обозначает растяжение). В условиях неоднородных деформаций на линии DF это соотношение оценочное. Подставив найденную величину $|DF|$ в формулу (3), а величину $|DM|$ — в формулу (4), получим

$$\frac{x_T}{|DE|} = \frac{\cos(\alpha + \beta)}{\cos \beta} \exp\left(+\frac{\varepsilon}{2}\right) \frac{\varepsilon_T}{\varepsilon_D}. \quad (5)$$

Перейдем в (5) к напряжениям. Для этого полагаем, что относительные смещения в точках N и T (рис. 2,б) происходят в области упругих деформаций кристаллической решетки и, следовательно, пропорциональны напряжениям:

$$\frac{x_T}{|DE|} = \frac{\cos(\alpha + \beta)}{\cos \beta} \exp\left(+\frac{\varepsilon}{2}\right) \frac{\tau_T}{\tau_D}. \quad (6)$$

Если в точке T текущее значение напряжения соответствует пределу текучести, т. е. $\tau_T = \tau_{0,2}$, то по формуле (6) можно оценить распределение предела текучести вдоль следа DF . Внешние напряжения вдоль линии DF уменьшаются от максимальных значений в точке D , равных внешним приложенным напряжениям, до минимальных в точке F .

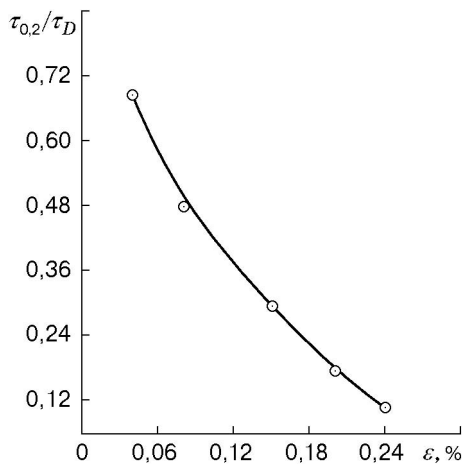


Рис. 3

При этом $x_{0,2}/|DE|$ в (6) — относительная величина следа DF , на отрезке DT которого внешние напряжения уменьшаются до предела текучести. Определены экспериментальные значения угла наклона следа на краю образцов при различных степенях деформации. Для ориентации $[\bar{2}34]$ $\alpha = 1, 2, 3, 5, 8^\circ$, $\sigma_D = 68,8; 99,0; 164,1; 273,7; 427,0$ МПа при деформации $\varepsilon = 4, 8, 15, 20, 24$ % соответственно. Предел текучести $\tau_{0,2} = 46,9$ МПа. Результаты расчетов приведены на рис. 3. Вдоль линии DF наблюдается резкое уменьшение напряжений течения от $\sigma = 427$ МПа в точке D до предела текучести на расстоянии примерно $0,1|DF|$. Это означает, что на остальной части DF приложенные на-

пряжения оказываются недостаточными для сдвиговой деформации. Деформация в зоне сдвига может обеспечиваться только дальнедействующими напряжениями вновь создаваемых дислокаций в скоплении, которые продвигают ранее созданные дислокации до поверхности кристалла. В этом случае поля напряжений оказываются существенно неоднородными. Особенностью данного механизма является то, что подвижные дислокации (см. рис. 2,б) и скопление дислокаций 1–4 находятся в одной плоскости скольжения и сдвиг вдоль следа TF затруднен. Обнаруженный механизм блокировки скольжения в наибольшей степени должен проявиться при низких температурах ($T = 77$ К) вследствие того, что термоактивированные процессы в этом случае затруднены. Дислокации в значительной степени привязаны к зоне сдвига, и как следствие требуются возрастающие дальнедействующие напряжения для продвижения дислокаций в скоплении до поверхности образца.

