

УДК 539.3+548.4

МОДЕЛЬ СВЕРХПЛАСТИЧНОСТИ, ОСНОВАННАЯ НА ПРЕДСТАВЛЕНИЯХ О КООПЕРАТИВНОМ ЗЕРНОГРАНИЧНОМ ПРОСКАЛЬЗЫВАНИИ

А.И. Шеничнюк, О.А. Кайбышев, В.В. Астанин (Уфа)

Построение модели

Из факта существования полос КЗГП [1] и их однородного распределения по длине образца следует, что скорость деформации определяется соотношением (чисто геометрическим по происхождению):

$$\dot{\epsilon} = \frac{\dot{l}(t)}{l(t)} = \frac{\langle M \rangle V}{M_0 \sqrt{2} \langle d \rangle}, \quad (1)$$

где $l(t)$ - длина образца в момент времени t , $\langle M \rangle$ - среднее значение числа полос КЗГП, активных при данных условиях нагружения, M_0 - максимально возможное число полос КЗГП в испытуемом образце, V - скорость сдвига в полосе КЗГП, $\langle d \rangle$ - средний размер зерен в материале. Заметим, что все известные модели СП используют для скорости деформации выражение $\dot{\epsilon} = V / \langle d \rangle$, где под V понимается скорость преодоления тройного стыка, т.е. вся макроскопическая картина деформации сводится к изучению одного (типичного) тройного стыка.

Поскольку формирование полосы КЗГП обеспечивается, главным образом, границами зерен, испытывшими локальную миграцию, необходимо выяснить: 1) какое количество ГЗ в материале при данных условиях нагружения испытывает локальную миграцию; 2) какое количество полос КЗГП можно сформировать из данного количества промигрировавших границ.

Для ответа на первый вопрос необходимо сформулировать условия локальной миграции. Движущая сила этого процесса исследована в работе [2] и определяется следующими факторами. Скопление ЗГД, сформированное на активной (наиболее близкой к площадке с максимальными сдвиговыми напряжениями) границе тройного стыка, содержит определенное количество упругой энергии, заданное мощностью и длиной скопления. Если эта энергия превышает некоторое критическое значение, то система 'ГЗ + скопление ЗГД' может понизить общую энергию в результате локальной миграции. При этом протяженность активной границы увеличивается и возрастает часть энергии, связанной с поверхностным натяжением ГЗ (энергия единицы площади), однако, при этом дислокации распределяются на большей длине и упругая энергия скопления уменьшается. В работе [3] показано, что этот процесс (в определенном смысле аналогичный срыву устойчивости упругого стержня при осевом сжатии) протекает при выполнении условий:

$$\frac{K \mu_0}{2 \tau} = \frac{L_D(\tau)}{b_L} \geq \frac{L}{b_L} \geq \frac{L_{LM}(\tau)}{b_L} \cong \begin{cases} \left[\chi(T) \frac{b_B}{b_L} \left(2 \frac{\mu_0}{\tau} \right)^4 \right]^{1/3}, & \frac{\tau}{\mu_0} < \frac{\chi(T)}{8} \left(\frac{b_L}{2b_B} \right)^2, \\ 8 \frac{b_B \mu_0}{b_L \tau}, & \frac{\tau}{\mu_0} > \frac{\chi(T)}{8} \left(\frac{b_L}{2b_B} \right)^2, \end{cases} \quad (2)$$

где b_L , b_B - вектора Бюргера соответственно решеточной и зернограничной дислокаций, $\mu_0 = \mu / 2\pi(1 - \nu)$, μ - модуль сдвига, τ - сдвиговое напряжение в плоскости границы, α_{GB} - коэффициент поверхностного натяжения границы, $\chi(T) = \alpha_{GB}(T) / \mu_0 b_L = \chi_0(1 - T/T_m)^{2\gamma}$, $\gamma \cong 0,65$ [4]. Параметр K , контролирующий переход в режим дислокационной ползучести, согласно оценкам работы [5] для металлов принимает значения в интервале 10..15. Если длина L меньше нижней границы интервала, т.е. величины L_{LM} , то скопление ЗГД не обладает достаточной мощностью, чтобы обеспечить локальную миграцию: процесс становится энергетически невыгодным. Если же длина L превышает верхнюю границу интервала, т.е. L_D , то локальная миграция подавляется более интенсивным процессом - дислокационной ползучестью. Таким образом, при заданной температуре T и сдвиговом напряжении в плоскости границы τ мигрируют все границы, чьи длины в направлении проскальзывания лежат в интервале $[L_{LM}, L_D]$. Число таких границ определяется функцией распределения длин ГЗ в данном материале (при отсутствии корреляции между длиной границы и действующим в её плоскости сдвиговым напряжением, иначе необходимо рассматривать совместное распределение по L и τ - это может иметь место в материалах с сильно выраженной текстурой), в качестве которой используем логнормальное распределение:

$$W(L) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}DL} \exp\left[-\frac{1}{2D^2} \ln^2\left(\frac{L}{\langle L \rangle} e^{D^2/2}\right)\right], \quad D^2 = \ln \frac{\langle L^2 \rangle}{\langle L \rangle^2}. \quad (3)$$

