

Деформационное упрочнение в условиях структурной сверхпластичности

© В.Н. Чувильдеев, О.Э. Пирожникова, А.В. Нохрин, М.М. Мышляев^{*,**}

Научно-исследовательский физико-технический институт
Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

* Институт физики твердого тела Российской академии наук,
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

** Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова Российской академии наук,
117911 Москва, Россия

E-mail: nokhrin@nifti.unn.ru

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 17 августа 2006 г.)

Рассмотрена модель, позволяющая описывать явление упрочнения мелкозернистых материалов, деформируемых в условиях структурной сверхпластичности (ССП). Показано, что в условиях СПП зависимость напряжения течения от степени деформации обусловлена возникновением полей внутренних напряжений, создаваемых дефектами, вносимыми в границы зерен при внутризеренном скольжении. Получены выражения, позволяющие описывать зависимость напряжения течения от скорости и температуры сверхпластической деформации, а также структурных параметров материала.

Настоящая работа выполнена при поддержке Международного научно-технического центра ISTC (грант N 2809), CRDF (грант N Y2-E-01-03), РФФИ (гранты № 05-08-18262а, 06-08-01119а, 04-02-16129 и 04-02-97261), Фонда грантовой поддержки фундаментальных исследований в области физики металлов и металлургии (грант № 25-05-02), а также Научно-образовательного центра „Физика твердотельных наноструктур“ Нижегородского государственного университета и Программы „Фундаментальные исследования в высшем образовании“ (BRHE).

PACS: 62.20.Fe, 81.40.Ef, 61.72.Cc

1. Введение

В сплавах, деформируемых в условиях сверхпластичности, характерная зависимость напряжения течения σ от степени деформации ε имеет вид, показанный на рисунке (часть а) [1–6]. На кривой $\sigma(\varepsilon)$ в общем случае можно выделить три стадии: I — стадия упрочнения (иногда удобно выделять подстадии Ia — стадия интенсивного упрочнения, Ib — стадия слабого упрочнения), II — стадия стационарного течения, III — стадия разупрочнения. Продолжительность стадий зависит от температуры и скорости деформации. При малых скоростях деформации обычно наблюдается только стадия упрочнения. При оптимальных скоростях сверхпластичности стадия упрочнения сменяется стадией стационарного течения. И, наконец, при высоких скоростях деформации сразу после первой стадии следует третья — стадия разупрочнения.

Традиционно предполагается, что деформационное упрочнение при сверхпластической деформации связано с процессами, препятствующими протеканию зернограницного проскальзывания. Эта точка зрения нашла отражение в моделях [8,9], где в качестве причины деформационного упрочнения при сверхпластичности указывается рост зерен. Действительно, на установившейся стадии пластического течения реологическое уравнение, связывающее скорость зернограницной деформации $\dot{\varepsilon}$,

напряжение течения σ и размер зерна d , имеет вид [1–3]

$$\dot{\varepsilon} = A \left(\frac{\sigma}{G} \right)^{1/m} \left(\frac{b}{d} \right)^p \exp\left(-\frac{Q_b}{kT} \right), \quad \sigma = A' \dot{\varepsilon}^m d^{mp}, \quad (1)$$

где p — показатель степени размера зерна $p = 2-3$, A и A' — численные коэффициенты, G — модуль сдвига, b — вектор Бюргерса, Q_b — энергия активации, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, m — коэффициент скоростной чувствительности напряжения течения ($m = \partial \lg \sigma / \partial \lg \dot{\varepsilon}$).

Из (1) следует, что при наличии роста зерен для обеспечения постоянства скорости деформации $\dot{\varepsilon}$ необходимо соответствующее увеличение напряжения течения σ .

Как известно, рост зерен при сверхпластичности описывается степенной зависимостью [7,10,11]

$$d^a - d_0^a = \alpha(\dot{\varepsilon})t, \quad (2)$$

где d_0 и d — исходный и текущий размеры зерен, показатель степени $a = 2$ или 3 , $\alpha(\dot{\varepsilon})$ — параметр, зависящий от скорости деформации $\dot{\varepsilon}$, диффузионных констант материала, структурных параметров и условий деформации. Подставляя (1) в (2) и полагая (при $\dot{\varepsilon} = \text{const}$) $t = \varepsilon / \dot{\varepsilon}$, получим выражение

$$\sigma \sim A' \dot{\varepsilon}^m [d_0^a + \alpha(\dot{\varepsilon})\varepsilon / \dot{\varepsilon}]^{mp/a}. \quad (3)$$

Коэффициент деформационного упрочнения $n = \partial \lg \sigma / \partial \lg \dot{\varepsilon}$ в этом случае имеет вид

$$n = \frac{mp}{a} \cdot \frac{\alpha(\dot{\varepsilon}) \cdot \varepsilon / \dot{\varepsilon}}{(d_0^a + \alpha(\dot{\varepsilon}) \cdot \varepsilon / \dot{\varepsilon})} = \frac{mp}{a} \cdot \left(\frac{d^a - d_0^a}{d^a} \right). \quad (4)$$

Нетрудно убедиться, что при оптимальных для структурной сверхпластичности значениях параметров $p = 2$, $m = 0.5$, $a = 2$ и типичном для структурной сверхпластичности (ССП) изменении размеров зерен не более чем в два раза приращение напряжений $\Delta\sigma$ будет составлять примерно 100% и величина коэффициента n не будет превышать 0.25. Таким образом, рост зерен, определяемый зависимостью (2), может „обеспечить“ лишь сравнительно слабое упрочнение. Что же касается сильного упрочнения, характеризуемого приращением напряжений $\Delta\sigma \sim 300\text{--}500\%$ и показателем $n \sim 1$, наблюдаемого в большинстве сверхпластичных сплавов, то его происхождение не может быть объяснено ростом зерен.