Относительные смещения точек N и T (см. рис. 2,б) при деформации могут быть выражены через условную деформацию образца $\varepsilon_{\text{усл}}$ в указанных точках. Действительно, в точке N деформация равна $(l_N - l_0)/l_0 = (l_0 - |ND| - l_0)/l_0 = -|ND|/l_0 = \varepsilon_{\text{усл}}$, в точке T — $(l_0 - u_T - l_0)/l_0 = -u_T/l_0 = \varepsilon_{\text{усл}}$ (знак “–” обозначает сжатие). Относительные смещения равны условной деформации образца в точках N и T .

Истинная деформация ε и условная $\varepsilon_{\text{усл}}$ связаны соотношением $\varepsilon = \ln(1 + \varepsilon_{\text{усл}})$ и в исследованном интервале деформаций (до 20 %) мало различаются.

Метод конечных элементов используется в работе в предположении, что линия DF является прямой. Приведем физическое обоснование этого предположения. Поворот линии DF соответствует плоской задаче. Вычислим отношение приращений $u_T/\Delta x$ точки T на линии DF (u_T — перемещение вдоль оси деформации, Δx — перпендикулярно ей). Это отношение при небольших углах α пропорционально $\text{tg } \alpha$ [27]. При постоянном объеме деформации

$$\frac{u_T}{\Delta x} \approx \frac{l_0 \exp(-\varepsilon) - l_0}{S_0^{0,5} \exp(+\varepsilon/2) - S_0^{0,5}}.$$

Переходя к пределу $\Delta x \rightarrow 0$, получим

$$l_0 \frac{d\varepsilon_{\text{усл}}}{dx} = l_0 \frac{\exp(-\varepsilon) - 1}{S_0^{0,5} (\exp(+\varepsilon/2) - 1)}, \quad \frac{d\varepsilon_{\text{усл}}}{dx} = C \frac{\exp(-\varepsilon) - 1}{\exp(+\varepsilon/2) - 1}, \quad (7)$$

где $C = \text{const}$; S_0 — начальная площадь сечения образца. С учетом указанной выше зависимости между условной и истинной деформациями решение уравнения (7) имеет вид

$$2 \exp(+3\varepsilon/2) - 3 \exp(+\varepsilon) + 6 \exp(+\varepsilon/2) - 6 \ln(1 + \exp(+\varepsilon/2)) = -3Cx + D, \quad (8)$$

где $D = \text{const}$. Используя разложение левой части (8) в степенной ряд, получим

$$(5 - 6 \ln 2) + 1,5\varepsilon + (57/16)\varepsilon^2 + \dots = -3Cx + D.$$

При $\varepsilon = 19\%$ квадратичное слагаемое в решении меньше линейного (почти в три раза), поэтому можно предположить, что справедлива линейная зависимость $\varepsilon = f(x)$, т. е. аппроксимация DF прямой линией в методе конечных элементов физически оправдана. Если ограничиться в (8) квадратичными слагаемыми, то получим параболическую зависимость $\varepsilon^2 = f(x)$.

Оценим возможный вклад обратных напряжений, вызванных скоплением дислокаций на краю образца, в сопротивление деформированию, а также отклонение от зависимости (1). Скопление дислокаций образуется вдоль следа скольжения DF (см. рис. 2, б, в). В хвосте скопления уровень сдвиговых напряжений близок к пределу текучести. Предполагается, что при таких напряжениях дислокации не могут скользить. Вблизи точки T первая дислокация останавливается. Вторая дислокация, следующая за первой, в точке T (вблизи точки T она также останавливается) сдвигает первую вдоль следа на такое расстояние, при котором сумма напряжений взаимодействия двух дислокаций и внешнего напряжения, действующего на первую дислокацию (ее значение меньше предела текучести, что учитывается коэффициентом γ), становится равной пределу текучести. Запишем условие равновесия для первой дислокации:

$$\gamma\tau_0 + Gb/(2\pi Kx_1) \approx \tau_0. \quad (9)$$

Здесь x_1 — расстояние между первой и второй дислокациями; τ_0 — предел текучести; $\gamma\tau_0$ — напряжение, действующее на первую дислокацию; $K = 1 - \nu$; ν — коэффициент Пуассона. Оценим расстояние x_1 , на которое сместится первая дислокация в направлении DF . Очевидно, что величина γ оказывается неопределенной. Будем полагать, что первая дислокация продвинулась на такое расстояние, что приложенные напряжения уменьшились до 0,9 предела текучести ($\gamma = 0,9$). Следовательно, уравнение (9) запишется следующим образом:

$$Gb/(2\pi Kx_1) \approx 0,1\tau_0. \quad (10)$$

Проведем расчет расстояния x_1 для ориентации $[\bar{1}11]$. Модуль сдвига G выбран равным $8 \cdot 10^4$ МПа, $\nu = 1/3$, $b = 0,25$ нм, предел текучести $\tau_0 \approx 55$ МПа. Подставляя эти значения в формулу (10), получим $x_1 \approx 870$ нм. Рассмотрим формирование скопления дислокаций в следе скольжения DF и оценим число дислокаций при деформации $\varepsilon \approx 19,5\%$. В этом случае сдвиговые напряжения равны $\tau \approx 165$ МПа. Запишем условие равновесия n -й дислокации вблизи точки T (см. рис. 2, в):

$$Gb/(2\pi Kx_1)(1 + 1/2 + 1/3 + 1/4 + \dots + 1/n) \approx \tau. \quad (11)$$

В формуле (11) использовано следующее приближение. Дислокации в скоплении распределены равномерно, расстояние между ними равно x_1 . Числовой ряд в скобках является расходящимся. Найдем частичную сумму ряда. Для достаточно большого числа слагаемых [17, 25]

$$S_n = 1 + \frac{1}{2} + \frac{1}{3} + \frac{1}{4} + \dots + \frac{1}{n} \approx \int_1^n \frac{dn}{n} = \ln n. \quad (12)$$

Более точные оценки частичной суммы, приведенные в работе [25], показывают, что $S_n \approx \ln n + 5,6$. Подставим частичную сумму S_n из формулы (12) в формулу (11), приложенные напряжения выберем равными $\tau \approx 165$ МПа и найдем число дислокаций n в скоплении:

$$\ln n \approx 2\pi(1 - \nu)x_1\tau/(Gb) - 5,6.$$

Отсюда при выбранных значениях параметров $n \approx \exp(24,4) \approx 4 \cdot 10^{10}$. Очевидно, что данное число дислокаций в скоплении DF завышено. Большая часть этих дислокаций выйдет на поверхность и сформирует грубый след на поверхности. Оценим возможное число дислокаций в следе DF , которое может быть удержано первой дислокацией в скоплении. Для этого необходимо записать условие равновесия первой дислокации (см. рис. 2, в). Данная дислокация способна препятствовать движению последующих $n - 1$ дислокаций в скоплении, если суперпозиция парного взаимодействия всех дислокаций совместно с приложенными напряжениями не превышает предела текучести для первой дислокации. Из-за неопределенности параметра γ данные вычисления оказываются приближенными. Полагаем, что $\gamma = 0,1$, следовательно, $\tau \approx \gamma\tau_0 = 0,1\tau_0$. Уравнение равновесия (11) запишется следующим образом:

$$0,1\tau_0 + Gb/(2\pi Kx_1)(1 + 1/2 + 1/3 + 1/4 + \dots + 1/n) \approx \tau_0.$$