В этом случае вероятность p_B того, что одна случайно выбранная граница может принимать участие в формировании полосы КЗГП, определяется выражением

$$p_B(\tau, \langle L \rangle) = \int_{L_{LM}(\tau)}^{L_D(\tau)} W(L) dL = \frac{1}{2} \left[\Phi\left(\frac{1}{\sqrt{2D}} \ln \frac{L_D(\tau) e^{D^2/2}}{\langle L \rangle}\right) - \Phi\left(\frac{1}{\sqrt{2D}} \ln \frac{L_{LM}(\tau) e^{D^2/2}}{\langle L \rangle}\right) \right], \quad (4)$$

где $\Phi(x)$ - интеграл вероятности.

Примеры зависимости p_B от среднего размера зерен и напряжения для двух значений гомологической температуры и дисперсии размеров зерен приведены на рис. 1, построенном на основе выражения (4). Легко видеть, что в материале с большим средним размером зерен условия для локальной миграции отсутствуют при всех напряжениях. Уменьшение среднего размера зерен приводит к формированию условий миграции в определенном интервале напряжений. При увеличении температуры локальная миграция происходит в более широких интервалах как размеров зерен, так и напряжений. Увеличение дисперсии приводит к уменьшению числа границ зерен, принимающих участие в формировании полос КЗГП, но расширяет соответствующий интервал напряжений.

Определив полное число границ зерен, принимающих участие в формировании полос КЗГП, мы можем вычислить количество полос, которое может быть построено из данных границ. Для решения данной задачи необходимо дать определение активной полосы. Будем рассматривать полосу как некоторую негладкую поверхность, составленную из n границ зерен. Если половина из этих границ зерен испытала локальную миграцию, то каждая из них вовлекла в деформацию по одной соседней границе и вся поверхность начинает работать как когерентная сдвиговая полоса. Однако это справедливо только в том случае, если подстроившиеся границы распределены предельно однородно вдоль полосы, т.е. если две границы зерен, испытавшие миграцию, разделены одной границей, вовлекаемой в кооперацию. В

противном случае половины подстроившихся границ может оказаться недостаточно для формирования активной полосы. С другой стороны, есть экспериментальные свидетельства [1] о том, что дислокационное скопление, сформированное на некоторой границе, может включить в кооперацию более чем одну соседнюю границу. В этом случае для формирования активной полосы может оказаться достаточным, если миграции будет подвержено менее половины из n границ, составляющих полосу. Исходя из приведенных соображений, будем считать, что если полоса состоит из n границ зерен и часть из них, равная $p_c n$, испытала локальную миграцию, то сформирована активная полоса КЗГП. Перколяционный порог p_c ($0 < p_c < 1$) в данной работе мы будем считать свободным параметром, вычисление которого представляет самостоятельную задачу.