Цель настоящей работы — разработка модели, позволяющей объяснить интенсивное деформационное упрочнение на стадии I сверхпластического течения и получить выражения, описывающие зависимость параметров деформационного упрочнения от скорости и температуры сверхпластической деформации, а также характеристик микроструктуры материала.

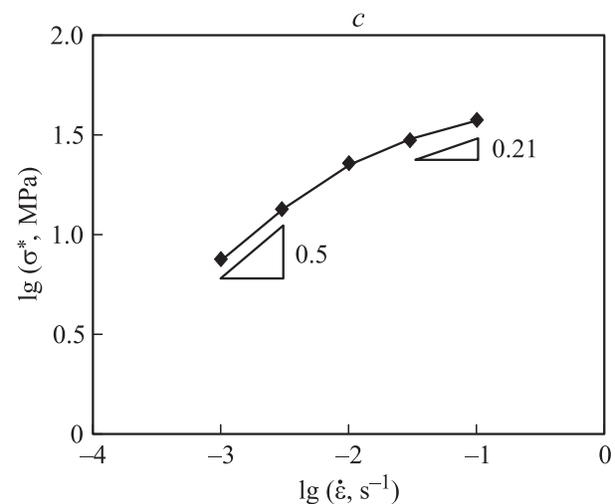
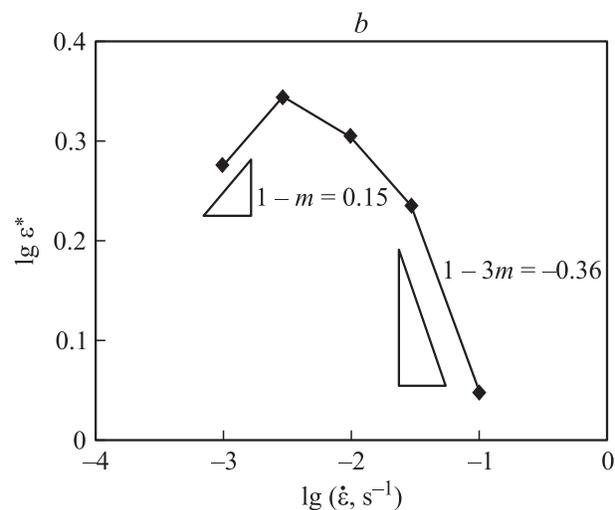
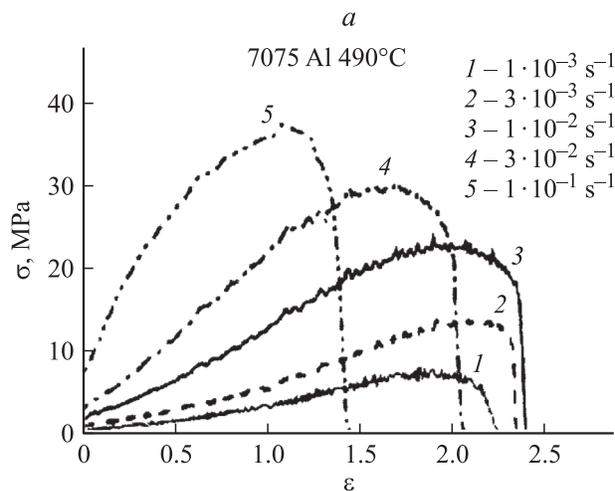
2. Экспериментальные данные

Работы, в которых приведены зависимости $\sigma(\varepsilon)$ в различных сверхпластичных материалах, весьма разнообразны и многочисленны. Их подробное рассмотрение и анализ — тема специального исследования. Здесь для примера рассмотрено несколько сверхпластичных сплавов, деформированное поведение которых представляется достаточно типичным [1,3–7].

Для описания поведения кривых $\sigma(\varepsilon)$ на стадии упрочнения будем использовать значения σ^* и ε^* — напряжение и деформацию, при достижении которых упрочнение завершается и сменяется либо стационарным течением, либо разупрочнением. Значения σ^* и ε^* зависят от скорости деформации $\dot{\varepsilon}$. Для анализа этих зависимостей построим кривые $\lg \varepsilon^* / \lg \dot{\varepsilon}$ и $\lg \sigma^* / \lg \dot{\varepsilon}$ (части *b* и *c* на рисунке).

Из рисунка (часть *b*) видно, что зависимость $\lg \varepsilon^* / \lg \dot{\varepsilon}$ в общем случае немонотонна. На ней легко выделяются по крайней мере две стадии. При малых скоростях сверхпластической деформации $\dot{\varepsilon} < \dot{\varepsilon}_1^c$ при повышении $\dot{\varepsilon}$ наблюдается рост ε^* . При высоких скоростях $\dot{\varepsilon} > \dot{\varepsilon}_1^c$ наблюдается обратная картина — при увеличении скорости деформации величина ε^* снижается.

