

УДК 669.017:53+669.017:539.4

ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

К. П. ГУРОВ, М. Х. ШОРИШОРОВ, А. С. ТИХОНОВ, Г. Н. КОФАНОВА

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ФЛУКТУАЦИОННОЙ МОДЕЛИ СВЕРХПЛАСТИЧНОСТИ ДЛЯ РАСЧЕТА ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ МЕТАЛЛОВ ПРИ ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЯХ

(Представлено академиком Н. Н. Рыкалиным 27 III 1972)

В работе <sup>(1)</sup> была предложена флуктуационная модель сверхпластичности, основанная на теории предпереходных явлений, в которой оптимальные температурные условия сверхпластичности связывались с максимально развитой поверхностью  $S$  флуктуационных зародышей новой фазы.

В общем случае увеличение поверхности раздела матрица — зародыш новой фазы способствует развитию эффекта сверхпластичности по следующим причинам. Во-первых, в условиях развитой межфазной поверхности повышается диффузионная способность атомов в подобных сплавах (диффузия по поверхностям раздела). Во-вторых, пересыщение таких агрегатов точечными дефектами (вследствие увеличения межфазной поверхности) вызывает облегченность зарождения и перемещения дислокаций в приповерхностных слоях кристаллов и снижение электронной концентрации в этих местах, тем самым способствуя созданию высокопластичного слоя вблизи межфазной поверхности. Наличие же такого высокопластичного слоя, характеризующегося пониженным сопротивлением деформации, будет основной причиной облегченности процесса межзеренного проскальзывания, являющегося одним из основных механизмов пластической деформации, лежащим в основе эффекта сверхпластичности\*.

При этом в качестве новой фазы в <sup>(1)</sup> рассматривалась жидкость (фазовый переход типа плавления — случай изотермической сверхпластичности гетерофазных сплавов) или зародыши  $\alpha$ -фазы в аустените (диффузионное фазовое превращение — случай сверхпластичности при полиморфном переходе). Решение дифференциального уравнения, отображающего эти условия  $dS/dT = 0$ , дало расчетную формулу для оценки оптимальной температуры сверхпластичности  $T_{sp}$ :

$$\frac{T_{sp}}{T_0} = \frac{2}{1 + (36\pi)^{1/2} v_1^{2/3} L \sigma / (Q g_0^{1/3})}, \quad (1)$$

где  $T_0$  — истинная температура фазового перехода,  $L$  — число Авогадро,  $v_1$  — атомный объем,  $Q$  — скрытая теплота перехода, отнесенная к одному молю, при истинной температуре фазового превращения  $T_0$  ( $Q < 0$  при  $T < T_0$ ),  $\sigma$  — поверхностное натяжение на границе раздела фаз,  $g_0$  — минимальное число атомов, совокупность которых рассматривается как «но-

\* Более подробно эти вопросы рассмотрены в работе <sup>(2)</sup>.

вая фаза»;  $g_0$  рассчитывалось по методике К. А. Осипова <sup>(3)</sup>:

$$g_0 = 1800q / \mu v_1, \quad (2)$$

где  $q$  — введенная К. А. Осиповым характеристика для каждой системы теплота активации процесса локального плавления (или полиморфного превращения),  $\mu$  — модуль сдвига.

Следует заметить, что в предложенном в <sup>(1)</sup> виде расчетная формула <sup>(1)</sup> пригодна для оценки температуры сверхпластичности только в случае диффузионных фазовых переходов, поскольку она не учитывает возникновения значительных по величине напряжений на границе раздела фаз при переходах мартенситного типа (в системах с большим объемным эффектом превращения). Оценка отношения  $T_{sp}/T_0$  для ряда металлов и сплавов, проведенная с использованием уравнения <sup>(1)</sup>, показала весьма хорошее согласие теории с экспериментом. Так, в случае  $(\gamma \rightarrow \alpha)$ -полиморфного превращения железа расчетное отношение  $T_{sp}/T_0$  отличалось от экспериментального не более чем на 2%, а для никеля (фазовый переход — плавление) эта разница составляла примерно 7%.