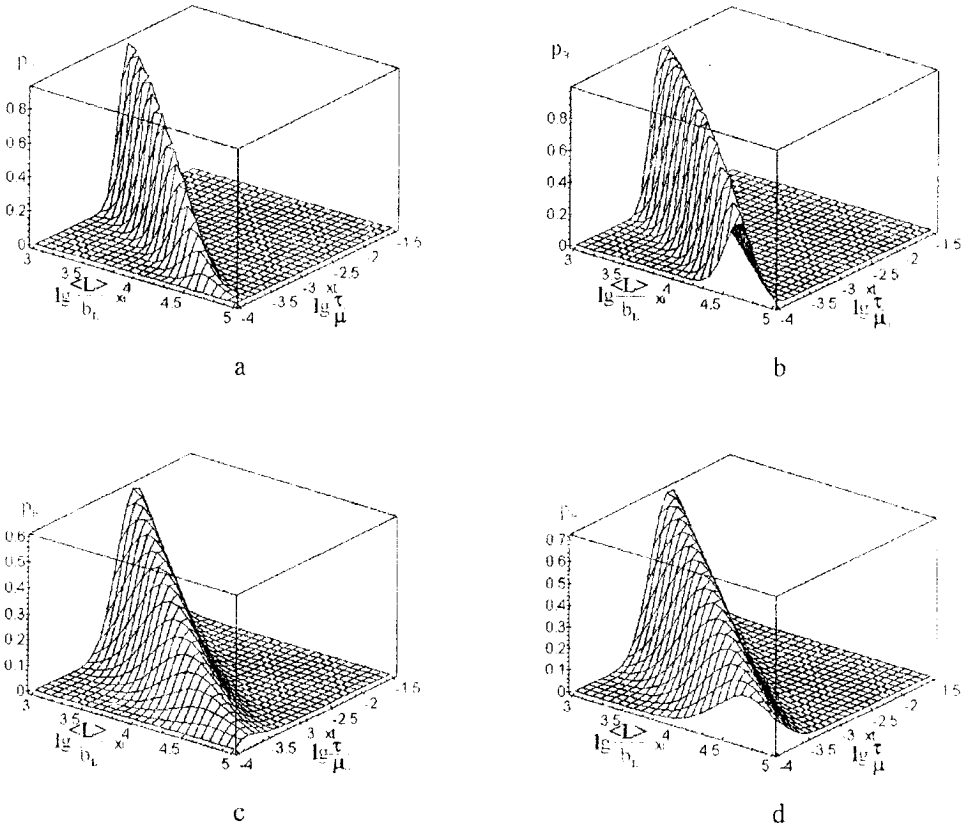


Рис. 1. Зависимость вероятности локальной миграции от среднего размера зерна и напряжения: (a) $D^2=0,1$, $T/T_m=0,5$; (b) $D^2=0,1$, $T/T_m=0,8$; (c) $D^2=0,5$, $T/T_m=0,5$; (d) $D^2=0,5$, $T/T_m=0,8$

Приступим к расчету среднего числа полос КЗГП, которое может быть построено из промигрировавших ГЗ, предполагая их однородное распределение по объему образца. Максимально возможное число полос в образце $M_0=l/\langle d \rangle$, где l - длина образца. Каждая полоса в направлении проскальзывания составлена из $n=2^{1/2}h/\langle L \rangle$ границ зерен. Здесь h - толщина образца в направлении проскальзывания. Полное число границ зерен, расположенных во всех полосах, равно nM_0 . Вероятность локальной миграции для каждой из границ равна известной величине p_b . Т.к. $nM_0 \gg 1$,

то полное число границ зерен, испытавших локальную миграцию, можно считать мало отличающимся от среднего значения $p_B M_0$. Задача сводится к распределению этого числа границ по M_0 полосам и расчету числа полос, в которых число промигрировавших границ превышает значение $n_c = p_c n$. Решение задачи при однородном распределении промигрировавших границ по объему образца приведено в работе [3] и имеет вид

$$\frac{\langle M \rangle}{M_0} \approx \frac{1}{2} \left[1 - \Phi \left(\frac{\sqrt{n}(p_c - p_B)}{\sqrt{2p_B(1-p_B)}} \right) \right] \quad (5)$$

При получении выражения (5) были сделаны достаточно сильные приближения. Согласно (4) p_B определяет вероятность локальной миграции для границы, в плоскости которой действует сдвиговое напряжение τ . В зависимости от ориентации плоскости залегания границы величина τ меняется от 0 до $\sigma/2$. При расчете $\langle M \rangle$ неявно предполагается, что сдвиговые напряжения одинаковы на всех рассматриваемых границах. Учет распределенности τ приведет к уменьшению величины $\langle M \rangle$ в максимуме и к меньшей скорости роста в интервале изменения $\langle M \rangle$ от 0 до максимального значения. Примеры зависимости $\langle M \rangle / M_0$ от среднего размера зерен и напряжения приведены на рис.2 для двух значений гомологической температуры. Этот результат определяет интервал напряжений (при заданном среднем размере зерен), в котором происходит формирование активных полос КЗГП.

