

УДК 539.1.04

## ДЕФОРМАЦИОННОЕ УПРОЧНЕНИЕ В УСЛОВИЯХ СТРУКТУРНОЙ СВЕРХПЛАСТИЧНОСТИ МЕЛКОЗЕРНИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ

© 2007 г. В.Н. Чувильдеев<sup>1</sup>, О.Э. Пирожникова<sup>1,2</sup>, А.В. Нохрин<sup>1</sup>, А.В. Щавлева<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Научно-исследовательский физико-технический институт  
Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского

<sup>2</sup> Нижегородский филиал Института машиноведения им. А.А. Благонравова РАН

[Nokhrin@nifti.unn.ru](mailto:Nokhrin@nifti.unn.ru)

Поступила в редакцию 5.04.2007

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

### Введение

В сплавах, деформируемых в условиях сверхпластичности, характерная зависимость напряжения течения  $\sigma$  от степени деформации  $\epsilon$  имеет вид, показанный на рис. 1а [1–6]. На кривой  $s(\epsilon)$  в общем случае можно выделить три стадии:

I – стадию упрочнения (иногда удобно выделять подстадии Ia – интенсивного упрочнения, Ib – слабого упрочнения), II – стационарного течения, III – разупрочнения. Продолжительность стадий зависит от температуры и скорости деформации. При малых скоростях деформации обычно наблюдается только стадия упрочнения. При оптимальных скоростях сверхпластичности упрочнение сменяется стадией стационарного течения. И, наконец, при высоких скоростях деформации сразу после первой стадии следует третья (разупрочнение).

Традиционно предполагается, что деформационное упрочнение при сверхпластической деформации связано с процессами, препятствующими протеканию зернограницного проскальзывания. Это нашло отражение в моделях [7, 8], где в качестве причины деформационного упрочнения при сверхпластичности указывается рост зерен. Действительно, на установившейся стадии пластического течения реологическое уравнение, связывающее скорость зернограницной деформации  $\dot{\epsilon}$  и напряжение течения  $s$  и размер зерна  $d$ , имеет вид [1–3]:

$$\dot{\epsilon} = A \left( \frac{s}{G} \right)^m \left( \frac{b}{d} \right)^p \exp \left( - \frac{Q_b}{kT} \right); \quad s = A' \dot{\epsilon}^n d^{mp}, \quad (1)$$

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

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

Как известно, рост зерен при сверхпластичности описывается степенной зависимостью [9–11]:

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

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

$$s \sim A' \dot{\epsilon}^n \left[ d_0^a + a(\dot{\epsilon}) \epsilon / \dot{\epsilon} \right]^{mp/a}. \quad (3)$$

Коэффициент деформационного упрочнения  $n = \partial \lg s / \partial \lg \epsilon$  в этом случае имеет вид

$$n = \frac{mp}{a} \cdot \frac{a(\dot{\epsilon}) \cdot e / \dot{\epsilon}}{(d_o^a + a(\dot{\epsilon}) \cdot e / \dot{\epsilon})} = \frac{mp}{a} \cdot \left( \frac{d^a - d_o^a}{d^a} \right) \quad (4)$$

