

УДК 539.376.001

© 1992

АНОМАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ ПОРТЕВЕНА—ЛЕ ШАТЕЛЬЕ ПРИ СЕГРЕГАЦИИ ПРИМЕСЕЙ ВНЕДРЕНИЯ И ЗАМЕЩЕНИЯ НА ДИСЛОКАЦИЯХ

Г. А. Малыгин

Обсуждается количественно механизм возникновения аномального эффекта Портевена—Ле Шателье, т. е. увеличения, а не уменьшения с ростом температуры величины критической деформации появления первых скачков нагрузки на диаграммах деформации. При сегрегации атомов внедрения и замещения на дислокациях аномальный характер изменения критической деформации с температурой обусловлен нестабильностью твердых растворов соответственно атомов внедрения и деформационных вакансий, обеспечивающих ускоренную диффузию примесных атомов к дислокациям в растворах замещения. Нестабильность растворов вызвана в первом случае образованием в решетке соединений с участием атомов внедрения, во втором случае — поглощением вакансий дислокациями и другими вакансионными стоками в процессе пластической деформации.

Аномальный эффект Портевена—Ле Шателье (П—ЛШ), т. е. рост с температурой величины критической деформации ϵ_c , необходимой для появления первых скачков нагрузки на диаграммах деформации $\sigma-\epsilon$ (рис. 1), наблюдается при сегрегации на дислокациях как примесей внедрения [¹⁻³], так и замещения [⁴⁻⁷]. Такой необычный характер изменения ϵ_c с температурой, а также скоростью деформации находится в противоречии с существующими представлениями о механизме возникновения эффекта П—ЛШ, основанными как на динамической [⁸], так и статической [⁹⁻¹²] моделях динамического деформационного старения, т. е. закрепления дислокаций подвижными примесями в процессе пластической деформации. Согласно этим моделям, с ростом температуры T и снижением скорости деформации $\dot{\epsilon}$ критическая деформация должна уменьшаться. Это действительно имеет место в низкотемпературном интервале существования эффекта (рис. 2). Что же касается высокотемпературного интервала, то ситуация здесь, как видно из рисунка, обратная: с ростом температуры и снижением скорости деформации критическая деформация, наоборот, увеличивается.

Относительно причины возникновения указанной аномалии в настоящее время имеются лишь качественные соображения. Так, в [²] отмечается, что аномальная зависимость ϵ_c от T и $\dot{\epsilon}$ появляется, если в растворе внедрения (Ni—C) были предварительно сформированы частицы выделений, с которыми атомы углерода образуют карбидные соединения. Предполагается, что это приводит к нестабильности и растворению примесных атмосфер на дислокациях путем диффузии атомов углерода вдоль дислокаций к частицам выделений, что может быть причиной возникновения аномалии. Влияние когерентных выделений как стоков для неравновесных вакансий на величину критической деформации ϵ_c в растворах замещения обсуждается также в [⁷].

Целью настоящей работы является разработка количественной модели аномального эффекта П—ЛШ при закреплении дислокаций как примесями внедрения, так и замещения. Мы будем предполагать, что аномалия обусловлена

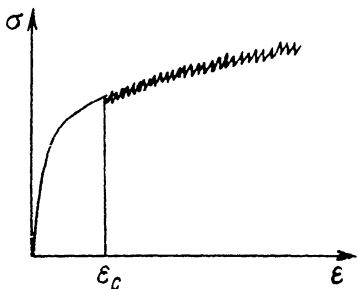


Рис. 1. Критическая деформация ϵ_c возникновения эффекта П—ЛШ.

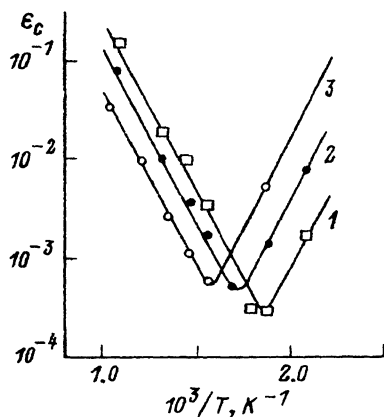


Рис. 2. Температурные зависимости критической деформации возникновения эффекта П—ЛШ в никелевом сплаве [2] при скоростях деформации $\dot{\epsilon} = 5.3 \cdot 10^{-5}$ (1), $5.3 \cdot 10^{-4}$ (2), $5.3 \cdot 10^{-3}$ с⁻¹ (3).