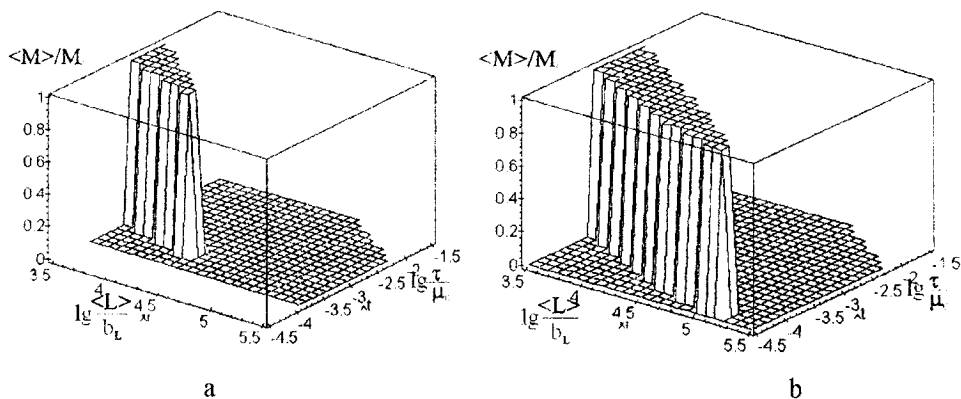


Рис.2. Зависимость среднего числа полос КЗГП от среднего размера зерен и напряжения для двух значений гомологической температуры: (а) $T/T_m=0,5$; (б) $T/T_m=0,9$. $D^2=0,5$; $p_c=0,2$

Для расчета скорости деформации в соответствии с соотношением (1) осталось определить скорость сдвига V вдоль полосы КЗГП. Для предварительных оценок воспользуемся известным соотношением Орована $V = b_B \langle \rho \rangle V_D$, в котором $\langle \rho \rangle$ - плотность зернограницных дислокаций, V_D - их скорость. Оценки, сделанные в работе [6], приводят к выражению

$$\frac{\dot{\epsilon}_{CGBS}}{\dot{\epsilon}_0} \approx \frac{\langle M \rangle C_G}{M_0} \frac{b_B}{4 b_L} \left(\frac{\tau}{\mu_0} \right)^2 \left[\frac{b_L}{\langle L \rangle} p_B(\tau, \langle L \rangle) + \frac{\tau}{\mu_0} e^{D^2} p_D(\tau, \langle L \rangle) \right], \quad (6)$$

где C_G - постоянная, определенная в работе [7], $\dot{\epsilon}_0 = \mu b_L D_{GB} / kT$,

$$p_D(\tau, \langle L \rangle) = \frac{1}{2} \left[1 - \Phi \left(\frac{1}{\sqrt{2D}} \ln \frac{L_D(\tau) e^{\frac{D^2}{2}}}{\langle L \rangle} \right) \right] \quad (7)$$

Выражение (6) не только определяет гораздо более общую форму зависимости от среднего размера зерен и напряжения в сравнении с предыдущими моделями, но также задает интервал СП благодаря наличию множителя $\langle M \rangle / M_0$. Считаем, что вне интервала, определенного этим множителем, деформация происходит в соответствии с классическими представлениями: при низких напряжениях - это диффузионная ползучесть Набарро-Херринга и Кобла, при высоких - дислокационная ползучесть. В широком интервале напряжений полная скорость деформации определяется суперпозицией всех механизмов и как следует из прямого сравнения с экспериментальными результатами хорошо описывается аддитивной конструкцией

$$\dot{\epsilon}_{tot} = \dot{\epsilon}_{diff.cr.} + \dot{\epsilon}_{CGBS} + \dot{\epsilon}_{disl.cr.} \quad (8)$$

где в соответствии с [3]:

$$\dot{\epsilon}_{diff.cr.} = 7\dot{\epsilon}_0 \left(\frac{b_L}{\langle L \rangle} \right)^2 \frac{\tau}{\mu_0} \left(\frac{D_L}{D_{GB}} + \pi \frac{b_L}{\langle L \rangle} \right),$$

$$\dot{\epsilon}_{disl.cr.} = C\mu_0 b_L \frac{D_L}{kT} \left(\frac{\tau}{\mu_0} \right)^n p_D(\tau, \langle L \rangle).$$

Заметим, что выражение для скорости дислокационной ползучести содержит дополнительный (в сравнении с [8]) множитель $p_D(\tau, \langle L \rangle)$, связанный с распределением зерен по размерам. Переход в режим дислокационной ползучести происходит при условии: размер ячейки дислокационной сетки меньше размера зерна. Размер ячейки определяется действующим напряжением и параметром материала K из выражения (2). Если материал состоит из зерен разных размеров, то дислокационная ползучесть начинается в первую очередь в наиболее крупных зернах. При увеличении напряжения происходит последовательное подключение мелких зерен. Т.е. фактор $p_D(\tau, \langle L \rangle)$ задает парциальный объем материала при данных τ и $\langle L \rangle$, в котором протекает процесс дислокационной ползучести. Как следует из соотношения (7) при увеличении напряжения $p_D \rightarrow 1$ и тогда выражение для скорости дислокационной ползучести переходит в известное выражение [8].