Следует отметить, что указанная двухстадийность имеет место не во всех сплавах. В ряде случаев наблюдается только спадающая ветвь, когда ε^* снижается с ростом скорости деформации.



a — типичные зависимости напряжение–деформация при различных скоростях сверхпластической деформации, сплав 7075, 490°C [7]. *b* — зависимость $\lg \varepsilon^* / \lg \dot{\varepsilon}$, построенная по данным, приведенным на части *a*. *c* — зависимость $\lg \sigma^* / \lg \dot{\varepsilon}$, построенная по данным, приведенным на части *a*.

Экспериментальные и теоретические значения параметров упрочнения при сверхпластической деформации

Сплав 7055 $T_{\text{def}} = 450^\circ\text{C}$ [1]	$\dot{\varepsilon}, \text{s}^{-1}$	$8.3 \cdot 10^{-5}$	$3.3 \cdot 10^{-4}$	$1.7 \cdot 10^{-3}$	$8.3 \cdot 10^{-3}$	$3.3 \cdot 10^{-2}$	$8,3 \cdot 10^{-2}$						
	σ^*, MPa	6.78	7.08	13.35	22.07	38.60	42.71						
	ε^*	2.03	2.30	0.37	0.35	0.18	0.06						
	m_{exp}	0.50											
	K^ε	$K_{(\text{exp})}^\varepsilon = -0.56, K_{(\text{th})}^\varepsilon = -0.50$											
	K^σ	$K_{(\text{exp})}^\sigma = 0.36, K_{(\text{th})}^\sigma = 0.25$											
Сплав ZK61 $T_{\text{def}} = 200^\circ\text{C}$ [3]	$\dot{\varepsilon}, \text{s}^{-1}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^{-1}$	$1 \cdot 10^{-1}$						
	σ^*, MPa	13.13	24.07	49.01	105.03	165.43	165.43						
	ε^*	0.30	1.05	1.32	0.95	0.41	0.41						
	m_{exp}	0.50											
	K^ε	$K_{(\text{exp})}^\varepsilon = -0.54$			$K_{(\text{exp})}^\varepsilon = -0.36, K_{(\text{th})}^\varepsilon = -0.50$								
	K^σ	$K_{(\text{exp})}^\sigma = 0.26, K_{(\text{th})}^\sigma = 0.50$			$K_{(\text{exp})}^\sigma = 0.19, K_{(\text{th})}^\sigma = 0.25$								
Сплав 2219 $T_{\text{def}} = 500^\circ\text{C}$ [4]	$\dot{\varepsilon}, \text{s}^{-1}$	$2.2 \cdot 10^{-4}$	$5.5 \cdot 10^{-4}$	$2.2 \cdot 10^{-3}$	$5.5 \cdot 10^{-3}$	$2.2 \cdot 10^{-2}$	$1.1 \cdot 10^{-1}$						
	σ^*, MPa	5.30	7.67	12.83	14.92	22.73	31.79						
	ε^*	0.83	0.65	0.37	0.19	0.20	0.20						
	m_{exp}	0.43 ÷ 0.48											
	K^ε	$K_{(\text{exp})}^\varepsilon = -0.48, K_{(\text{th})}^\varepsilon = -0.29 \div 0.44$											
	K^σ	$K_{(\text{exp})}^\sigma = 0.25, K_{(\text{th})}^\sigma = 0.25$											
Сплав ZK60 $T_{\text{def}} = 200^\circ\text{C}$ [5]	$\dot{\varepsilon}, \text{s}^{-1}$	$2.6 \cdot 10^{-6}$	$5.0 \cdot 10^{-6}$	$1.0 \cdot 10^{-5}$	$3.0 \cdot 10^{-5}$	$3.0 \cdot 10^{-5}$	$3.0 \cdot 10^{-5}$						
	σ^*, MPa	18.87	24.84	30.19	44.65	44.65	44.65						
	ε^*	$0.79 \div 0.89$	$0.67 \div 0.74$	0.36	0.36	$0.15 \div 0.30$	$0.15 \div 0.30$						
	m_{exp}	0.50											
	K^ε	$K_{(\text{exp})}^\varepsilon = -0.70, K_{(\text{th})}^\varepsilon = -0.60$											
	K^σ	$K_{(\text{exp})}^\sigma = 0.35, K_{(\text{th})}^\sigma = 0.25$											
Сплав Al-Ga $T_{\text{def}} = 500^\circ\text{C}$ [6]	$\dot{\varepsilon}, \text{s}^{-1}$	4.16	2.08	4.16	1.04	2.08	4.16	1.04	4.16	1.04	2.08	4.16	
	σ^*, MPa	$\cdot 10^{-5}$	$\cdot 10^{-4}$	$\cdot 10^{-4}$	$\cdot 10^{-3}$	$\cdot 10^{-3}$	$\cdot 10^{-3}$	$\cdot 10^{-2}$	$\cdot 10^{-2}$	$\cdot 10^{-1}$	$\cdot 10^{-1}$	$\cdot 10^{-1}$	
	ε^*	1.75	2.68	4.49	5.14	6.46	8.54	10.72	15.49	19.92	24.1	24.7	
	ε^*	0.32	0.46	0.60	0.71	0.78	0.79	0.79	0.71	0.74	0.63	0.33	
	m_{exp}	0.72						—					
	K^ε	$K_{(\text{exp})}^\varepsilon = 0.23, K_{(\text{th})}^\varepsilon = 0.28$						$K_{(\text{exp})}^\varepsilon = -0.90, K_{(\text{th})}^\varepsilon = -1.10$					
	K^σ	$K_{(\text{exp})}^\sigma = 0.34, K_{(\text{th})}^\sigma = 0.50$						$K_{(\text{exp})}^\sigma = 0.27, K_{(\text{th})}^\sigma = 0.25$					

Примечание. m_{exp} — величина коэффициента скоростной чувствительности (m), определенная на основе анализа экспериментальных данных.