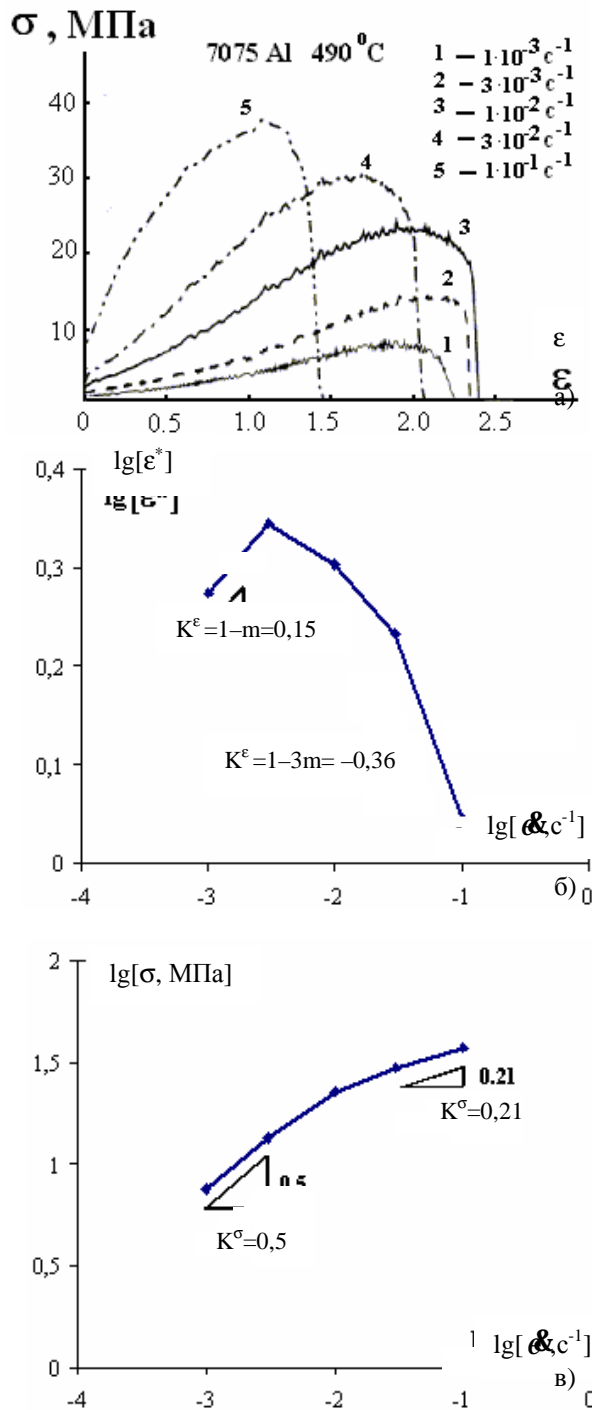


Рис. 1. а) Типичные зависимости напряжение – деформация при различных скоростях сверхпластической деформации, сплав 7075, 490 °С [1]. б) Зависимость  $\lg e^* / \lg \dot{\epsilon}$  и в) зависимость  $\lg S^* / \lg \dot{\epsilon}$  построенные по данным рис. а

σ, МПа ) убедиться, что при оптимальном для структурно-механических параметров  $p=2, m=0,5, a=2$  и ССП изменении размеров зерен в два раза, приращение напряжений составит примерно 100%, коэффициент  $n$  не будет превышать 0,25. Таким образом, рост зерен, определяемый (2), может «обеспечить» лишь сравнительно слабое упрочнение. Что же касается сильного упрочнения, характеризуемого приращением напряжений  $\Delta S \sim 300 \div 500\%$  и показателем  $n \sim 1$ , наблюдаемого в большинстве сверхпластичных сплавов, то его происхождение не может быть объяснено ростом зерен.

Целью настоящей работы является разработка модели для объяснения интенсивного деформационного упрочнения на I стадии сверхпластического течения и получения зависимости параметров деформационного упрочнения от скорости и температуры сверхпластической деформации, а также характеристик микроструктуры материала.

### Обзор экспериментальных данных

Работы, в которых приведены зависимости  $S(\epsilon)$  в различных сверхпластичных материалах, весьма разнообразны и многочисленны. Их подробное рассмотрение и анализ – тема специального исследования. Здесь, для примера, рассмотрено несколько сверхпластичных сплавов, деформационное поведение которых представляется типичным [1, 3–6, 9].

Для описания поведения кривых  $\sigma(\epsilon)$  на стадии упрочнения будем использовать значения  $S^*$  и  $e^*$  – напряжение и деформацию, при достижении которых упрочнение завершается и сменяется либо стационарным течением, либо разупрочнением. Значения  $S^*$  и  $e^*$  зависят от скорости деформации  $\dot{\epsilon}$ . Для анализа этих зависимостей построим кривые  $\lg e^* / \lg \dot{\epsilon}$  и  $\lg S^* / \lg \dot{\epsilon}$  (рис. 1б, в).

Из рис. 1б видно, что зависимость  $\lg e^* / \lg \dot{\epsilon}$  в общем случае немонотонна. На ней легко выделяются по крайней мере две стадии. При малых скоростях сверхпластической деформации  $\dot{\epsilon} < \dot{\epsilon}^*$  при повышении  $\dot{\epsilon}$  наблюдается рост  $e^*$ . При высоких скоростях  $\dot{\epsilon} > \dot{\epsilon}^*$  наблюдается обратная картина – при увеличении скорости деформации величина  $e^*$  снижается.