Характеристики модели

Принципиальное отличие предложенной модели от существующих связано с дополнительным фактором $\langle M \rangle / M_0$ в выражении для скорости деформации (1). Как следует из предыдущего, этот фактор определяет интервал СПД в пространстве параметров материала и условий нагружения. Анализ этого интервала приводит к следующим результатам.

Поскольку в выражении (5) $p \gg 1$, то необходимое условие отличия $\langle M \rangle$ от нуля сводится к неравенству

$$\text{MAX}_{\tau, \langle L \rangle} \{ p_D(\tau, \langle L \rangle) \} > p_c, \quad (9)$$

которое с использованием приближенного представления $\Phi(x) \approx \sqrt{1 - \exp(-4x^2/\pi)}$, $x > 0$, принимает вид

$$D^2 < \frac{\ln^2\left(\frac{K b_L}{16 b_B}\right)}{2\pi|\ln(1-p_c^2)|} \quad (10)$$

Известно, что после СПД в материале формируется однородная равноосная структура. Как следует из неравенства (10), условие однородности структуры является необходимым условием формирования полос КЗГП. Верхний предел дисперсии определяется перколяционным порогом p_c , параметром K , контролирующим переход в режим дислокационной ползучести, и соотношением векторов Бюргерса решёточных и зернограницных дислокаций, т.е., по сути, наличием в материале достаточного количества произвольных границ зерен. Следует иметь в виду, что начальное распределение зерен по размерам может иметь дисперсию, превышающую верхний предел, диктуемый условием (10). Однако при этом стадия выхода в режим стабильного течения должна протекать в условиях активной динамической рекристаллизации, обеспечивающей структурную проработку материала. Если же стадия стабильного течения достигнута (а только она и рассматривается в данной модели), то конечное распределение зерен по размерам должно иметь малую дисперсию, т.к. это необходимое условие формирования полос.

Как следует из соотношения (5) и проиллюстрировано рис.2, при заданной температуре испытаний существует максимально допустимое значение среднего размера зерен. В материалах с размером зерен, превышающим это значение, не происходит формирование полос КЗГП, а, следовательно, и невозможна реализация режима СПД. Из выражений (4) и (5) нетрудно получить явное условие на средний размер зерен:

$$\frac{\langle d \rangle}{b_L} < \frac{\langle d \rangle_M}{b_L} = \frac{2}{\chi(T)} \left(\frac{K}{4}\right)^4 \frac{b_L}{b_B} \exp\left[\frac{D^2}{2} - 7D\sqrt{\frac{\pi}{2}|\ln(1-p_c^2)|}\right] \quad (11)$$

Известно, что повышение температуры позволяет реализовать режим СПД в материале с более крупным зерном. Выражение (11), воспроизводя эту тенденцию, позволяет сформулировать и более сильное утверждение: температурная зависимость максимально допустимого значения среднего размера зерен определяется температурной зависимостью коэффициента поверхностного натяжения грани зерен. Величина $\langle d \rangle_M$ при прочих равных условиях контролируется значениями дисперсии и перколяционного порога, т.е. физическими параметрами, не учитываемыми известными моделями СПД. Значимость зависимости $\langle d \rangle_M$ от D и p_c иллюстрируется рис.3, полученном при следующих значениях параметров: $\chi_0=0,02$; $K=b_L/b_B=10$; $T/T_m=0,75$.

При выполнении условий (10) и(11) нетрудно оценить интервал напряжений, в котором происходит формирование полос КЗГП.

$$\tau_{th}^{(1)} < \tau < \tau_h, \quad (12)$$

где

$$\frac{\tau_{th}^{(1)}}{\mu_0} = 2\chi(T) \frac{b_B}{b_L} \left(\frac{4}{K}\right)^3 \exp\left[\frac{3}{4}R + A\right], \quad (13)$$

$$\frac{\tau_h}{\mu_0} = 2\chi(T) \frac{b_B}{b_L} \left(\frac{4}{K}\right)^3 \exp\left[R - \frac{3}{4}A\right] \quad (14)$$

$$R^2 = \ln^2 \left[\frac{b_L}{b_B} \frac{2b_L}{\langle d \rangle} \left(\frac{K}{4} \right)^4 \frac{e^{D^2/2}}{\chi(T)} \right] + 14D^2 \ln \frac{4}{3}, \quad A = \frac{D}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{\pi |\ln(1 - p_c^2)|} - \frac{2 \ln 2}{\sqrt{\pi |\ln(1 - p_c^2)|}} \right).$$

Величина $\tau_{th}^{(1)}$ имеет смысл порогового напряжения, превышение которого приводит к формированию активных полос КЗГП. Правая граница интервала (12) τ_{th} определяет