Для количественного описания характера зависимости $\lg \sigma^* / \lg \dot{\varepsilon}$ введем параметр $K^\varepsilon = \partial \lg \sigma^* / \partial \lg \dot{\varepsilon}$. Заметим, что при малых скоростях деформации (при $\dot{\varepsilon} < \dot{\varepsilon}^\varepsilon$) значение K^ε — положительное. При высоких скоростях деформации ($\dot{\varepsilon} > \dot{\varepsilon}^\varepsilon$) параметр K^ε отрицателен. Численные значения параметра K^ε для каждого рассмотренного сплава приведены в таблице.

На рисунке (часть c) приведена зависимость $\lg \sigma^* / \lg \dot{\varepsilon}$. Эта кривая также может быть разделена на стадии. При малых скоростях деформации ($\dot{\varepsilon} < \dot{\varepsilon}^\sigma$) ее наклон, характеризуемый параметром $K^\sigma = \partial \lg \sigma^* / \partial \lg \dot{\varepsilon}$, как правило, выше, чем при высоких

скоростях ($\dot{\varepsilon} > \dot{\varepsilon}^\sigma$) деформации. Величина параметра K^σ в соответствующих интервалах скоростей также приведена в таблице. (Здесь $\dot{\varepsilon}^\varepsilon, \dot{\varepsilon}^\sigma$ — некоторые „переходные“ скорости деформации, параметры, смысл которых должен быть „прояснен“ при построении модели).

Заметим, что „переходные“ скорости $\dot{\varepsilon}^\sigma$ и $\dot{\varepsilon}^\varepsilon$ различны у разных материалов и зависят от температуры деформации. Важно подчеркнуть, что при $T = \text{const}$ изменение характера кривой $\lg \sigma^* / \lg \dot{\varepsilon}$ и изменение наклона зависимости $\lg \sigma^* / \lg \dot{\varepsilon}$ происходит при близких скоростях деформации, т.е. как правило, $\dot{\varepsilon}^\varepsilon \sim \dot{\varepsilon}^\sigma$.

3. Модель упрочнения при сверхпластической деформации

В соответствии с [11–13], явление структурной сверхпластичности объясняется переходом границ зерен в неравновесное состояние, возникающее под действием потоков решеточных дислокаций (РД). Испускаемые границами и стыками зерен решеточные дислокации быстро пересекают зерно и вновь попадают в границу. Если скорость генерации этих дислокаций соответствует скорости их поглощения границами, то в объеме зерен дефекты не накапливаются. В этом случае величина напряжения, необходимая для обеспечения внутриверного скольжения, может быть обусловлена либо процессами генерации дислокаций с границ и стыков зерен, либо процессами их „вхождения“ в границу зерна. Как показывает анализ, оба указанных процесса тесно связаны между собой и в ряде случаев могут быть описаны в рамках одной модели [14].

Взаимодействие потоков решеточных дислокаций с границей зерна в процессе внутриверной деформации приводит не только к изменению диффузионных свойств границ зерен — их переходу в неравновесное состояние — но и к накоплению дефектов в границах [11].

Накапливающиеся в границе дефекты создают поля внутренних напряжений σ_i , которые препятствуют движению РД, осуществляющих внутриверную деформацию. В соответствии с [8,10,11], величина внутренних напряжений σ_i зависит от плотности ρ_b распределенных в границах дислокаций ориентационного несоответствия и плотности вектора Бюргерса w_t скользящих компонент делокализованных дислокаций $\sigma_i = \sigma_i(\rho_b, w_t)$. (Нормальные компоненты w_n вектора Бюргерса делокализованных дислокаций образуют дополнительный разворот в границе и создают стыковые дисклинации, которые в соответствии с [15] могут быть описаны как система дисклинационных диполей с плечом d и мощностью $\omega \sim w_n$; эффективные поля напряжений таких диполей проявляются на расстояниях порядка размера зерна d и оказывают малое влияние на величину поля внутренних напряжений вблизи границ). Предположим, что внутренние напряжения $\sigma_i(\rho_b, w_t)$ определяют величину необходимого для осуществления сверхпластической деформации уровня внешних напряжений [11]

$$\sigma \approx \sigma_i(\rho_b, w_t). \quad (5)$$

Величина σ_i в первом приближении пропорциональна плотности распределенных в границе зерна дефектов и может быть вычислена по формуле [11]

$$\sigma_i = \varphi_1 G \rho_b \Delta b + \varphi_2 G w_t, \quad (6)$$

где φ_1, φ_2 — численные коэффициенты ($\varphi_1, \varphi_2 \sim 1$).

При таком подходе характер деформационного упрочнения и его закономерности определяются кинетикой накопления дефектов на границах зерен в процессе сверхпластической деформации.