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

Для количественного описания характера зависимости  $\lg e^*/\lg \dot{\epsilon}$  введем параметр  $K^e = \partial \lg e^*/\partial \lg \dot{\epsilon}$ . Заметим, что при малых скоростях деформации (при  $\dot{\epsilon} < \dot{\epsilon}^*$ ) значение  $K^e$  – положительное. При высоких скоростях деформации ( $\dot{\epsilon} > \dot{\epsilon}^*$ ) параметр  $K^e$  отрицателен. Численные значения параметра  $K^e$  для каждого рассмотренного сплава приведены в табл.1.

На рис. 1в приведена зависимость  $\lg S^*/\lg \dot{\epsilon}$ . Эта кривая также может быть разделена на стадии. При малых скоростях деформации ( $\dot{\epsilon} < \dot{\epsilon}^*$ ) ее наклон, характеризуемый параметром  $K^S = \partial \lg S^*/\partial \lg \dot{\epsilon}$  как правило выше, чем при высоких скоростях ( $\dot{\epsilon} > \dot{\epsilon}^*$ ) деформации. Величина параметра  $K^S$  в соответствующих интервалах скоростей также приведена в табл. 1. (Здесь  $\dot{\epsilon}^*$ ,  $\dot{\epsilon}^{\#}$  – некоторые «переходные» скорости деформации – параметры, смысл которых должен быть «прояснен» при построении модели).

Заметим, что «переходные» скорости  $\dot{\epsilon}^*$  и  $\dot{\epsilon}^{\#}$  различны у разных материалов и зависят от температуры деформации. Важно подчеркнуть, что при  $T=\text{const}$  изменение характера кривой  $\lg e^*/\lg \dot{\epsilon}$  и изменение наклона зависимости  $\lg S^*/\lg \dot{\epsilon}$  происходит при близких скоростях деформации, т.е.  $\dot{\epsilon}^* \sim \dot{\epsilon}^{\#}$ .

### 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 внутризеренного 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 связаны между собой и в ряде случаев могут быть описаны в рамках одной модели [14].

Взаимодействие потоков решеточных дислокаций с границей зерна в процессе

внутризеренной 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  $\sigma_i$ , которые препятствуют движению РД, осуществляющих внутризеренную деформацию. В соответствии с [8, 10–11], величина внутренних напряжений  $s_i$  зависит от плотности  $r_b$  распределенных в границах дислокаций ориентационного несоответствия и плотности вектора Бюргерса  $w_i$  скользящих компонент делокализованных дислокаций  $s_i = s_i(r_b, w_i)$ . (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

Таблица 1

Экспериментальные и теоретические значения параметров упрочнения при сверхпластической деформации