нестабильностью твердых растворов соответственно атомов внедрения и деформационных вакансий из-за поглощения их различными стоками в процессе пластической деформации. В разделе 1 с помощью статической модели динамического деформационного старения [9–12] получено выражение для критической деформации ϵ_c . В разделе 2 рассмотрено влияние дефицита примесных атомов из-за их поглощения частицами выделений на характер температурной и скоростной зависимости ϵ_c в растворах внедрения. В разделах 3 и 4 аналогичный анализ сделан относительно нестабильности раствора деформационных вакансий в сплавах замещения вследствие отжига вакансий на дислокациях и других вакансионных стоках.

1. Критическая деформация возникновения эффекта П—ЛШ

Согласно статической модели динамического деформационного старения [9–12], учитывающей в отличие от чисто динамической модели Коттрелла [8], что движение дислокаций в процессе пластической деформации происходит с остановками их на барьерах, которые дислокации преодолевают с помощью тепловых флуктуаций, концентрация сегрегировавших на дислокациях атомов описывается выражением

$$c = c_m [1 - e^{-(\epsilon_c/\dot{\epsilon})^{2/3}}], \quad \dot{\epsilon}_c = \delta \left(\frac{c_0}{c_m} \right)^{2/3} \left(\frac{\lambda_w}{b} \right) D \rho_m. \quad (1)$$

Здесь c_0 и c_m — концентрация примесных атомов соответственно в растворе и при насыщении ими дислокаций; $\delta = 3\pi^{3/2} W/kT$; W — энергия взаимодействия атома с дислокацией; k — постоянная Больцмана; λ_w — среднее расстояние между барьерами, которые дислокации преодолевают при помощи тепловых флуктуаций; b — вектор Бюргера; D — коэффициент диффузии примесей; ρ_m — плотность подвижных дислокаций.

Эффект П—ЛШ возникает, когда коэффициент скоростной чувствительности полного напряжения течения $\sigma = \sigma^*(\dot{\epsilon}) + \sigma_\mu + \Delta\sigma_c(\dot{\epsilon})$ становится отрицательным [10, 12, 13]

$$\left(\frac{\partial \sigma}{\partial \ln \dot{\epsilon}} \right)_\epsilon = \frac{kT}{V} \left[1 - \frac{V \Delta \sigma_m}{kT} \varphi(q) \right], \quad q = \dot{\epsilon}_c / \dot{\epsilon}. \quad (2a)$$

Здесь $kT/V = (\partial \sigma^* / \partial \ln \dot{\epsilon})_\epsilon$, V — активационный объем, σ^* и σ_μ — соответственно термическая и атермическая компоненты напряжения течения, $\Delta \sigma_c \sim c$ — напряжение закрепления дислокаций примесями, $\Delta \sigma_m \sim c_m$ — максимальное напряжение закрепления,

$$\varphi(q) = q \frac{df}{dq}, \quad f(q) = 1 - e^{-q^{2/3}}. \quad (2b)$$

Уравнение (2a) определяет верхнюю и нижнюю границы скоростей деформаций $q_1^{-1} \dot{\epsilon}_c < \dot{\epsilon} < q_2^{-1} \dot{\epsilon}_c$ существования эффекта П—ЛШ, где q_1 и q_2 — корни уравнения (2a). Согласно этому уравнению, условие возникновения первых скачков нагрузки имеет вид

$$\dot{\epsilon} < q_2^{-1} \delta \left(\frac{c_0}{c_m} \right)^{3/2} \left(\frac{\lambda_w}{b} \right) D \rho_m. \quad (3)$$

Так, при сегрегации атомов внедрения на дислокациях, подставляя в (3)

$$\rho_m = \kappa_m \epsilon^\beta, \quad D_i = D_0 e^{-u_m/kT},$$

где κ_m — коэффициент размножения дислокаций, $\beta > 0$, u_m — энергия активации диффузии атомов, D_0 — предэкспоненциальный фактор, получаем скоростную и температурную зависимости критической деформации возникновения нормального эффекта П—ЛШ в случае растворов внедрения

$$\epsilon > \epsilon_c = \left[\frac{q_2}{\delta} \left(\frac{c_m}{c_0} \right)^{3/2} \left(\frac{b}{\lambda_w} \right) \frac{\dot{\epsilon}}{\kappa_m D_i} \right]^{1/p_N} \sim (\dot{\epsilon} e^{u_m/kT})^{1/p_N}, \quad (4)$$

где $p_N = \beta$. На рис. 2 приведены температурные зависимости ϵ_c для никелевого сплава [2], содержащего в качестве примеси внедрения атомы углерода. Из этого рисунка видно, что в низкотемпературном ($T < 590$ К) интервале критическая деформация в соответствии с (4) уменьшается с ростом температуры и снижением скорости деформации. По наклону и сдвигу кривых при разных $\dot{\epsilon}$ находим, что в рассматриваемом сплаве $\beta = 0.9$, $u_m = 0.58$ эВ. Хорошее соответствие критерия (4) опыту при закреплении дислокаций примесями внедрения в условиях нормального эффекта П—ЛШ продемонстрировано в [1, 2, 14].