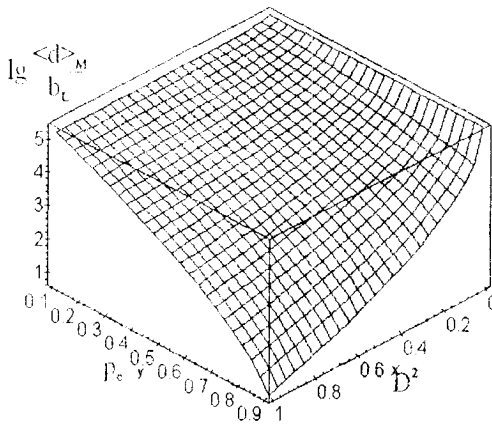


Рис.3. Зависимость максимально допустимого среднего размера зерен от значений перколяционного порога и дисперсии распределения зерен по размерам

переход от режима СПД к режиму дислокационной ползучести. Нетрудно заметить, что выражения (13), (14) выдерживают контрольный предельный переход $D \rightarrow 0$, вырождаясь при этом до соотношений, определяемых непосредственно границами интервала (2). В этом случае величина τ_{th} перестает зависеть от температуры, пропорциональна постоянной K и обратно пропорциональна среднему размеру зерна. Пороговые напряжения при $D \rightarrow 0$ зависят от температуры, как $(1 - T/T_m)^{2\nu}$, и от размера зерен, как $\langle d \rangle^{-3/4}$. В общем случае $D \neq 0$ зависимость $\tau_{th}^{(1)}$ от температуры может усиливаться до $\propto (1 - T/T_m)^{2\nu}$, при этом зависимость от среднего размера зерен ослабляется, вплоть до полной независимости при достаточно высоких значениях D . Анализ температурной зависимости экспериментальных значений пороговых напряжений обычно выполняется в предположении, что $\sigma_{th} \propto \exp(E/kT)$. В ряде случаев это оказывается оправданным и приводит к хорошо определенному значению энергии активации E [9]. Однако нетрудно заметить, что экспериментальные результаты для высокоскоростной СП [10] лучше аппроксимируются линейной ($\sigma_{th} \propto a - bT$), чем экспоненциальной зависимостью. Возникающая при этом проблема неоднозначности интерпретации может быть связана со следующим обстоятельством. Величина скорости деформации в интервале (12) определяется, в соответствии с соотношением (1), значением скорости сдвига V вдоль полосы. Причем механизм, контролирующий скорость сдвига V , может иметь собственное пороговое напряжение $\tau_{th}^{(2)}$, отличающееся от $\tau_{th}^{(1)}$. Если $\tau_{th}^{(2)} < \tau_{th}^{(1)}$, то интервал СП определяется условием (12), если же выполняется обратное соотношение $\tau_{th}^{(2)} > \tau_{th}^{(1)}$, то интервал СП сужается

и роль пороговых напряжений переходит к величине $\tau_{th}^{(2)}$. Т.е. реальный вид температурной зависимости пороговых напряжений определяется температурной зависимостью максимальной из величин $\tau_{th}^{(1)}, \tau_{th}^{(2)}$; при этом пороговые напряжения $\tau_{th}^{(1)}$, ответственные за формирование полос КЗГП, зависят от температуры в соответствии с выражением (13) степенным образом, а напряжения $\tau_{th}^{(2)}$, связанные с аккомодационными процессами, обеспечивающими сдвиг вдоль полосы КЗГП, - активационным. Тем самым в представления о СП вводятся понятия пороговых напряжений первого и второго рода: порог $\tau_{th}^{(1)}$ определяет переход к формированию полос КЗГП, а порог $\tau_{th}^{(2)}$ задаёт условия активизации механизма, контролирующего скорость сдвига вдоль полосы.

Даже не конкретизируя механизм, контролирующий скорость сдвига вдоль полосы КЗГП, мы можем получить на основе соотношений (12-14) ряд следствий, определяющих особенности СП в различных её проявлениях. Так для сверхмелкокристаллических материалов интервал оптимальных напряжений (12) перемещается в сторону более высоких значений. Величина этого сдвига легко оценивается. В пределе нанокристаллических размеров зерен пороговые напряжения $\tau_{th}^{(1)}$ перестают зависеть от температуры (что непосредственно следует из условия (2)) и может быть реализован режим низкотемпературной СП.