Сплав 7055 $T_{\text{деф}}=450\text{ }^{\circ}\text{C}$ [1]	$\& c^{-1}$	8,3·10 <sup>-5</sup>		3,3·10 <sup>-4</sup>		1,7·10 <sup>-3</sup>		8,3·10 <sup>-3</sup>		3,3·10 <sup>-2</sup>		8,3·10 <sup>-2</sup>		
	$s^*$ , МПа	6,78		7,08		13,35		22,07		38,60		42,71		
	$e^*$	2,03		2,30		0,37		0,35		0,18		0,06		
	$m_{\text{exp}}$	0,50												
	$K^e$	$K^e_{(\text{exp})} = -0,56, K^e_{(\text{th})} = -0,50$												
	$K^s$	$K^s_{(\text{exp})} = 0,36, K^s_{(\text{th})} = 0,25$												
Сплав ZK61 $T_{\text{деф}}=200\text{ }^{\circ}\text{C}$ [3]	$\& c^{-1}$	1·10 <sup>-5</sup>		1·10 <sup>-4</sup>		1·10 <sup>-3</sup>		1·10 <sup>-2</sup>		1·10 <sup>-1</sup>				
	$s^*$ , МПа	13,13		24,07		49,01		105,03		165,43				
	$e^*$	0,30		1,05		1,32		0,95		0,41				
	$m_{\text{exp}}$	0,50												
	$K^e$	$K^e_{(\text{exp})} = -0,54$						$K^e_{(\text{exp})} = -0,36, K^e_{(\text{th})} = -0,50$						
	$K^s$	$K^s_{(\text{exp})} = 0,26, K^s_{(\text{th})} = 0,50$						$K^s_{(\text{exp})} = 0,19, K^s_{(\text{th})} = 0,25$						
Сплав 2219 $T_{\text{деф}}=500\text{ }^{\circ}\text{C}$ [4]	$\& c^{-1}$	2,2·10 <sup>-4</sup>		5,5·10 <sup>-4</sup>		2,2·10 <sup>-3</sup>		5,5·10 <sup>-3</sup>		2,2·10 <sup>-2</sup>		1,1·10 <sup>-1</sup>		
	$s^*$ , МПа	5,30		7,67		12,83		14,92		22,73		31,79		
	$e^*$	0,83		0,65		0,37		0,19		0,20		0,20		
	$m_{\text{exp}}$	0,43±0,48												
	$K^e$	$K^e_{(\text{exp})} = -0,48, K^e_{(\text{th})} = -0,29±0,44$												
	$K^s$	$K^s_{(\text{exp})} = 0,25, K^s_{(\text{th})} = 0,25$												
Сплав ZK60 $T_{\text{деф}}=200\text{ }^{\circ}\text{C}$ [5]	$\& c^{-1}$	2,6·10 <sup>-6</sup>		5,0·10 <sup>-6</sup>		1,0·10 <sup>-5</sup>		3,0·10 <sup>-5</sup>						
	$s^*$ , МПа	18,87		24,84		30,19		44,65						
	$e^*$	0,79±0,89		0,67±0,74		0,36		0,15±0,30						
	$m_{\text{exp}}$	0,50												
	$K^e$	$K^e_{(\text{exp})} = -0,70, K^e_{(\text{th})} = -0,60$												
	$K^s$	$K^s_{(\text{exp})} = 0,35, K^s_{(\text{th})} = 0,25$												
Сплав Al-Ca $T_{\text{деф}}=500\text{ }^{\circ}\text{C}$ [6]	$\& c^{-1}$	4,16·10 <sup>-5</sup>	2,08·10 <sup>-4</sup>	4,16·10 <sup>-4</sup>	1,04·10 <sup>-3</sup>	2,08·10 <sup>-3</sup>	4,16·10 <sup>-3</sup>	1,04·10 <sup>-2</sup>	4,16·10 <sup>-2</sup>	1,04·10 <sup>-1</sup>	2,08·10 <sup>-1</sup>	4,16·10 <sup>-1</sup>		
	$s^*$ , МПа	1,75	2,68	4,49	5,14	6,46	8,54	10,72	15,49	19,92	24,1	24,7		
	$e^*$	0,32	0,46	0,60	0,71	0,78	0,79	0,79	0,71	0,74	0,63	0,33		
	$m_{\text{exp}}$	0,72						–						
	$K^e$	$K^e_{(\text{exp})} = 0,23, K^e_{(\text{th})} = 0,28$						$K^e_{(\text{exp})} = -0,90, K^e_{(\text{th})} = -1,10$						
	$K^s$	$K^s_{(\text{exp})} = 0,34, K^s_{(\text{th})} = 0,50$						$K^s_{(\text{exp})} = 0,27, K^s_{(\text{th})} = 0,25$						

дисклинационных диполей с плечом  $d$  и мощности  $w \sim w_n$ ; 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  $s_i(r_b, w_i)$  определяют величину необходимого для осуществления сверхпластической деформации уровня внешних напряжений [11]

$$S \approx s_i(r_b, w_i). \quad (5)$$

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

$$s_i = j_1 G r_b \Delta b + j_2 G w_i, \quad (6)$$

где  $j_1, j_2$  – численные коэффициенты ( $j_1 \sim 1, j_2 \sim 1$ ).

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

#### Кинетика накопления дефектов в границах зерен

В соответствии с [11] уравнения, описывающие кинетику накопления дислокаций ориентационного несоответствия ( $r_b$ ) и скользящих компонент вектора Бюргера ( $w_i$ ) в границах зерен при наличии потока решеточных дислокаций  $I = x \& / b$  [12, 13, 16–18] могут быть представлены в виде

$$\partial \lg e^* / \partial \lg \& \quad (7)$$

$$\&_i = r_b \Delta b_i / t_r - w_i / t_w. \quad (8)$$

Здесь  $x$  – геометрический множитель, характеризующий однородность дислокационного потока падающего на границы зерен [17, 18],  $\&$  – скорость внутризеренной деформации,  $\Delta b_i$  – вектор Бюргера скользящих компонент делокализованных дислокаций,  $t_r$  и  $t_w$  – время диффузионного «ухода» из границы дислокаций ориентационного несоответствия и скользящих компонент делокализованных дислокаций соответственно [12, 13, 16]:

$$t_r = A_1 k T / (r_b \Delta b)^3 D_b^* d G, \quad (9)$$

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

Здесь  $A_1, C_1$  – численные коэффициенты [17, 18],  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – абсолютная температура,  $d$  – 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  $\alpha$ , критического свободного объема границы  $a^*$  и величины избыточного свободного объема  $\Delta a$  [18]:

$$Q_b^* = W_1' [a^*/(a + \Delta a) - 1] + W_2' [\sqrt{a^*/(a + \Delta a)} - 1] + Q_L. \quad (12)$$

$$D_{b0}^* = j D_{L0} \exp[Z_1'(a/(a + \Delta a) - 1) + Z_2'(a/(a + \Delta a) - 1)^{1/2}]. \quad (13)$$

где  $W_1', W_2', Z_1', Z_2'$  – величины, зависящие от термодинамических параметров материала [16–18]

$$W_1' = 2p(I r b^2 d / 2 + g_{S/L}^o b^2 - g_o b^2 / 2),$$

$$W_2' = 4p g_{S/L}^o b^2,$$

$$Z_1' = 2p(I r b^2 d / 2 T_m + S_{S/L} b^2),$$

$$Z_2' = 4p S_{S/L} b^2,$$

где  $I$  – скрытая теплота плавления,  $r$  – плотность металла,  $S_{S/L}$  – энтропия поверхности жидкость-кристалл,  $g_{S/L}^o$  – энтальпия поверхности жидкость-кристалл,  $g_o$  – 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  $\Delta a \ll a$ , коэффициент зернограницной диффузии связан с величиной избыточного свободного объема  $\Delta a$  простым соотношением:

$$D_b^* = D_b \exp(\Delta a / a_b), \quad (14)$$

где  $D_b$  – коэффициент диффузии по равновесным границам зерен,  $a_b = (a^*/a)[W_1'/kT - Z_1'/k + 0,5(W_2'/kT - Z_2'/k)(a/a^*)^{1/2}]$  [16–18].

В соответствии с [12, 16–18] величина  $\Delta a$  пропорциональна плотности распределенных в границе дефектов (плотности ДОН  $r_b$  и

плотности вектора Бюргерса скользящих компонент делокализованных дислокаций  $w_i$  [16–18]:

$$\Delta a = (r_b \Delta b + w_i) / w_0. \quad (15)$$

где  $w_0 \sim 0,1$ .

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

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  $r_b \Delta b = w_i$ :

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

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

$$d_1 / b = (C_1 A_1)^{1/2} (G / s) (1 / j_1). \quad (17)$$

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

$$\mathfrak{R}_b \Delta b = x_1 \mathfrak{R}_1 - (r_b \Delta b)^4 (G D_b d / A_1 k T) \times \exp(r_b \Delta b / a_b w_0). \quad (18)$$

В другом предельном случае  $r_b \Delta b \ll w_i$  ( $d > d_1$ ), 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

$$\mathfrak{R}_1 = x_2 \mathfrak{R}_2 - w_i^2 (b / d)^2 (C_1 G D_b d / k T) \times \exp(w_i / a_b w_0). \quad (19)$$

### Описание упрочнения при сверхпластической деформации

Принимая во внимание соотношения (5) и (6), связывающие величину внешних и внутренних напряжений, а также плотности распределенных в границах дефектов, выражения (18) и (19) можно представить в виде уравнений для  $\mathfrak{R}_1$ .

В случае, когда в границе зерна доминируют ДОН, выражение (6) примет вид  $S_r = j_1 G \Delta b r_b$ . Подставляя это выражение в (18), получаем

$$\mathfrak{R}_r = x_1 \mathfrak{R}_1 - \bar{S}_r^4 \left[ \frac{D_b d G}{A_1 k T} \right] \exp \left( \frac{j_1 \bar{S}_r}{a_b w_0} \right) \quad \text{при } r_b \Delta b \gg w_i. \quad (20)$$

Здесь  $\bar{S}_r = S_r / G j_1$ .