В высокотемпературном диапазоне $T > 590$ К по аналогии с (4) можно записать

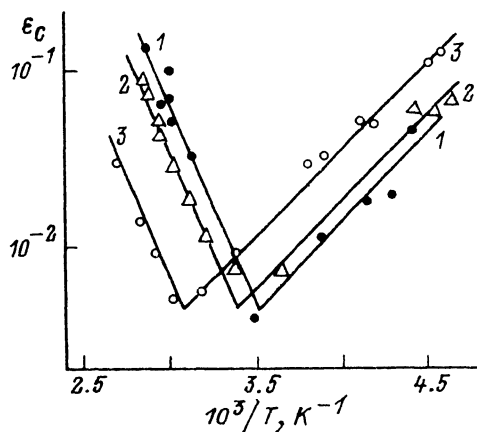
$$\epsilon_c \sim \dot{\epsilon}^{1/p_A} e^{u_A/kT}, \quad (5)$$

где $p_A = -2$, $u_A = -0.68$ эВ. Таким образом, при аномальном эффекте указанные параметры приобретают отрицательные значения. Аналогичная ситуация имеет место и при закреплении дислокаций примесями замещения (рис. 3).

2. Аномальный эффект П—ЛШ в растворах внедрения

Будем полагать, что нестабильность процесса сегрегации атомов на дислокациях вызвана не растворением примесных атмосфер на дислокациях [2], а дефицитом атомов внедрения в растворе вследствие образования в процессе

Рис. 3. Температурные зависимости критической деформации начала эффекта П—ЛШ в AlZnMg сплаве [7] при скоростях деформации $\dot{\epsilon} = 4.2 \cdot 10^{-5}$ (1), $8.4 \cdot 10^{-5}$ (2), $8.4 \cdot 10^{-4}$ с⁻¹ (3).



деформации соединений с их участием. Из выражения (4) видно, что снижение средней концентрации примесей c_0 должно увеличивать критическую деформацию возникновения эффекта П—ЛШ. Поскольку в сплавах внедрения концентрация примесных атомов обычно невелика, то их поглощение частицами выделений должно влиять на величину c_0 и оказывать тем самым влияние на процесс сегрегации атомов на дислокациях. С другой стороны, в ходе деформации в результате взаимодействия движущихся дислокаций с частицами выделений часть примесных атомов может снова перейти в раствор. Таким образом, средняя их концентрация в растворе c_i будет определяться конкуренцией указанных процессов.

Учитывая сказанное, уравнение баланса для внедренных атомов запишем в виде

$$\frac{dc_i}{dt} + z_i N_{\pi} R_{\pi} D_i c_i = \dot{c}_{ig}, \quad (6a)$$

где t — время; N_{π} и R_{π} — объемная плотность и радиус выделений; z_i — параметр, характеризующий эффективность соответствующей реакции; \dot{c}_{ig} — скорость поступления атомов в раствор в результате взаимодействия дислокаций с выделениями. Полагая $\epsilon = \dot{\epsilon}t$, $\dot{c}_{ig} = g_i \dot{\epsilon}$, получаем вместо (6a) уравнение

$$\frac{dc_i}{d\epsilon} + z_i N_{\pi} R_{\pi} (D_i / \dot{\epsilon}) c_i = g_i, \quad (6b)$$

где g_i — скорость поступления атомов в раствор на единицу деформации.

Интегрируя (6b) при начальном условии $c_i(0) = c_0$, получаем температурно-скоростную и деформационную зависимости c_i

$$c_i = c_{\infty} + (c_0 - c_{\infty}) e^{-\epsilon/\epsilon_{\infty}}, \quad (7a)$$

$$c_{\infty} = g_i \epsilon_{\infty}, \quad \epsilon_{\infty} = \frac{\dot{\epsilon}}{z_i N_{\pi} R_{\pi} D_i}. \quad (7b)$$

