УДК 539.4.01.015

Физика твердого тела, том 31, в. 9, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 9, 1989

КИНЕТИКА ДЕЛЕНИЯ ЯЧЕЕК В ЯЧЕИСТОЙ ДИСЛОКАЦИОННОЙ СТРУКТУРЕ

Г. А. Малыгин

В процессе пластической деформации дислокационная структура в кристаллах, особенно металлических, как правило, не остается однородной, а приобретает характерное ячеистое строение [1-4]. Как установлено в [1], в первый момент после возникновения такой структуры существует довольно широкое распределение ячеек по размерам — от некоторого минимального размера Λ_1 до максимального Λ_2. В ходе дальнейшей деформации ячейки больших размеров измельчаются путем образования внутри них новых дислокационных границ [1-3]. Процесс деления ячеек продолжается до тех пор, пока не будет достигнут некоторый равновесный размер ячеек Λ_∞, близкий к Λ_1. В результате деления ячеек средний их размер уменьшается с деформацией (рис. 1).

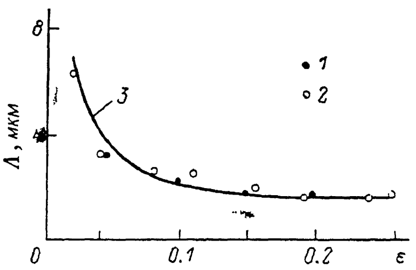

Рис. 1. Зависимость размера ячеек в Al при 293 K от величины пластической деформации.

1 — [2], 2 — [3], 3 — согласно (4).

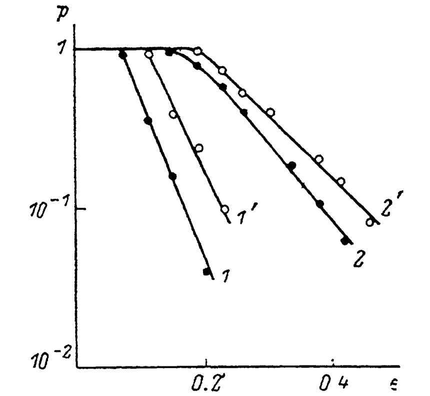

Рис. 2. Зависимость от деформации относительной доли объема сплава Ni_3Fe при 293 K, не занятого еще неразориентированой (*1*, *1'*) и разориентированной (*2*, *2'*) ячеистыми структурами.

1, *2* — размер зерна 40; *1'*, *2'* — 450 мкм [4].

Целью настоящей работы является теоретический анализ кинетики этого деления. В литературе этот вопрос не был до сих пор предметом специального теоретического обсуждения.

Для формирования новых дислокационных границ требуются, очевидно, свежие дислокации. Следовательно, кинетика размножения границ должна быть связана с кинетикой размножения дислокаций. В [5] было сформулировано уравнение эволюции неоднородной плотности дислокаций ρ на второй и третьей стадиях кривых деформационного упрочнения кристаллов, в пределах которых формируется и эволюционирует ячеистая структура

$$\frac{\partial\rho}{\partial\gamma}+(\xi-1)\frac{\lambda_D}{b\rho}\frac{\partial^2\rho}{\partial x^2}=\varkappa_m-\varkappa_i+\varkappa_f\rho^{1/2}-\varkappa_a\rho. \tag{1}$$

Здесь γ — деформация, x — пространственная координата, b — вектор Бюргерса. Уравнение (1) включает в себя процессы размножения (коэффициенты $\varkappa_m$ и $\varkappa_f$ [5, 6]), иммобилизации ($\varkappa_i$ [5]), аннигиляции ($\varkappa_a$ [6, 7]) и диффузии (λ_D, ξ [8]) дислокаций в деформируемом кристалле. Анализ стационарных ($\partial\rho/\partial\gamma=0$) решений этого уравнения показал [5], что при выполнении определенных условий оно описывает пространственно-периодическую дислокационную структуру с равновесным размером ячеек Λ_∞. В настоящей работе мы используем это уравнение для анализа кинетики деления ячеек, привлекая дополнительно для этой цели вытекающий из эксперимента принцип подобия дислокационных структур при различных степенях пластической деформации [1].