В случае, когда в границе зерна доминируют скользящие компоненты делокализованных дислокаций  $S_w = j_2 G w_i$ , выражение (19) можно записать в виде:

$$\mathfrak{R}_w = x_2 \mathfrak{R}_2 - \bar{S}_w^2 \left[ \left( \frac{b}{d} \right)^2 \frac{D_b d G}{k T} \right] \exp \left( \frac{j_2 \bar{S}_w}{a_b w_0} \right), \quad \text{при } w_i \ll r_b \Delta b, \quad (21)$$

где  $\bar{S}_w = S_w / G j_2$ .

Полученные уравнения легко интегрируются, однако аналитические выражения для  $s(t)$  имеют весьма громоздкий вид. Тем не менее, несложный анализ уравнений (20) и (21) показывает, что при определенных значениях времени  $t$  равных  $t_r^{(1)}$

и  $t_w^{(1)}$  соответственно, напряжения  $S_r$  и  $S_w$  достигают стационарных значений  $S_r^{st}$  и  $S_w^{st}$ , при которых выполняются соотношения  $\mathfrak{R}_r = 0$  и  $\mathfrak{R}_w = 0$ .

В приближении малой плотности распределенных в границе дефектов, когда  $\exp(j_1 \bar{S}_r / a_b w_0) \sim 1$  и  $\exp(j_2 \bar{S}_w / a_b w_0) \sim 1$  стационарные значения напряжений  $\bar{S}_r^{st}$  и  $\bar{S}_w^{st}$  имеют вид

$$\bar{S}_r^{st} = \left[ x_1 \mathfrak{R}_1 \frac{k T A_1}{D_b^* d G} \right]^{1/4}, \quad (22)$$

$$\bar{S}_w^{st} \approx \left[ x_2 \mathfrak{R}_2 \frac{k T (d / b)^2}{D_b^* d G C_1} \right]^{1/2}. \quad (23)$$

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

$$t_r = \Gamma_1 / (\bar{S}_r^{st})^3, \quad t_w = \Gamma_2 / \bar{S}_w^{st}. \quad (24)$$

Здесь параметры  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$  определяются выражениями

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

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

Поскольку деформации  $\epsilon$ , при которых достигаются стационарные значения

напряжений  $S_r^{st}$  и  $S_w^{st}$ , связаны со значениями  $t_r$  и  $t_w$  простыми соотношениями  $e_r^{st} = \dot{\epsilon}_r$  и  $e_w^{st} = \dot{\epsilon}_w$  из (24) получим

$$e_r^{st} = \Gamma_1 \dot{\epsilon}_r / (\bar{S}_r^{st})^3, \quad (27)$$

$$e_w^{st} = \Gamma_2 \dot{\epsilon}_w / \bar{S}_w^{st}. \quad (28)$$

В соответствии с (16)–(17), (20)–(24), при малых размерах зерен  $d < d_1$ , деформация  $e^{st}$ , соответствующая выходу напряжения на стационарное значение будет определяться по формуле (27), при больших размерах зерен  $d > d_1$  – по формуле (28). С учетом используемого для описания сверхпластического течения соотношения  $S \sim \dot{\epsilon}^n$  [1–3] (см. также формулу (1)) выражения для  $e_r^{st}$  и  $e_w^{st}$  можно представить в виде

$$e_r^{st} \sim \dot{\epsilon}_r^{1-3m}, \quad (29)$$

$$e_w^{st} \sim \dot{\epsilon}_w^{1-m}. \quad (30)$$

Из полученных выражений следует, что в зависимости от величины коэффициента скоростной чувствительности  $m$ , а также размера зерна  $d$ , величина  $e^{st}$  может при повышении скорости деформации либо убывать, либо возрастать. При низких значениях коэффициента скоростной чувствительности  $m < 0,3$  и величина  $e_r^{st}$ , и величина  $e_w^{st}$  возрастает при повышении скорости деформации  $\dot{\epsilon}$ . При высоких значениях  $m \geq 0,4$ , в случае доминирования ДОН, величина  $e_r^{st}$  убывает с увеличением скорости деформации, а в случае доминирования  $w_i$  деформация  $e_w^{st}$  растет с увеличением  $\dot{\epsilon}$ .