Здесь c_{∞} и ϵ_{∞} — соответственно концентрация атомов при равновесии процессов их поглощения и освобождения и характерная деформация, необходимая для установления этого равновесия. Из (7a) следует, что при $\epsilon \ll \epsilon_{\infty}$ концентрация $c_i = c_0$, что означает стабильность раствора, а при $\epsilon \gg \epsilon_{\infty}$ она становится функцией условий опыта $c_i = c_{\infty}(\epsilon, T)$. Подставляя в критическое условие (3) вместо c_0 концентрацию c_{∞} и $\rho_m = \kappa_m \epsilon^{\beta}$, получаем для критической деформации выражение

$$\epsilon_c = \left(\frac{q_2 b}{\delta \kappa_m \lambda_w} \right)^{1/\beta} \left(\frac{z_i N_{\pi} R_{\pi} c_m}{g_i} \right)^{3/2\beta} \left(\frac{\dot{\epsilon}}{D_0} e^{\mu_m / kT} \right)^{1/p_A}, \quad (8)$$

где $p_A = -2\beta$.

Таким образом, поскольку $p_A < 0$, характер зависимости ϵ_c от $\dot{\epsilon}$ и T (8) оказывается обратным тому, что имеет место при относительно низких температурах в условиях стабильности твердого раствора. Согласно рис. 2, при аномальном эффекте $p_A = -2$, $u_m/p_A = -0.68$ эВ, $u_m = 1.36$ эВ. Величина показателя степени p_A хорошо согласуется с его теоретической оценкой (8) при величине $\beta = 0.9$, найденной выше (4). В рамках рассматриваемого механизма получает также объяснение отмеченный в [2] факт увеличения критической деформации при аномальном эффекте П—ЛШ с ростом объемной плотности частиц N_p . Из (8) непосредственно видно, что $\epsilon_c \sim N_p^{3/2\beta}$. Более высокое по сравнению с нормальным эффектом (0.58 эВ) значение энергии активации $u_m = 1.36$ эВ при аномальном эффекте может быть связано, как это предполагается в [2], с вкладом в ее экспериментальную оценку энергии активации карбидообразования $z_i \sim e^{-u_c/kT}$. Соответствие теории и эксперимента может быть достигнуто при разумном значении этой энергии $u_c = 0.26$ эВ.

3. Нестабильность раствора деформационных вакансий

При температурах $T < 0.4 T_m$ (T_m — температура плавления), где в сплавах замещения наблюдается эффект П—ЛШ, ускоренная диффузия атомов замещения к дислокациям обеспечивается неравновесными вакансиями, генерируемыми дислокациями в процессе пластической деформации [8]. Коэффициент диффузии примесей равен $D = C_v(\epsilon) D_v$, где c_v — концентрация деформационных вакансий, $D_v = D_0 e^{-u_m/kT}$ — коэффициент диффузии вакансий, u_m — энергия активации их миграции. Полагая в (3) $c_v \sim \epsilon^m$, $\rho_m \sim \epsilon^\beta$, получаем в этом случае [15, 16]

$$\epsilon_c \sim (\dot{\epsilon} e^{u_m/kT})^{1/p_N}, \quad p_N = m + \beta. \quad (9)$$

На рис. 3 приведены результаты обработки данных [7] по температурно-скоростным зависимостям ϵ_c в сплаве AlZn5Mg1, из которых следует, что при $T < 280 \div 300$ К $p_N = 3.1$, $u_m/p_N = 0.2$ эВ, $u_m = 0.62$ эВ, что хорошо согласуется с величиной энергии активации миграции вакансий в алюминии $u_m^v = 0.6$ эВ. В области же более высоких температур с учетом (5) имеем $p_A = -1.35$, $u_A = -0.46$ эВ. Если считать, что $u_A = u_m/p_A$, то получаем то же самое значение u_m , что и при нормальном эффекте П—ЛШ. Таким образом, как и в случае растворов внедрения, аномалия обусловлена изменением знака показателя степени p в скоростной зависимости критической деформации $\epsilon_c \sim \dot{\epsilon}^{1/p}$ в высокотемпературном диапазоне существования эффекта П—ЛШ.

Поскольку какого-либо распада раствора замещения, который мог бы заметно изменить концентрацию в нем примесных атомов, в процессе пластической деформации не происходит, то единственной причиной, способной в данном случае привести к аномалии, является дефицит неравновесных вакансий и нестабильность их твердого раствора из-за поглощения вакансий различными вакансионными стоками. Учитывая это, имеем следующее уравнение для концентрации свободных вакансий:

$$\frac{dc_v}{dt} + zNRD_v c_v = \dot{c}_d \quad (10a)$$

где N , R и z — соответственно объемная плотность, радиус и параметр эффективности вакансионных стоков; \dot{c}_d — скорость генерации вакансий дислокациями. При деформации с постоянной скоростью $\epsilon = \dot{\epsilon}t$ $\dot{c}_d = (dc_d/d\epsilon) \dot{\epsilon}$ и уравнение (10a) принимает вид

$$\frac{dc_v}{d\varepsilon} + zNR (D_v/\dot{\varepsilon}) c_v = g_d \quad (10б)$$

где, согласно [17],

$$g_d = \frac{dc_d}{d\varepsilon} = \frac{1}{3} \frac{\sigma}{\mu}, \quad \sigma = \alpha \mu b \rho^{1/2}, \quad (10в)$$

σ — деформирующее напряжение, α — константа междислокационного взаимодействия, μ — модуль сдвига, $\rho = \rho(\varepsilon)$ — полная плотность дислокаций.