Обычный путь к высокоскоростной СП - это малый размер зерен и высокая температура, что, однако, приводит к проблеме структурной стабильности, решаемой через создание условий, подавляющих рост зерен. Другой путь - это высокие напряжения. Однако их нельзя повысить за пределы правой границы интервала (12), т.к. при этом деформация переходит в режим дислокационной ползучести. Отодвинуть правую границу интервала в сторону более высоких напряжений можно, увеличив значение параметра K , т.е. обеспечив меры по подавлению дислокационной ползучести (либо включения, либо высокие барьеры Пайерлса). Именно поэтому композиты и керамики - типичные объекты для высокоскоростной СП. Однако следует заметить, что принятые меры не должны подавлять возможность локальной подстройки ГЗ в окрестности тройных стыков, т.е. условия формирования полос должны сохраняться.

Заметим, что при построении модели основной акцент сделан на экспериментально установленной природе крупномасштабной картины течения, проявляющейся в формировании полос КЗГП, которые обеспечивают однородность деформации и отсутствие концентраторов напряжения, т.е. собственно режим СП. Поскольку мы считаем деформационный режим, основанный на активизации полос КЗГП, отличительным признаком, характерным для любого вида СП, то мы полагаем, что предложенная модель обладает достаточной общностью и должна работать в широком интервале условий от низкотемпературной до высокоскоростной сверхпластичности. В качестве иллюстрации на рис.4 приведено сравнение экспериментальных результатов по высокоскоростной СП в дисперсно-упрочненном композите [11] с результатами расчетов по предлагаемой модели. При расчете использованы следующие значения параметров: $T_m=930K$, $b_L=2,86 \cdot 10^{-10}m$, $b_B=b_L/10$, $\mu(T=300K)=2,54 \cdot 10^{10}Pa$, $\frac{T_m}{\mu_0} \frac{d\mu}{dT} = -0,5$, $\nu=1/3$, $\delta=2b_L$, $D_{L0}=1,7 \cdot 10^{-4}m^2/c$, $Q_L=1,8Q_B$, $\delta D_{B0}=5 \cdot 10^{-14}m^3/c$, $\chi_0=0,012$, $2\gamma=1,35$, $K=36$, $\langle d \rangle=0,68 \cdot 10^{-6}m$, $D^2=0,5$. Происхождение некоторых из этих параметров определяется температурными зависимостями модуля

сдвига, коэффициентов диффузии и коэффициента поверхностного натяжения границы зерна:

$$\mu(T) = \mu(T = 300\text{K}) \left[1 + \frac{T_m}{\mu_0} \frac{d\mu}{dT} \frac{T - 300}{T_m} \right], \quad D = D_0 \exp(-Q/RT), \quad \chi(T) = \chi_0 (1 - T/T_m)^{2\gamma}.$$

Остальные параметры определены выше. Энергия активации зернограничной диффузии Q_B , в соответствии с результатами [11], выбиралась зависящей от температуры: $Q_B(733\text{K})=130\text{kJ/mol}$, $Q_B(763\text{K})=127\text{kJ/mol}$, $Q_B(793\text{K})=122\text{kJ/mol}$. И, наконец, перколяционный порог p_c , являющийся свободным параметром в рамках рассматриваемой модели, выбирался из условия совпадения с экспериментом. При этом получены следующие значения: $p_c(733)=0,816$, $p_c(763)=0,635$, $p_c(793)=0,285$, т.е. повышение температуры облегчает кооперацию, понижая порог. Точность воспроизведения семейства зависимостей, полученных при трех разных температурах,

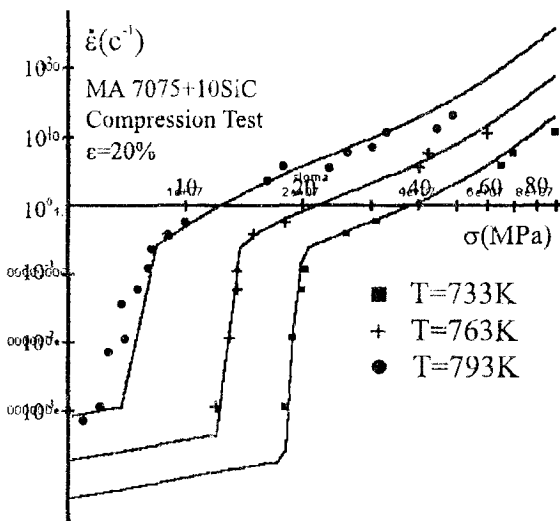


Рис.4. Зависимость скорости деформации от напряжения: точки - эксперимент [11], кривые - расчет по формуле (8)

оказалась вполне удовлетворительна. Возможность реализации высокоскоростной СП в данном материале определяется высоким значением параметра K , контролирующего переход в режим дислокационной ползучести. Высокое по сравнению с металлами [5] значение K определяется тем, что однородно распределенные дисперсно-упрочняющие частицы, во-первых, накладывают дополнительные ограничения на размер ячеек дислокационной сетки, формируя меньший эффективный размер зерна; и, во-вторых, ограничивают подвижность дислокаций, препятствуя термоактивированному выбросу парных перегибов (отметим, что в керамиках, также демонстрирующих возможность высокоскоростной СП, эту роль играют высокие барьеры Пайерлса). В совокупности эти факторы эффективно подавляют переход в режим дислокационной ползучести, сдвигая границу перехода в область более высоких, по сравнению с металлами, напряжений и не препятствуя формированию полос КЗГП.