Согласно этому принципу, плотность дислокаций в границах дислокационных ячеек $\rho_г$ изменяется с деформацией по тому же закону, что и полная плотность дислокаций ρ, $\rho_г(\gamma)=\delta_г\,\rho(\gamma)$, где $\delta_г > 1$ — коэффициент подобия. Так как плотность границ на единицу длины $N=\Lambda^{-1}$, где Λ — текущий размер ячеек, а дислокации сосредоточены в основном в их границах, то полная плотность дислокаций $\rho=\Lambda^{-1}h^{-1}$, где $h=\rho_г^{-1/2}=\delta\rho^{-1/2}$ — расстояние между дислокациями в границах,[1] $\delta=\delta_г^{1/2}$. Таким образом, имеем $N=\Lambda^{-1}=\delta\rho^{1/2}(\gamma)$. Это означает, что эволюция N и Λ с деформацией определяется эволюцией ρ с γ, т. е. уравнением типа (1).

Подставляя в (1) $N=\Lambda^{-1}\sim\rho^{1/2}$ и предполагая, что процесс размножения границ и деления ячеек происходит квазигомогенно, получаем для безразмерных плотности границ $n=N/N_1$ и размера ячеек $\lambda=\Lambda/\Lambda_1$ уравнения

$$\frac{dn}{d\gamma}=\frac{1}{2}\varkappa_a\left(1-\frac{\psi_0}{n}\right)(1-n),\quad \frac{\partial\lambda}{\partial\gamma}=\frac{1}{2}\varkappa_a\lambda\,(1-\psi_0\lambda)\,(\lambda-1), \tag{2}$$

где

$$N_1=\Lambda_1^{-1}=\delta\rho_1^{1/2},$$

$$\psi_0=\frac{\rho_2^{1/2}}{\rho_1^{1/2}},\quad \rho_{1,2}^{1/2}=\left(\frac{\varkappa_f}{2\varkappa_a}\right)\left(1\pm\sqrt{1-\eta}\right),\quad \eta=\frac{4\varkappa_a}{\varkappa_f^2}(\varkappa_i-\varkappa_m). \tag{3}$$

Из уравнений (2) следует, что процесс размножения границ и деления ячеек начинается при $n>\psi_0$ или с учетом обозначений (3) при критическом расстоянии между границами $\Lambda_2=1/(\delta\rho_2^{1/2})$ и заканчивается при $n=1$, т. е. при $\Lambda_1=1/(\delta\rho_1^{1/2})$. Например, в меди [1] $\Lambda_1/\Lambda_2=\psi_0\approx0.17$.

По своему содержанию первое из уравнений (2) является типичным уравнением, описывающим кинетику фазового превращения [9], где n имеет смысл относительного объема материала, занятого новой фазой. В рассматриваемом случае новой «фазой» являются области кристалла с высокой плотностью дислокаций (дислокационные стенки). Поскольку для устойчивого роста «фазы» требуется некоторая критическая ее концентрация $n_k=\psi_0$, зависимость $n(\gamma)$ имеет сигмоидальный вид. Интегрируя (2) при $n\gg\psi_0$ и $\lambda\ll\psi_0^{-1}$, получаем (полагая $\Lambda_1=\Lambda_\infty$)

$$\Lambda=\Lambda_\infty/\left(1-e^{-\varkappa_a\gamma/2}\right),\quad n\approx1-e^{-\varkappa_a\gamma/2}. \tag{4}$$

Сплошная кривая на рис. 1 проведена в соответствии с первым выражением (4); $\gamma=m\varepsilon$, где m — ориентационный фактор. При относительно небольших деформациях $\gamma\ll2/\varkappa_a$ размер ячеек $\Lambda\sim1/\gamma$, а при больших стремится к равновесному значению Λ_∞ [5].

Из второго соотношения (4) следует, что доля объема материала, свободного от дислокационных границ, $p=1-n$ должна экспоненциально убывать с деформацией. На рис. 2 приведены результаты анализа [4] дислокационной структуры в упорядоченном сплаве Ni_3Fe (прямые *1*, *1'*), подтверждающие это экспоненциальное убывание. Видно, что для возникновения ячеистой структуры в этом сплаве требуется некоторая критическая величина деформации, тем бо́льшая, чем больше размер зерен. Интересно отметить, что и в случае разориентированной ячеистой структуры доля объема материала, еще не занятого ею, также экспоненциально снижается с ε (кривые *2*, *2'*).