Интегрируя (10б) при начальном условии $c_v(0) = 0$, находим зависимость концентрации неравновесных вакансий в растворе от ε , $\dot{\varepsilon}$ и T

$$c_v = e^{-F(\varepsilon)} \int_0^\varepsilon g_d(\varepsilon) e^{F(\varepsilon)} d\varepsilon,$$

$$F(\varepsilon) = z \frac{D_v}{\dot{\varepsilon}} \int_0^\varepsilon NR d\varepsilon. \quad (11)$$

При $F \ll 1$, т. е. в отсутствие отжига вакансий, имеем с учетом (10в) и $\rho = \kappa_0 \varepsilon^{2k}$, $g_d = g_0 \varepsilon^k$

$$c_v(\varepsilon) = \int_0^\varepsilon g_d(\varepsilon) d\varepsilon = m^{-1} g_0 \varepsilon^m, \quad m = k + 1, \quad (12)$$

где $g_0 = (1/3) \alpha b \kappa_0^{1/2}$, κ_0 — полный коэффициент размножения дислокаций. В другом крайнем случае $F \gg 1$, т. е. заметном отжиге вакансий на стоках, с учетом зависимости плотности и радиусов стоков от времени $t = \varepsilon/\dot{\varepsilon}$ и, следовательно, от деформации $NR = S_0 \varepsilon^s$ имеем, принимая во внимание (12),

$$F(\varepsilon) = (\varepsilon/\varepsilon_v)^n,$$

$$\varepsilon_v = \left(\frac{n \dot{\varepsilon}}{z S_0 D_v} \right)^{1/n}, \quad n = 1 + s, \quad (13а)$$

$$c_v = g_0 \varepsilon_v^m G(x),$$

$$G(x) = e^{-x^n} \int_0^x x^{m-1} e^{x^n} dx, \quad (13б)$$

где $x = \varepsilon/\varepsilon_v$, S_0 — некоторый коэффициент. При $x \gg 1$ интеграл (13б) имеет асимптотический предел

$$G(x)|_{x \gg 1} \approx n^{-1} x^{m-n}, \quad (14)$$

что легко проверить интегрированием (13б) в простых случаях $m=1$, $n=1$ или $m=2$, $n=1$ и 2.

На рис. 4 показан характер деформационных зависимостей c_v при различных соотношениях показателей степеней m и n , определяющих интенсивности соот-

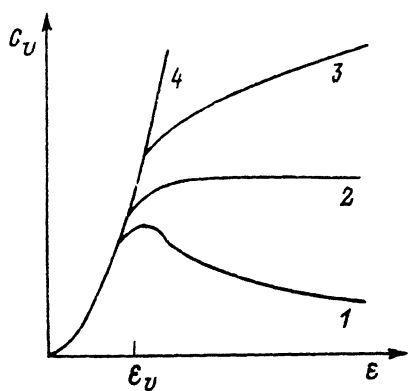


Рис. 4. Эволюция с деформацией концентрации неравновесных вакансий при различных соотношениях скоростей их генерации и отжига (схема).

ответственно генерации вакансий дислокациями и поглощения их стоками с ростом деформации. Если, например, имеет место только генерация вакансий ($n = 0$), то их концентрация непрерывно растет (кривая 4). При доминировании производства вакансий над их отжигом $m > n$ концентрация вакансий увеличивается, но более медленно, чем в отсутствие отжига (кривая 3). В противоположном случае преобладания отжига вакансий $n > m$ она убывает с ростом деформации (кривая 1) или остается постоянной при равенстве m и n (кривая 2).