### Описание перехода к стадии разупрочнения

Для описания 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 Харга условие устойчивости пластического течения при растяжении может быть представлено в виде [19]

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

Из (31) следует, что пластическое течение может оставаться устойчивым вплоть до деформации  $\epsilon_1$ :

$$\epsilon_1 \leq n / (1 - m). \quad (32)$$

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

Для вычисления  $\epsilon_1$  опишем поведение коэффициентов  $m$  и  $n$  в рамках рассматриваемой модели.

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

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

где  $c_b$  – 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  $\dot{\epsilon}$  и величиной внешних напряжений  $S$ . В случае доминирования в границах зерен дислокаций ориентационного несоответствия на стационарной стадии  $\dot{\epsilon} \sim S^4$  и  $m_v = 0,25$  (см. (22)). В случае доминирования скользящих компонент делокализованных дислокаций в границах зерен  $\dot{\epsilon} \sim (S/d)^2$  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  $\sim 0,3$ , во втором случае  $m = 0,5$ .

В соответствии с описанной выше моделью характер деформационного упрочнения определяется кинетикой накопления дефектов в границах зерен и в зависимости от размера зерна  $d$  ход кривой  $S(e)$  можно описать соотношениями (20) или (21). Соответствующие выражения для коэффициента  $n$  могут быть

легко вычислены. Хотя получаемые при этом выражения имеют громоздкий вид, характер поведения  $n(\epsilon)$  достаточно очевиден: при малых деформациях  $\mathfrak{E} \sim \mathfrak{E}$  и, следовательно,  $S \sim e_v$ , т.е.  $n \approx 1$ . 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,  $e_1$  равна деформации  $e^*$ , при которой напряжение достигает своего стационарного значения и, следовательно, может быть вычислена по формулам (27) и (28).

### Сопоставление с экспериментом

Прямой расчет кривых  $s(\epsilon)$  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 ( $e^*$  и  $s^*$  – экспериментальные,  $e^{st}$  и  $s^{st}$  – теоретические значения соответственно).

Рассмотрим зависимость этих параметров от скорости деформации. Экспериментальные зависимости  $e^*$  и  $s^*$  от скорости деформации  $\mathfrak{E}$  описаны выше параметрами  $K^e = \partial \lg e^* / \partial \lg \mathfrak{E}$  и  $K^s = \partial \lg s^* / \partial \lg \mathfrak{E}$ . Значения этих параметров приведены в табл. 1.

Теоретические зависимости  $s^{st}(\mathfrak{E})$  и  $e^{st}(\mathfrak{E})$  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) – (22) и (27).

Из указанных выражений нетрудно определить теоретические параметры:

$$K_{r(th)}^s = \partial \lg s_r^{st} / \partial \lg \mathfrak{E}, \quad K_{r(th)}^e = \partial \lg e_r^{st} / \partial \lg \mathfrak{E}$$

$$K_{w(th)}^s = \partial \lg s_w^{st} / \partial \lg \mathfrak{E}, \quad K_{w(th)}^e = \partial \lg e_w^{st} / \partial \lg \mathfrak{E}$$

При малых скоростях деформации теоретические значения параметров  $K$  определяются выражениями:

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

При больших скоростях деформации значения  $K$  равны

$$K_{r(th)}^e = 1 - 3m, \quad K_{r(th)}^s = 1/4. \quad (35)$$

Заметим, что при малых скоростях деформации  $K_{w(th)}^e$  всегда положительны, в то время как при больших  $\mathfrak{E}$  (в случае  $m > 0,33$ ) значения  $K_{r(th)}^e$  могут быть и отрицательными.

Интересно отметить также, что  $K_{w(th)}^s$  при малых скоростях деформации вдвое выше (порядка 1/2), чем при больших ( $\sim 1/4$ ).

Сравнивая теоретические ( $K_{th}$ ) и экспериментальные ( $K_{exp}$ ) значения  $K^e$  и  $K^s$ , приведенные в табл. 1, нетрудно убедиться, что изложенная модель качественно хорошо описывает особенности деформационного упрочнения сверхпластичных сплавов.

Авторы выражают признательность за поддержку Международному научно-техническому центру ISTC (грант 2809), CRDF (гранты № Y2-E-01-03, Y2-P-01-04), Российскому фонду фундаментальных исследований РФФИ (гранты № 05-08-18262а, 06-08-01119), Фонду грантовой поддержки фундаментальных исследований в области физики металлов и металловедения (грант № 25-05-02), программе фундаментальных исследований РАН «Фундаментальные проблемы физики и химии наноразмерных систем и наноматериалов», а также Научно-образовательному центру «Физика твердотельных наноструктур» Нижегородского государственного университета (НОЦ ФТНС ННГУ) и программе «Фундаментальные исследования в высшем образовании» (BRHE).