4. Кинетика накопления дефектов в границах зерен

В соответствии с [11], уравнения, описывающие кинетику накопления дислокаций ориентационного несоответствия (ρ_b) и скользящих компонент вектора Бюргерса (w_t) в границах зерен при наличии потока решеточных дислокаций $I = \xi \dot{\epsilon}_v / b$ [12,13,16–18], могут быть представлены в виде

$$\dot{\rho}_b = \xi \dot{\epsilon}_v / b - \rho_b / t_\rho, \quad (7)$$

$$\dot{w}_t = \rho_b \Delta b t_1 / t_1 - w_t / t_w. \quad (8)$$

Здесь ξ — геометрический множитель, характеризующий однородность дислокационного потока, падающего на границы зерен [17,18]; $\dot{\epsilon}_v$ — скорость внутриверной деформации; Δb — вектор Бюргерса скользящих компонент делокализованных дислокаций; t_ρ и t_w — время диффузионного „ухода“ из границы дислокаций ориентационного несоответствия и скользящих компонент делокализованных дислокаций соответственно [12,13,16]

$$t_\rho = A_1 k T / (\rho_b \Delta b)^3 D_b^* \delta G, \quad (9)$$

$$t_w = (d/b)^2 k T / C_1 w_t D_b^* \delta G. \quad (10)$$

Здесь A_1, C_1 — численные коэффициенты [17,18], k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, δ — ширина границы зерна, D_b^* — коэффициент диффузии по неравновесным границам зерен [11–13].

Температурная зависимость коэффициента зернограницной диффузии в неравновесных границах зерен [16,17] имеет вид

$$D_b^* = D_{b0}^* \exp(-Q_b^* / kT). \quad (11)$$

Энергия активации диффузии Q_b^* и предэкспоненциальный множитель D_{b0}^* в неравновесных границах зерен, в соответствии с [16–18], зависят от величины свободного объема границы α , критического свободного объема границы α^* и величины избыточного свободного объема $\Delta\alpha$ [18]

$$Q_b^* = W'_1 [\alpha^* / (\alpha + \Delta\alpha) - 1] + W'_2 [\sqrt{\alpha^* / (\alpha + \Delta\alpha)} - 1] + Q_L. \quad (12)$$

$$D_{b0}^* = \varphi D_{L0} \exp[Z'_1 (\alpha / (\alpha + \Delta\alpha) - 1) + Z'_2 (\alpha / (\alpha + \Delta\alpha) - 1)^{1/2}], \quad (13)$$

где W'_1, W'_2, Z'_1, Z'_2 — величины, зависящие от термодинамических параметров материала [16–18] ($W'_1 = 2\pi \times (\lambda \rho b^2 \delta / 2 + \gamma_{S/L}^0 b^2 - \gamma_0 b^2 / 2)$, $W'_2 = 4\pi \gamma_{S/L}^0 b^2$, $Z'_1 = 2\pi \times (\lambda \rho b^2 \delta / 2 T_m + S_{S/L} b^2)$, $Z'_2 = 4\pi S_{S/L} b^2$, где λ — скрытая теплота плавления, ρ — плотность металла, $S_{S/L}$ — энтропия поверхности жидкость–кристалл, $\gamma_{S/L}^0$ — энтропия поверхности жидкость–кристалл, γ_0 — удельная

поверхностная энергия S -фазы границы, T_m — температура плавления, Q_L — энергия активации диффузии в расплаве, D_{L0} — предэкспоненциальный множитель для коэффициента диффузии в расплаве).

При малой плотности внесенных в границу зерна дефектов, когда $\Delta\alpha \ll \alpha$, величина коэффициента зерно-границной диффузии связана с величиной избыточного свободного объема $\Delta\alpha$ простым соотношением

$$D_b^* = D_b \exp(\Delta\alpha/\alpha_b), \quad (14)$$

где D_b — коэффициент диффузии по равновесным границам зерен, $\alpha_b = (\alpha^*/\alpha)[W_1'/kT - Z_1'/k + 0.5(W_2'/kT - Z_2'/k)(\alpha/\alpha^*)^{1/2}]$ [16–18].

В соответствии с [12,16–18], величина избыточного свободного объема границ зерен $\Delta\alpha$ пропорциональна плотности распределенных в границе дефектов (плотности дислокаций ориентационного несоответствия (ДОН)) ρ_b и плотности вектора Бюргера скользящих компонент делокализованных дислокаций w_t [16–18]

$$\Delta\alpha = (\rho_b \Delta b + w_t)/w_0, \quad (15)$$

где $w_0 \sim 0.1$ [16–18].

Решение системы уравнений (7)–(15) для ρ_b и w_t имеет простой вид в двух предельных случаях: (а) когда основным типом дефектов в границе являются дислокации ориентационного несоответствия ($\rho_b \Delta b \gg w_t$) и (б) когда в границе доминируют скользящие компоненты делокализованных дислокаций ($w_t \gg \rho_b \Delta b$).

Предельный случай (а) реализуется преимущественно в мелкозернистых материалах, для которых справедливо соотношение $d < d_1$, в то время как случай (б) имеет место при $d > d_1$. Величина d_1 определяется из равенства $\rho_b \Delta b = w_t$

$$d_1/b \approx (C_1 A_1)^{1/2} / \rho_b \Delta b. \quad (16)$$

Заметим, что с учетом (5) и (6) выражение (15) для d_1 можно представить в виде

$$(d_1/b) = (C_1 A_1)^{1/2} (G/\sigma) (1/\varphi_1). \quad (17)$$

В случае (а), когда $\rho_b \Delta b \gg w_t$ ($d < d_1$), плотность дислокаций ориентационного несоответствия на границах зерен, согласно (7), (9) и (14)–(15), определяется уравнением

$$\dot{\rho}_b \Delta b = \xi_1 \dot{\epsilon}_v - (\rho_b \Delta b)^4 (G D_b \delta / A_1 k T) \exp(\rho_b \Delta b / \alpha_b w_0). \quad (18)$$