Так, в случае поглощения дислокаций когерентными выделениями [7] с постоянной плотностью N_n и радиусом R_n имеем, согласно (11), при $\rho = \kappa_0 \varepsilon$

$$c_v = g_0 \varepsilon_v^{3/2} G(\varepsilon),$$

$$G(\varepsilon) = e^{-\varepsilon/\varepsilon_v} \int_0^{\varepsilon/\varepsilon_v} x^{1/2} e^x dx, \quad (15a)$$

$$\varepsilon_v = \frac{\dot{\varepsilon}/D_v}{z_n N_n R_n},$$

$$G(\varepsilon) \Big|_{\varepsilon \gg \varepsilon_v} \sim \varepsilon^{1/2}. \quad (15b)$$

Таким образом, по сравнению с отсутствием отжига ($c_v \sim \varepsilon^{3/2}$) поглощение вакансий частицами выделений приводит к менее интенсивному росту концентрации вакансий с деформацией ($c_v \sim \varepsilon^{1/2}$). При коагуляции вакансий в вакансионные петли с увеличивающимся со временем радиусом $R_n = (D_v t)^{1/2}$ [18], принимая во внимание, что $t = \varepsilon/\dot{\varepsilon}$, получаем

$$c_v = g_0 \varepsilon_v^{3/2} G(\varepsilon),$$

$$G(\varepsilon) = 1 - e^{-(\varepsilon/\varepsilon_v)^{3/2}}, \quad (16a)$$

$$\varepsilon_v = \left(\frac{3}{2z_n N_n} \right)^{2/3} \frac{\dot{\varepsilon}}{D_v},$$

$$G(\varepsilon) \Big|_{\varepsilon \gg \varepsilon_v} \approx 1. \quad (16b)$$

В рассматриваемом случае при $\varepsilon \gg \varepsilon_v$ концентрация вакансий достигает стационарного значения, зависящего только от температуры и скорости деформации. Наконец, при отжиге вакансий на дислокациях с плотностью ρ , полагая в (10a) $zNR = z_d \rho$, где z_d — параметр эффективности дислокаций как вакансионных стоков, имеем при тех же условиях, что и выше,

$$c_v = g_0 \varepsilon_v^{3/2} G(\varepsilon),$$

$$G(\varepsilon) = e^{-(\varepsilon/\varepsilon_v)^2} \int_0^{\varepsilon/\varepsilon_v} x^{1/2} e^{-x^2} dx, \quad (17a)$$

$$\varepsilon_v = \left(\frac{2\dot{\varepsilon}/D_v}{z_d \chi_0} \right)^{1/2},$$

$$G(\varepsilon) |_{\varepsilon \gg \varepsilon_v} \sim \varepsilon^{-1/2}. \quad (17b)$$

В данном случае отжиг вакансий доминирует над процессом их генерации.

Во всех рассмотренных случаях с началом отжига вакансий на стоках ($\varepsilon > \varepsilon_v$) концентрация вакансий становится функцией скорости деформации $\dot{\varepsilon}$. Это обстоятельство, как будет видно дальше, имеет решающее значение для возникновения аномального эффекта П—ЛШ при закреплении дислокаций примесями замещения.

4. Аномальный эффект П—ЛШ в растворах замещения

Сделанный выше анализ экспериментальных данных (рис. 2, 3) показывает, что аномальный характер температурно-скоростных зависимостей ε_c при повышенных температурах и пониженных скоростях деформации связан с изменением знака показателя степени p , характеризующего скоростную зависимость критической деформации

$$p = \left(\frac{\partial \ln \varepsilon_c}{\partial \ln \dot{\varepsilon}} \right)_T^{-1}. \quad (18a)$$

Дифференцируя критическое условие (3) относительно $\dot{\varepsilon}$ с учетом того, что коэффициент диффузии атомов замещения $D \sim c_v$ зависит в общем случае от ε и $\dot{\varepsilon}$, находим

$$p = \frac{\left(\frac{\partial \ln \rho_m}{\partial \ln \varepsilon} \right)_T + \left(\frac{\partial \ln c_v}{\partial \ln \varepsilon} \right)_{T, \dot{\varepsilon}}}{1 - \left(\frac{\partial \ln c_v}{\partial \ln \dot{\varepsilon}} \right)_{T, \varepsilon}}. \quad (18b)$$

Далее, принимая во внимание обозначения (12) и (13), получаем

$$p = \frac{\beta + r}{1 - \frac{m - r}{n'}}$$

$$r = \left(\frac{\partial \ln c_v}{\partial \ln \varepsilon} \right)_{T, \dot{\varepsilon}},$$

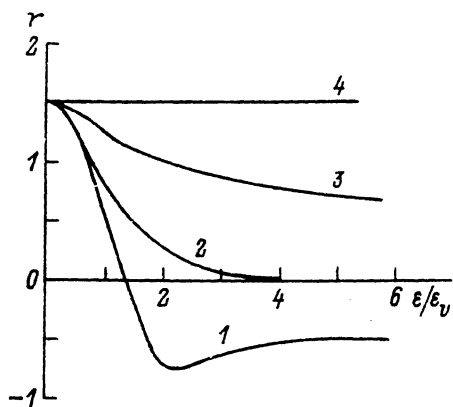


Рис. 5. Эволюция с деформацией показателя степени r при отжиге неравновесных вакансий на дислокациях (1), вакансионных петлях (2), частицах выделений (3), в отсутствие отжига (4).