Привлекательной особенностью модели является то, что условием реализации режима СП (как в пространстве параметров нагружения, так и в пространстве

параметров материала) выступает единственный обобщающий признак: $\langle M \rangle \neq 0$. Как следует из выражения (5) и проиллюстрировано рис.2, это условие определяет нижнюю $\tau_{\text{н}}$ и верхнюю $\tau_{\text{в}}$ границы интервала напряжений, максимально допустимый средний размер зерен и зависимость этих величин от температуры испытаний, дисперсии распределения зерен по размерам и другие параметры материала. При этом пороговые напряжения $\tau_{\text{н}}$ имеют принципиально другую природу по сравнению с известными: это не напряжения, при которых происходит передача деформации через изолированный тройной стык, а напряжения, при которых начинается формирование полос КЗГП. Как следует из проведенного рассмотрения, для этого недостаточно обеспечить совместность сдвига через некоторый 'средний' стык, - необходима модификация их определенного количества.

Предложенная модель не свободна от вопросов. Не исследовано влияние порообразования на условие формирования полос, механизм динамического переключения полос и др. Для получения надежных количественных результатов необходима более тщательная оценка качества приближения, приводящего к исходному условию миграции (2). По некоторым признакам оно представляется излишне 'жестким'. Однако сформированный подход уже сейчас позволяет единообразно объяснить многие экспериментально установленные факты: однородную структуру после СПД; существование верхнего предела для среднего размера зерен; природу интервала напряжений, в котором может быть реализован режим СПД. Развитые представления позволяют анализировать различные предельные варианты СПД. Широкий набор характеристик материала свободный от эмпирических параметров внушает надежды на выделение достаточного (полного) набора значимых материальных констант, необходимых для формулировки определяющих соотношений режима СП.

Авторы благодарны профессору Р.А. Васину за полезные замечания.

Библиографический список

1. Пшеничнюк А.И., Кайбышев О.А., Астанин В.В. О возможности использования физических моделей при построении определяющих соотношений сверхпластичности // Математическое моделирование систем и процессов. Пермь: Перм. гос. техн. ун-т. 1998. №6. С. 92-98.
2. Astanin V.V., Sisanbaev A.V., Pshenichnyuk A.I., Kaibyshev O.A.. Self-organization of cooperative grain boundary sliding in aluminium tricrystals // Scripta Met. et Mater. 1997. V.36. No.1. P.117-122.
3. Пшеничнюк А.И., Кайбышев О.А., Астанин В.В. Природа крупномасштабного течения как отличительный признак сверхпластичности // ФТТ. 1997. Т.39. №12. С.2179-2185.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. Ч.1. М.: Наука, 1976. 584 с.
5. Gittus J.H. High-temperature deformation of two phase structures // Phil. Trans. R. Soc. Lond. A. 288. 1978. P.121-146.
6. Астанин В.В., Кайбышев О.А., Пшеничнюк А.И., К теории сверхпластической деформации. // ФММ. 1997. Т.84. Вып.6. С.5-16.
7. Gates R.S. The role of grain boundary dislocations in grain boundary sliding // Acta Met. 1973. V.21. No.7. P.855-864.
8. Edington J.W., Melton K.N., and Cutler C.P. Superplasticity // Progress in Mater. Sci. 1976. 21, P.61-170.

9. Mohamed F.A. Interpretation of superplastic flow in terms of a threshold stress // J. of Materials Science. 1983. V.18. P.582-592.
10. Kum D.-W. Analysis of the threshold stress in the Al-Ti alloys exhibiting high strain-rate superplasticity // Materials Science Forum. 1997. Edit. by A. Chokshi, Trans Tech Publication, Switzerland. Vol.243-245. P.287-295.
11. Matsuki K., Tokizawa M., Murakami Y. Effect of SiC particulate content on superplastic flow stress of 7075 Al-SiCp Composites // 1994. Advanced Materials '93, III/B: Composites, Grain Boundaries and Nanophase Materials, ed. M. Sakai. Trans. Mat. Res. Soc. Jpn. P.933-936.