### Список литературы

1. Mishra, R.S. // Scripta Mater. / R.S. Mishra, M.W. Mahoney, S.X. McFadden. – 2000. – V. 42. – P. 163.
2. Kaibyshev, R. // Scripta Mater. / R. Kaibyshev, T. Sakai, F. Musin. – 2000. – V. 45. – P. 1373.
3. Watanabe, H. // Scripta Mater / H. Watanabe, T. Mukai, M. Mabuchi, K. Higashi. – 1999. – V. 41, No. 2. – P. 209.
4. Kaibyshev, R. // Scripta Mater. / R. Kaibyshev, I. Kazakulov, D. Gromov. – 2001. – V. 44. – P. 2411.
5. Watanabe, H. // Scripta Mater / H. Watanabe, T. Mukai. – 1999. – V. 40, No. 4. – P. 477.
6. Piatti, G. // J. Mater. Sci. / G. Piatti. – 1983. – V. 18. – P. 2471.
7. Лихачев, В.А. // Проблемы прочности / В.А. Лихачев, О.Н. Сеньков. – 1987. – Вып. 4. – С. 31.



8. Ларин, С.А. // Физика металлов и металловедение / С.А. Ларин, В.Н., Перевезенцев В.Н. Чувильдеев. – 1990. – Вып. 1. – С. 180.
9. Wilkinson, D.C. // J. Mater. Sci. Lett. / D.C. Wilkinson, S.H. Caceres. – 1984. – V. 3. – P. 395.
10. Перевезенцев, В.Н. // Физика металлов и металловедение / В.Н. Перевезенцев, О.Э. Пирожникова, В.Н. Чувильдеев. – 1991. – Вып. 4. – С. 33.
11. Perevezentsev, V.N. // Acta Met. Mater. / V.N. Perevezentsev, V.V. Rybin, V.N. Chuvil'deev. – 1992. – V. 40, No. 5. – P. 887.
12. Чувильдеев, В.Н. // Физика металлов и металловедение / В.Н. Чувильдеев. – 1996. – Т. 81. – Вып. 5. – С. 5.
13. Чувильдеев, В.Н. // Физика металлов и металловедение / В.Н. Чувильдеев. – 1996. – Т. 81. – Вып. 4. – С. 52.
14. Чувильдеев, В.Н. Неравновесные границы зерен в металлах. Теория и приложения / В.Н. Чувильдеев. – М.: Физматлит, 2004. – 304 с.
15. Hart, E.W. // Acta Met. / E.W. Hart. – 1967. – V. 15. – P. 351.
16. Новиков, И.И. Сверхпластичность сплавов с ультрамелким зерном / И.И. Новиков, В.К. Портной. – М.: Металлургия, 1981. – 168 с.

### STRAIN HARDENING OF FINE-GRAINED MATERIALS UNDER STRUCTURAL SUPERPLASTICITY CONDITIONS

*V.N. Chuvil'deev, O.Ed. Pirozhnikova, A.V. Nokhrin, A.V. Shchavleva*

We consider a model for describing the hardening of fine-grained materials deformed under structural superplasticity conditions. It is shown that under these conditions, the strain dependence of the flow stress is caused by internal stress fields induced by the defects embedded into grain boundaries during intragranular glide. Expressions describing the dependences of the flow stress on the strain rate and deformation temperature and the structural parameters of materials are obtained.

- металловедение / В.Н. Чувильдеев. – 1998. – Т. 86. – Вып. 5. – С. 144.
13. Петряев, А.В. // Физика металлов и металловедение / А.В. Петряев, В.Н. Чувильдеев. – 2000. – Т. 89. – Вып. 2. – С. 24.
14. Чувильдеев, В.Н. В сб.: Физика дефектов поверхностных слоев материалов / В.Н. Чувильдеев, В.Н. Перевезенцев / Под ред. А.Е. Романова. – Л.: ФТИ, 1989.
15. Перевезенцев, В.Н. // Поверхность. Физика. Химия. Механика / В.Н. Перевезенцев, В.В. Рыбин, В.Н. Чувильдеев. – 1983. – Вып. 10. – С. 108.