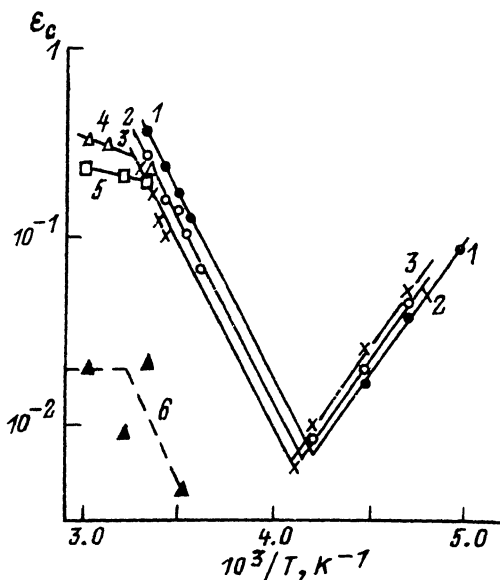


Рис. 6. Температурные зависимости критической деформации возникновения эффекта П—ЛШ в сплаве AlMg7 [6] с различной величиной зерна d .

1 — 20, 2 — 50, 3 — 200, 4 — 400, 5 — 800 и 6 — 1300 мкм.

$$n' = \left(\frac{\partial \ln \varepsilon_v}{\partial \ln \dot{\varepsilon}} \right)_{T, \varepsilon}^{-1}, \quad (19)$$

где $n' = n$ при отжиге вакансий на дислокациях и выделениях и $n' \neq n$ при поглощении вакансий петлями с увеличивающимся радиусом.

На рис. 5 приведены деформационные зависимости эффективного показателя степени r , рассчитанные согласно выражениям (15)—(17). В отсутствие отжига вакансий на стоках и зависимости c_v от $\dot{\varepsilon}$ (кривая 4) $r = m$, следовательно, в (19) $p = p_N = m + \beta$. Аномалия возникает, когда $p < 0$. При $\beta + r > 0$ это имеет место, если

$$n' - m + r < 0. \quad (20)$$

Из рис. 5 следует, что при отжиге вакансий на дислокациях ($n' = n = 2$, $m = 3/2$) условие (20) выполняется при $r < -0.5$ и $\varepsilon > \varepsilon_A$, где $\varepsilon_A = 1.8 \varepsilon_v$ — критическая деформация наступления аномального эффекта. При коагуляции вакансий в вакансионные петли ($n' = 1$, $m = 3/2$) соответственно имеем $r(\varepsilon_A) = 0.5$, $\varepsilon_A = 1.5 \varepsilon_v$. Видно также (кривая 3), что в случае поглощения вакансий частицами выделений ($n' = n = 1$) условие (20) не выполняется.

Значения критических деформаций ε_A , найденные выше, соответствуют также критическим деформациям ε_c появления надрезов на зависимостях $\lg \varepsilon_c - T^{-1}$ (рис. 3). Действительно, дифференцируя условие (3) по T^{-1} , получаем для эффективной энергии активации u с учетом зависимости $D \sim C_v$ от ε и T выражение

$$u = k \left(\frac{\partial \ln \varepsilon_c}{\partial T^{-1}} \right)_\varepsilon = -k \frac{\frac{d \ln D_v}{dT^{-1}} + \left(\frac{\partial \ln c_v}{\partial T^{-1}} \right)_{\varepsilon, \dot{\varepsilon}}}{\left(\frac{\partial \ln \rho_m}{\partial \ln \varepsilon} \right)_\varepsilon + \left(\frac{\partial \ln c_v}{\partial \ln \varepsilon} \right)_{\varepsilon, T}}. \quad (21)$$

Вычисляя производные, находим

$$u = u_m \frac{1 - \frac{m-r}{n'}}{\beta + r} = \frac{u_m}{p}. \quad (22)$$

Таким образом, опрокидывание зависимостей $\lg \varepsilon_c - T^{-1}$ на рис. 3 ($u < 0$) определяется условием $p < 0$ (20) и наступает при критических деформациях $\varepsilon_c = \varepsilon_A \approx \varepsilon_v$. Величина эффективной энергии активации при аномальном эффекте $u_A = u_m/p_A$ зависит от величины показателя степени $p_A < 0$. Так, при $\beta = 1$, $m = 3/2$, $n' = 1$ и $r = 0$ (рис. 5, кривая 2) имеем, согласно (19), $p_A = -2$, а при тех же β и m , но $n' = n = 2$ и $r \approx -0.7$ (кривая 1) получаем $p_A \approx -3$. Эти оценки согласуются с экспериментом [4, 16].