---

[1] Границы ячеек имеют конечную ширину $\Delta\Lambda\gg b$ [1, 5], т. е. представляют из себя двумерные, а не одномерные, как в случае полигонизованных границ наклона, образования. Они содержат дислокации разного знака, среднее расстояние между которыми $h=\rho_г^{1/2}$.

В заключение заметим, что кинетический механизм образования ячеистых дислокационных структур (процесс пространственной самоорганизации дислокаций) хорошо согласуется с опытом и позволяет объяснить многие связанные с ними закономерности.

Список литературы

[1] Prinz F., Argon A. S. // Phys. St. Sol. (a), 1980. V. 57. N 2. P. 741—753.
[2] Youn. C. T., Headley T. J., Lytton J. L. // Mater. Sci. Eng. 1986. V. 81. N 1/2. P. 391—401.
[3] Tabata T., Imanaka S., Fujita H. // Acta Met. 1978. V. 26. N 3. P. 405—414.
[4] Конева Н. А., Лычагин Д. В., Жуковский С. П., Козлов Э. В. // ФММ. 1985. Т. 60. № 1. С. 171—179.
[5] Малыгин Г. А. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 1. С. 175—180.
[6] Владимирова Г. В., Малыгин Г. А., Рывкина Д. Г. // ФММ. 1989. Т. 67. № 2. С. 380—388.
[7] Малыгин Г. А. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 7. С. 2057—2072.
[8] Малыгин Г. А. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 10. С. 3174—3177.
[9] Кристиан Дж. Теория превращений в металлах и сплавах. М.: Мир. 1978. 806 с.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
5 января 1989 г.
В окончательной редакции
11 мая 1989 г.

УДК 535.375.5

Физика твердого тела, том 31, в. 9, 1989
Solid State Physics, vol. 31, N 9, 1989

110-ГРАДУСНЫЙ ТЕТРАГОНАЛЬНЫЙ СВЕРХПРОВОДНИК $(Y_{0.75}Sc_{0.25})(Ba_{0.75}Sr_{0.25})_2Cu_3O_\delta$

А. А. Буш, И. С. Дубенко, М. Ф. Лимонов, Ю. Ф. Марков, А. Г. Панфилов, Б. С. Разбирин, О. В. Соколова

При анализе путей повышения критической температуры T_c перехода в сверхпроводящее (СП) состояние были сформулированы эмпирические правила Маттиаса: T_c растет с уменьшением массы атома, входящего в сверхпроводящее соединение (в частном случае — изотопический эффект) и с увеличением его радиуса [1]. Заметим, что оба этих атомных параметра определяют частоты колебаний кристаллической решетки. Это обстоятельство предлагается использовать для универсальной оценки ожидаемых изменений T_c в новых СП-системах по колебательным спектрам. Другой закономерностью повышения T_c можно считать ее связь с неустойчивостью кристаллической решетки, отмеченную при исследовании систем типа Nb_3Sn [1, 2].

Одним из возможных путей увеличения T_c для высокотемпературных сверхпроводников является поиск смешанных соединений с неполными изовалентными замещениями, стабилизирующими кристаллическую решетку по возможности близко к концентрационной точке структурной неустойчивости. Поэтому перспективными представляются следующие ряды изовалентных замещений в исходной системе La—Ba—Cu—O, приводящие к последовательному уменьшению массы атомов: La $\rightarrow$ Y $\rightarrow$ Sc, Ba $\rightarrow$ Sr $\rightarrow$ Ca. В результате таких замен из-за существенного различия радиусов замещаемых атомов система может распадаться на ряд несмешивающихся фаз, поэтому для стабилизации решетки следует проводить двойную параллельную замену, например, типа $(Y_{1-x}Sc_x)(Ba_{1-y}Sr_y)_2Cu_2O_\delta$.

Ряд образцов $(Y_{1-x}Sc_x)(Ba_{1-y}Sr_y)_2Cu_3O_\delta$ был приготовлен по обычной керамической технологии, в качестве шихты использовались гомогенизированные смеси оксидов и карбонатов высокой степени чистоты. Рентгено-