В другом предельном случае $\rho_b \Delta b \ll w_t$ ($d > d_1$), когда характер деформационного упрочнения определяют распределенные в границе скользящие компоненты делокализованных дислокаций, кинетическое уравнение для плотности дефектов в границах, согласно (8), (10) и (14), (15), приобретает вид

$$\dot{w}_t = \xi_2 \dot{\epsilon}_v - w_t^2 (b/d)^2 (C_1 G D_b \delta / k T) \exp(w_t / \alpha_b w_0). \quad (19)$$

5. Описание упрочнения при сверхпластической деформации

Принимая во внимание соотношения (5) и (6), связывающие величину внешних и внутренних напряжений, а также значения плотности распределенных в границах дефектов, выражения (18) и (19) можно представить в виде уравнений для $\dot{\sigma}$.

В случае когда в границе зерна доминируют ДОН, выражение (6) примет вид $\sigma_\rho = \varphi_1 G \Delta b \rho_b$. Подставляя это выражение в (18), получаем

$$\dot{\sigma}_\rho = \xi_1 \dot{\epsilon}_v - \bar{\sigma}_\rho^4 \left[\frac{D_b \delta G}{A_1 k T} \right] \exp\left(\frac{\varphi_1 \bar{\sigma}_\rho}{\alpha_b w_0}\right), \quad \text{при } \rho_b \Delta b \gg w_t. \quad (20)$$

Здесь $\bar{\sigma}_\rho = \sigma_\rho / G \varphi_1$.

В случае когда в границе зерна доминируют скользящие компоненты делокализованных дислокаций $\sigma_w = \varphi_2 G w_t$, выражение (19) можно записать в виде

$$\dot{\sigma}_w = \xi_2 \dot{\epsilon}_v - \bar{\sigma}_w^2 \left[\left(\frac{b}{d}\right)^2 \frac{D_b \delta G}{k T} \right] \times \exp\left(\frac{\varphi_2 \bar{\sigma}_w}{\alpha_b w_0}\right), \quad \text{при } w_t \ll \rho_b \Delta b, \quad (21)$$

где $\bar{\sigma}_w = \sigma_w / G \varphi_2$.

Полученные уравнения легко интегрируются, однако аналитические выражения для $\sigma(t)$ имеют весьма громоздкий вид. Тем не менее несложный анализ уравнений (20) и (21) показывает, что при определенных значениях времени t , равных $t_\rho^{(1)}$ и $t_w^{(1)}$ соответственно, напряжения σ_ρ и σ_w достигают стационарных значений σ_ρ^{st} и σ_w^{st} , при которых выполняются соотношения $\dot{\sigma}_\rho = 0$ и $\dot{\sigma}_w = 0$.

В приближении малой плотности распределенных в границе дефектов, когда $\exp(\varphi_1 \bar{\sigma}_\rho / \alpha_b w_0) \sim 1$ и $\exp(\varphi_2 \bar{\sigma}_w / \alpha_b w_0) \sim 1$, стационарные значения напряжений $\bar{\sigma}_\rho^{\text{st}}$ и $\bar{\sigma}_w^{\text{st}}$ имеют вид

$$\bar{\sigma}_\rho^{\text{st}} = \left[\xi_1 \dot{\epsilon}_v \frac{k T A_1}{D_b^* \delta G} \right]^{1/4}, \quad (22)$$

$$\bar{\sigma}_w^{\text{st}} \approx \left[\xi_2 \dot{\epsilon}_v \frac{k T (d/b)^2}{D_b^* \delta G C_1} \right]^{1/2}. \quad (23)$$

В первом приближении стационарные значения напряжений достигаются при $t = t_\rho$ (см. уравнение (9)) и $t = t_w$ (см. уравнение (10)) соответственно. С учетом соотношений (5) и (6) представим уравнения (9) и (10) в виде

$$t_\rho = \Gamma_1 / (\bar{\sigma}_\rho^{\text{st}})^3, \quad t_w = \Gamma_2 / \bar{\sigma}_w^{\text{st}}. \quad (24)$$

Здесь параметры Γ_1 и Γ_2 определяются выражениями

$$\Gamma_1 = A_1 (k T / G \Omega) / (\delta D_b^* / \Omega), \quad (25)$$

$$\Gamma_2 = (d/b)^2 (k T / G \Omega) / (\delta C_1 D_b^* / \Omega). \quad (26)$$

Поскольку деформации ε , при которых достигаются стационарные значения напряжений σ_ρ^{st} и σ_w^{st} , связаны со значениями t_ρ и t_w простыми соотношениями $\varepsilon_\rho^{\text{st}} = \dot{\varepsilon} t_\rho$ и $\varepsilon_w^{\text{st}} = \dot{\varepsilon} t_w$, из (24) получим

$$\varepsilon_\rho^{\text{st}} = \Gamma_1 \dot{\varepsilon} / (\bar{\sigma}_\rho^{\text{st}})^3, \quad (27)$$

$$\varepsilon_w^{\text{st}} = \Gamma_2 \dot{\varepsilon} / \bar{\sigma}_w^{\text{st}}. \quad (28)$$