Несложные вычисления дают следующий результат: $\text{Ln } n \approx 9 - 5,6 = 3,4$. Отсюда следует, что при $\varepsilon = 19,5 \%$, $T = 77 \text{ К}$ число дислокаций в скоплении $n \approx 30$. Необходимо отметить, что эквидистантное распределение дислокаций в скоплении определяет нижнюю границу числа дислокаций. Дислокации в скоплении DF приводят к отклонению от линейной зависимости $\tau = f(\rho^{0,5})$. Поскольку число дислокаций в скоплении зависит от плотности дислокаций ρ , вклад в сопротивление деформированию при $T = 77 \text{ К}$ должен быть выше ожидаемого в соответствии с линейной зависимостью $\tau = f(\rho^{0,5})$. Найдем величину вклада в сопротивление деформированию, используя формулу Зегера [23]. По этой формуле определяются дальнедействующие напряжения, вызванные скоплениями дислокаций на расстояниях, сравнимых со средним расстоянием между дислокациями:

$$\tau = Gb\sqrt{n}\rho^{1/2}/(2\pi K).$$

При $\varepsilon = 19,5 \%$ $\rho \approx 10,4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-1}$. Значения остальных параметров приведены выше. Оценки показывают, что $\tau \approx 266,9 \text{ МПа}$. По сравнению со сдвиговыми напряжениями вклад в сопротивление скоплениям на краю образца оказывается значительным. Напряжение, рассчитанное по формуле

$$\tau = Gb\rho^{1/2} \text{Ln } n/(2\pi K),$$

учитывающей напряжения, вызванные скоплениями дислокаций, равно 165 МПа . Анализ числа дислокаций в скоплении DF для других ориентаций показал, что для всех ориентаций $n \approx 30$. Даже для ориентации $[\bar{1}39]$, для которой предел текучести примерно в 1,5 раза больше, чем для ориентации $[\bar{1}11]$, это число близко к значению $n \approx 30$. Анализ напряжений изображения $\tau_{\text{и}}$, возникающих вследствие влияния поверхности образца и действующих на головную дислокацию скопления, показал, что они незначительны по величине [17]: $\tau_{\text{и}} = Gb/(4\pi(L_{\text{п}} - L_{\text{ск}})) \approx 1/6300 \text{ МПа}$, где $L_{\text{п}}$ — расстояние от поверхности до головной дислокации; $L_{\text{ск}}$ — длина скопления ($L_{\text{п}} \approx 10^{-4} \text{ м}$, $L_{\text{ск}} \approx 2700 \text{ нм}$ при $T = 77 \text{ К}$, $\varepsilon \approx 20 \%$).