С другой стороны, расчет  $T_{sp}/T_0$  по формуле <sup>(1)</sup> часто бывает затруднителен из-за отсутствия надежных данных о поверхностном натяжении на границе раздела фаз в момент перехода, особенно для сложно легированных сплавов. Тем не менее, обоснованная надежность предложенной ранее флуктуационной модели сверхпластичности вкупе со знанием экспериментальных значений  $T_{sp}/T_0$  позволяет использовать расчетную формулу <sup>(1)</sup> для определения межфазного поверхностного натяжения в состоянии сверхпластичности, если известны другие параметры, входящие в данное уравнение ( $v_1$ ,  $Q$  и  $g_0$ ). После соответствующих преобразований формула <sup>(1)</sup> примет вид

$$\sigma = \left( \frac{2T_0}{T_{sp}} - 1 \right) \frac{Q \sigma_0^{1/3}}{(36\pi)^{1/3} v_1^{2/3} L}. \quad (3)$$

Оценка  $\sigma$  по формуле <sup>(3)</sup> требует знания параметров  $g_0$  и  $v_1$  ( $Q$  и  $L$  — табличные величины). Для кубических структур атомный объем  $v_1$  можно представить в виде  $a^3/Z$ , где  $a$  — константа решетки,  $Z$  — число атомов на элементарную ячейку. Для о.ц.к.-структуры  $Z=2$ , для г.ц.к. —  $Z=4$ . Нетрудно показать, что для гексагональной плотноупакованной решетки титана (три атома внутри шестигранной призмы)  $Z=5$ , а  $v_1=0,83a^3$ . С учетом этого, а также используя методику К. А. Осипова для оценки  $g_0$ , рассчитаем поверхностное натяжение на границе  $\alpha$ - и  $\beta$ -фаз в состоянии сверхпластичности у технически чистого титана (диффузионный фазовый переход).

По нашим экспериментальным данным <sup>(4)</sup> отношение  $T_{sp}/T_0$  для нодидного титана составляет  $\sim 0,96$ .

В расчете используем следующие исходные данные:  $\mu = 3,98 \cdot 10^{11}$  дин/см<sup>2</sup> <sup>(5)</sup>;  $q = 0,5$  эв  $= 0,8 \cdot 10^{-12}$  дин·см <sup>(6)</sup>;  $v_1 = 10$  см<sup>3</sup>/(г·атом) <sup>(7)</sup>;  $Q = 0,95$  ккал/(г·атом) <sup>(8)</sup>.

Вычисление параметра  $g_0$  по методу <sup>(3, 6)</sup> дает следующее значение числа атомов, образующих флуктуационный зародыш:

$$g_0 = \frac{1800 \cdot 0,8 \cdot 10^{-12} \text{ дин} \cdot \text{см} \cdot 6,02 \cdot 10^{23}}{3,98 \cdot 10^{11} \text{ дин/см}^2 \cdot 10 \text{ см}^3} = 216; \quad g_0^{1/3} = 6.$$

В этом случае расчетное значение поверхностного натяжения, найденное по формуле <sup>(3)</sup>, будет равно 114 эрг/см<sup>2</sup>. Указанное значение  $\sigma$  (на порядок меньшее, чем при плавлении) представляется достаточно точным для использования в подобных расчетах; это подтверждается аналогичным соотношением поверхностного натяжения при плавлении и в момент диффузионного фазового превращения для аллотропного железа:  $\sigma_{пл} = 880$  эрг/см<sup>2</sup> <sup>(9)</sup>,  $\sigma_{ф.п.} = 40$  эрг/см<sup>2</sup> <sup>(10)</sup>.

На основании результатов, полученных в настоящей работе, авторы рекомендуют формулу (3) для оценки поверхностного натяжения при диффузионных фазовых переходах.

Институт металлургии им. А. А. Байкова  
Академии наук СССР  
Москва

Поступило  
14 III 1972

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> К. П. Гуров, М. Х. Шоршоров и др., Физ. мет. и металловед., **34**, № 6 (1972).  
<sup>2</sup> А. С. Тихонов, М. Х. Шоршоров, Обобщенная модель сверхпластичности металлов и двухфазных сплавов, М., 1971, деп. № 3072—71. <sup>3</sup> К. А. Осипов, Вопросы теории жаропрочности металлов и сплавов, Изд. АН СССР, 1960. <sup>4</sup> Н. И. Надирашвили, М. Х. Шоршоров и др., Физика и химия обработки матер., № 5, 134 (1971). <sup>5</sup> Ж. Фридель, Дислокации, М., 1967. <sup>6</sup> К. А. Осипов, Некоторые активируемые процессы в твердых металлах и сплавах, Изд. АН СССР, 1962.  
<sup>7</sup> В. К. Григорович, Электронное строение и термодинамика сплавов железа, «Наука», 1970. <sup>8</sup> У. Д. Верятин, Термодинамические свойства неорганических веществ, М., 1965. <sup>9</sup> А. М. Корольков, Литейные свойства металлов и сплавов, «Наука», 1967. <sup>10</sup> Б. Я. Любков, Кинетическая теория фазовых превращений, М., 1969.