В соответствии с (16)–(17), (20)–(24) при малых размерах зерен $d < d_1$ деформация ε^{st} , соответствующая выходу напряжения на стационарное значение, будет определяться по формуле (27), при больших размерах зерен $d > d_1$ — по формуле (28). С учетом обычно используемого для описания сверхпластического течения соотношения $\sigma \sim \dot{\varepsilon}^m$ [1–3] (см. также формулу (1)) выражения для $\varepsilon_\rho^{\text{st}}$ и $\varepsilon_w^{\text{st}}$ можно представить в виде

$$\varepsilon_\rho^{\text{st}} \sim \dot{\varepsilon}^{1-3m}, \quad (29)$$

$$\varepsilon_w^{\text{st}} \sim \dot{\varepsilon}^{1-m}. \quad (30)$$

Из полученных выражений следует, что в зависимости от величины коэффициента скоростной чувствительности m , а также значений параметра зерна d величина ε^{st} может при повышении скорости деформации либо убывать, либо возрастать. При низких значениях коэффициента скоростной чувствительности $m < 0.3$ величины $\varepsilon_\rho^{\text{st}}$ и $\varepsilon_w^{\text{st}}$ возрастают при повышении скорости деформации $\dot{\varepsilon}$. При высоких значениях $m \geq 0.4$ в случае доминирования ДОН величина $\varepsilon_\rho^{\text{st}}$ убывает с увеличением скорости деформации, а в случае доминирования w_t деформация $\varepsilon_w^{\text{st}}$ растет с увеличением $\dot{\varepsilon}$.

6. Описание перехода к стадии разупрочнения

Для описания причин разупрочнения при сверхпластической деформации можно использовать подход, основанный на представлениях о потере механической устойчивости течения образца при недостаточном уровне скоростного и деформационного упрочнения, характеризуемых коэффициентами m и n . В соответствии с классическими результатами Харта, условие устойчивости пластического течения при растяжении может быть представлено в виде [19]

$$m + \frac{n}{\varepsilon} \geq 1. \quad (31)$$

Из (31) следует, что пластическое течение может оставаться устойчивым вплоть до деформации ε_1

$$\varepsilon_1 \leq n / (1 - m). \quad (32)$$

При известных значениях коэффициентов m и n нетрудно определить деформацию, при которой начинается макролокализация течения, проявляющаяся на кривой $\sigma(\varepsilon)$ в виде стадии разупрочнения.

Для вычисления величины ε_1 опишем поведение коэффициентов m и n в рамках рассматриваемой модели.

В соответствии с [15], эффективное значение коэффициента скоростной чувствительности в условиях сверхпластичности зависит от значений коэффициентов скоростной чувствительности пластического течения, обусловленного внутриверенной деформацией m_v и межзеренной деформацией m_b

$$m = \frac{m_v m_b}{(1 - \chi_b) m_v + \chi_b m_b}, \quad (33)$$

где χ_b — доля межзеренной деформации в общей деформации образца. Величина коэффициента m_b в условиях сверхпластической деформации обычно принимается равной либо 1, либо 0.5 [20]. Значение $m = 0.5$ представляется более обоснованным с точки зрения микромеханизмов сверхпластической деформации [20].

В рамках рассматриваемой модели из уравнений (22) и (23) следует простая связь между величиной $\dot{\varepsilon}_v$ и величиной внешних напряжений σ . В случае доминирования в границах зерен дислокаций ориентационного несоответствия на стационарной стадии $\dot{\varepsilon}_v \sim \sigma^4$ и $m_v = 0.25$ (см. (22)). В случае доминирования скользящих компонент делокализованных дислокаций в границах зерен $\dot{\varepsilon}_v \sim (\sigma/d)^2$ и $m_v = 0.5$ (см. (23)). Подставляя эти значения в (33), при характерных значениях параметра $m_b = 0.5$ получим, что в первом случае эффективный коэффициент скоростной чувствительности m равен ~ 0.3 , во втором случае значение m равно 0.5.

В соответствии с описанной выше моделью характер деформационного упрочнения определяется кинетикой накопления дефектов в границах зерен, и в зависимости от размера d ход кривой $\sigma(\varepsilon)$ может быть описан соотношениями (20) и (21). Соответствующие выражения для коэффициента n могут быть легко вычислены. Хотя получаемые при этом выражения имеют довольно громоздкий вид, характер поведения $n(\varepsilon)$ достаточно очевиден: при малых деформациях $\dot{\sigma} \sim \dot{\varepsilon}$ и, следовательно, $\sigma \sim \varepsilon_v$, т.е. $n \approx 1$, а при деформациях, соответствующих стационарной плотности дефектов, при которых напряжения течения „выходят“ на стационарный уровень, величина n приближается к нулю.

В этом случае деформация, при которой происходит потеря устойчивости течения ε_1 , равна деформации ε^* , при которой напряжение достигает своего стационарного значения и, следовательно, может быть вычислена по формулам (27) и (28).

7. Сопоставление с экспериментом

Прямой расчет кривых $\sigma(\varepsilon)$ по формулам (20) и (21) требует введения большого числа плохо определенных подгоночных параметров. В связи с этим применим для анализа такую процедуру, которая не требует использования сложных вычислений.

Сравним экспериментальные и теоретические значения деформаций и напряжений, соответствующих окончанию стадии упрочнения (ε^* и σ^* — экспериментальные значения и ε^{st} и σ^{st} — теоретические значения соответственно).