Таким образом, показано, что вклады скопления дислокаций в плоскости скольжения на краю образца в сопротивление деформированию могут существенно влиять на напряжение течения при низких температурах испытания ($T = 77 \text{ К}$), что приводит к отклонению от линейной зависимости $\tau = f(\rho^{0,5})$. Отклонение от линейной зависимости обусловлено тем, что скользящие дислокации привязаны к своей плоскости скольжения вследствие слабых термоактивированных процессов на дислокациях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абзаев Ю. А., Соловьева Ю. В., Козлов Э. В. и др. Расчеты сдвиговых напряжений в монокристаллах сплава Ni_3Ge // Изв. вузов. Физика. 1995. № 6. С. 48–53.
2. Абзаев Ю. А., Старенченко В. А., Соловьева Ю. В. и др. Анализ фрагментации деформации в монокристаллах Ni_3Ge // ПМТФ. 1998. Т. 39, № 1. С. 154–159.
3. Абзаев Ю. А., Старенченко В. А., Конева Н. А., Козлов Э. В. Изучение эволюции дислокационной структуры и механизмов упрочнения монокристаллов сплава Ni_3Ge , ориентированного для множественного скольжения // Изв. вузов. Физика. 1987. № 3. С. 65–70.
4. Старенченко В. А., Абзаев Ю. А., Конева Н. А. Потеря устойчивости однородной пластической деформации монокристаллов Ni_3Ge // Физика металлов и металловедение. 1987. Т. 64, вып. 6. С. 1178–1182.
5. Старенченко В. А., Абзаев Ю. А., Конева Н. А., Козлов Э. В. Термическое упрочнение и эволюция дислокационной структуры монокристаллов сплава Ni_3Ge // Физика металлов и металловедение. 1989. Т. 68, вып. 3. С. 595–601.
6. Старенченко В. А., Абзаев Ю. А. Температурная зависимость параметров междислокационного взаимодействия в монокристаллах Ni_3Ge // Металлофизика. 1991. № 2. С. 131–136.
7. Старенченко В. А., Абзаев Ю. А., Соловьева Ю. В., Козлов Э. В. Термическое упрочнение монокристаллов Ni_3Ge // Физика металлов и металловедение. 1995. Т. 79, вып. 1. С. 147–155.
8. Старенченко В. А., Соловьева Ю. В., Абзаев Ю. А., Смирнов Б. И. Ориентационная зависимость термического упрочнения монокристаллов сплава Ni_3Ge // Физика твердого тела. 1996. № 38. С. 3050–3058.
9. Старенченко В. А., Соловьева Ю. В., Абзаев Ю. А. и др. Эволюция дислокационной структуры при деформации монокристаллов сплава Ni_3Ge разной ориентации // Физика твердого тела. 1998. Т. 40, № 4. С. 81–89.
10. Старенченко В. А., Соловьева Ю. В., Абзаев Ю. А. Накопление дислокаций и термическое упрочнение в сплавах со сверхструктурой L_{12} // Физика твердого тела. 1999. Т. 41, № 3. С. 454–460.
11. Lomer J. N., Rozenberg H. M. The detection of dislocation by the temperature heat conductivity measurements // Philos. Mag. 1959. V. 4, N 340. P. 467–483.
12. Хоникомб Р. Пластическая деформация металлов. М.: Мир, 1972.
13. Виртман Дж., Виртман Дж. Механические свойства, несущественно зависящие от температуры // Физическое металловедение. М.: Мир, 1968. Вып. 3. С. 149–215.
14. Миркин Л. И. Физические основы прочности и пластичности. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1968.
15. Мак Лин Д. Механические свойства металлов. М.: Металлургия, 1965.
16. Ван Бюрен. Дефекты в кристаллах. М.: Изд-во иностр. лит., 1962.
17. Фридель Ж. Дислокации. М.: Мир, 1967.
18. Конева Н. А., Теплякова Л. А., Козлов Э. В. О природе упрочнения упорядоченных сплавов со сверхструктурой L_{12} // Структура и пластическое поведение сплавов. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1983. С. 74–99.
19. Конева Н. А., Козлов Э. В. Природа субструктурного упрочнения // Изв. вузов. Физика. 1982. № 8. С. 3–14.
20. Конева Н. А., Козлов Э. В. Закономерности субструктурного упрочнения // Изв. вузов. Физика. 1991. № 3. С. 56–70.
21. Taylor G. I. The mechanism of plastic deformation of crystals. Pt 1. Theoretical // Proc. Roy. Soc. London. Ser. A. 1934. V. 145. P. 362–387.

22. **Mott N. F.** The work hardening of metals // Trans. AIME. 1960. N 6. P. 962–968.
23. **Seeger A., Diehl J., Mader S., Rebstock H.** Workhardening and worksoftening of face-centered cubic metal crystals // Philos. Mag. 1957. V. 2, N 15. P. 323–350.
24. **Пак Н.-р., Saburi Т., Nenno S.** The effect on the temperature dependence of yield stress in Ni_3Ge single crystals // Trans. Japan Inst. Metals. 1978. V. 19, N 1. P. 35–42.
25. **Предводителев А. А.** Анализ возможностей построения теории упрочнения из опытов по дислокациям // Физика деформационного упрочнения монокристаллов. Киев: Наук. думка, 1972. С. 74–94.
26. **Сегерлинд Л.** Применение метода конечных элементов. М.: Мир, 1979.
27. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Теория упругости. М.: Наука, 1987.

*Поступила в редакцию 1/X 2001 г.,
в окончательном варианте — 25/IV 2002 г.*