Из рис. 3 видно также, что температура T_A наступления аномального эффекта увеличивается с ростом скорости деформации, при этом критическая деформация $\varepsilon_c = \varepsilon_A$, когда это происходит, не зависит от $\dot{\varepsilon}$. Учитывая это обстоятельство, получаем в случае отжига вакансий на дислокациях (176), что

$$T_A = \frac{u_m}{k \ln (z \kappa_0 D_0 \varepsilon_A^2 / 2 \dot{\varepsilon})}. \quad (23)$$

Из (23) в согласии с опытом следует, что с ростом $\dot{\varepsilon}$ температура T_A увеличивается. Известно, что в поликристаллах коэффициент размножения дислокаций $\kappa_0 \sim d^{-1}$, где d — размер зерна. Следовательно, с ростом величины зерна температура T_A , согласно (23), должна повышаться при условии, что критическая деформация $\varepsilon_c = \varepsilon_A$ не зависит от d . На рис. 6 приведены результаты обработки температурных зависимостей $\varepsilon_c(T)$ для сплава AlMg7 [6] в координатах $\lg \varepsilon_c - T^{-1}$ при варьировании размеров зерен в широких пределах, подтверждающие этот вывод.

В заключение заметим, что в свете ведущихся в настоящее время дискуссий [16, 19, 20] относительно роли деформационных вакансий в механизме возникновения эффекта П—ЛШ при сегрегации атомов замещения на дислокациях полученные в настоящей работе результаты довольно однозначно свидетельствуют, что неравновесные вакансии играют важную роль в этом механизме как в случае нормального, так и аномального эффектов П—ЛШ. В последнем случае они его в значительной степени и определяют.

Список литературы

- [1] Nakada Y., Keh A. S. // Acta Met. 1970. V. 18. N 4. P. 437—443.
- [2] Hayes R. W., Hayes W. C. // Acta Met. 1982. V. 30. N 7. P. 1295—1301; 1984. V. 32. N 2. P. 259—267.
- [3] Pink E., Grinberg A. // Mater. Sci. Eng. 1981. V. 51. P. 1—8.
- [4] Guillot J., Grilhe J. // Acta Met. 1972. V. 20. N 2. P. 295—299.
- [5] Pink E., Grinberg A. // Acta Met. 1982. V. 30. N 12. P. 2153—2160.
- [6] Ikeno S., Uetani Y., Tada S. // J. Jap. Inst. Met. 1984. V. 48. N 12. P. 1163—1167.
- [7] Pink E. // Acta Met. 1989. V. 37. N 37. P. 1773—1781.
- [8] Cottrell A. H. // Phil. Mag. 1953. V. 44. N 355. P. 829—831.
- [9] McCormick P. G. // Acta Met. 1972. V. 20. N 3. P. 351—354.
- [10] Van den Beukel A. // Phys. Stat. Sol. (a). 1975. V. 39. N 1. P. 197—206.

- [11] Малыгин Г. А. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 9. С. 2806—2813.
[12] Malygin G. A. // Phys. Stat. Sol. (a). 1982. V. 72. N 2. P. 493—501.
[13] Van den Brink S. H., van den Beukel A., McCormick P. G. // Phys. Stat. Sol. (a). 1975. V. 30. N 2. P. 469—477.
[14] McCormick P. G. // Acta Met. 1973. V. 21. N 7. P. 873—878.
[15] Ham R. K., Jaffrey D. // Phil. Mag. 1967. V. 15. N 135. P. 247—256.
[16] Van den Beukel A. // Acta Met. 1980. V. 28. N 7. P. 965—969.
[17] Фридель Ж. Дислокации. М.: Мир, 1967. 643 с.
[18] Кириченко В. В., Слезов В. В., Рожанский В. Н // ФТТ. 1973. Т. 15. № 10. С. 2865—2870.
[19] Van den Beukel A., Kocks U. F. // Acta Met. 1982. V. 30. N 38. P. 1027—1034.
[20] Kubin L. P., Estrin Y. // Acta Met. Mater. 1990. V. 38. N 5. P. 697—707.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
15 января 1992 г.