Рассмотрим зависимость этих параметров от скорости деформации. Экспериментальные зависимости ε^* и σ^* от скорости деформации $\dot{\varepsilon}$ описаны выше параметрами $K^\varepsilon = \partial \lg \varepsilon^* / \partial \lg \dot{\varepsilon}$ и $K^\sigma = \partial \lg \sigma^* / \partial \lg \dot{\varepsilon}$. Значения этих параметров приведены в таблице.

Теоретические зависимости $\sigma^{\text{st}}(\dot{\varepsilon})$ и $\varepsilon^{\text{st}}(\dot{\varepsilon})$ описываются выражениями (22)–(23) и (27)–(28) соответственно. Причем, как уже отмечалось, при малых напряжениях (т.е. при малых скоростях деформации) следует использовать выражения (23) и (28), а при больших напряжениях (скоростях деформации) выражения (22) и (27).

Из указанных выражений нетрудно определить теоретические значения параметров: $K_{\rho(\text{th})}^\sigma = \partial \lg \sigma_{\rho}^{\text{st}} / \partial \lg \dot{\varepsilon}$, $K_{\rho(\text{th})}^\varepsilon = \partial \lg \varepsilon_{\rho}^{\text{st}} / \partial \lg \dot{\varepsilon}$, $K_{w(\text{th})}^\sigma = \partial \lg \sigma_w^{\text{st}} / \partial \lg \dot{\varepsilon}$, $K_{w(\text{th})}^\varepsilon = \partial \lg \varepsilon_w^{\text{st}} / \partial \lg \dot{\varepsilon}$. При малых скоростях деформации теоретические значения параметров K определяются выражениями

$$K_{w(\text{th})}^\varepsilon = 1 - m, \quad K_{w(\text{th})}^\sigma = 1/2. \quad (34)$$

При больших скоростях деформации значения K равны

$$K_{\rho(\text{th})}^\varepsilon = 1 - 3m, \quad K_{\rho(\text{th})}^\sigma = 1/4. \quad (35)$$

Заметим, что при малых скоростях деформации значения $K_{w(\text{th})}^\varepsilon$ всегда положительны, в то время как при больших $\dot{\varepsilon}$ (в случае $m > 0.33$) значения $K_{\rho(\text{th})}^\varepsilon$ могут быть и отрицательными. Интересно отметить также, что значения $K_{w(\text{th})}^\sigma$ при малых скоростях деформации вдвое выше ($\sim 1/2$), чем при больших ($\sim 1/4$).

Сравнивая теоретические (K_{th}) и экспериментальные (K_{exp}) значения K^ε и K^σ , приведенные в таблице, нетрудно убедиться, что изложенная модель качественно хорошо описывает особенности деформационного упрочнения сверхпластичных сплавов.

Список литературы

- [1] R.S. Mishra, M.W. Mahoney, S.X. McFadden, N.A. Mara, A.K. Mukherjee. Scripta Mater. **42**, 163 (2000).
- [2] R. Kaibyshev, T. Sakai, F. Musin, I. Nikulin, H. Miura. Scripta Mater. **45**, 1373 (2000).
- [3] H. Watanabe, T. Mukai, M. Mabuchi, K. Higashi. Scripta Mater. **41**, 209 (1999).
- [4] R. Kaibyshev, I. Kazakulov, G. Gromov, F. Musin, D. Lesuer, T.G. Nieh. Scripta Mater. **44**, 2311 (2001).
- [5] H. Watanabe, T. Mukai. Scripta Mater. **40**, 477 (1999).
- [6] G. Piatti. J. Mater. Sci. **18**, 2471 (1983).
- [7] D.C. Wilkinson, C.H. Caceres. C.H.J. Mater. Sci. Lett. **3**, 395 (1984).
- [8] В.А. Лихачев, О.Н. Сеньков. Пробл. прочности **4**, 31 (1987).
- [9] С.А. Ларин, В.Н. Перевезенцев, В.Н. Чувильдеев. Физика металлов и металловедение **1**, 180 (1990).
- [10] В.Н. Перевезенцев, О.Э. Пирожникова, В.Н. Чувильдеев. Физика металлов и металловедение **4**, 33 (1991).
- [11] V.N. Perevezentsev, V.V. Rybin, V.N. Chuvil'deev. Acta Met. Mater. **40**, 887 (1992).
- [12] В.Н. Чувильдеев. Физика металлов и металловедение **86**, 144 (1998).
- [13] А.В. Петряев, В.Н. Чувильдеев. Физика металлов и металловедение **89**, 24 (2000).
- [14] В.Н. Чувильдеев, В.Н. Перевезенцев. В сб.: Физика дефектов поверхностных слоев материалов / Под ред. А.Е. Романова. ФТИ, Л. (1989).
- [15] В.Н. Перевезенцев, В.В. Рыбин, В.Н. Чувильдеев. Поверхность. Физика, химия, механика **10**, 108 (1983).
- [16] В.Н. Чувильдеев. Физика металлов и металловедение **81**, 5 (1996).
- [17] В.Н. Чувильдеев. Физика металлов и металловедение **81**, 52 (1996).
- [18] В.Н. Чувильдеев. Неравновесные границы зерен в металлах. Теория и приложения. Физматлит, М. (2004). 304 с.
- [19] E.W. Hart. Acta Met. **15**, 351 (1967).
- [20] И.И. Новиков, В.К. Портной. Сверхпластичность сплавов с ультрамелким зерном. Металлургия, М. (1981). 168 с.