

УДК 669.6:669—492.3

МИГРАЦИЯ ГРАНИЦ НАКЛОНА [001] В ОЛОВЕ В ОКРЕСТНОСТИ ЗЕРНОГРАНИЧНОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА $\Sigma 17$ — $\Sigma 1$

Е. Л. Максимова, Б. Б. Страумал, Л. С. Швиндлерман

Изучены температурные зависимости скорости миграции границ наклона с углами разориентации, близкими к $28,07^\circ$ ($\Sigma 17$). На температурных зависимостях скорости миграции наблюдаются скачки скорости при температурах T_c , которые совпадают с температурами фазовых переходов специальных границ $\Sigma 17$ в границы общего типа, полученными при изучении температурных зависимостей поверхностного натяжения этих границ [1]. По температурам T_c и данным работы [1] построена фазовая диаграмма существования границ $\Sigma 17$. Форма линии фазового равновесия обсуждается на основе термодинамики зернограничных фазовых переходов и дислокационных представлений о структуре границ зерен.

В работе [2] на основе имеющихся в литературе экспериментальных данных о структуре и свойствах границ зерен показано, что специальные границы зерен существуют в ограниченном интервале температур и углов разориентации. Ширина интервала углов разориентации, в котором границы обладают специальной структурой и свойствами, экспоненциально падает с ростом Σ — обратной плотности совпадающих узлов. Максимальная температура существования специальных границ также уменьшается с ростом Σ . Поэтому при данной температуре специальной структурой и свойствами обладают лишь границы с Σ , меньшей некоторого Σ_{\max} . В [2] высказано предположение, что при определенных значениях углов разориентации и температур можно наблюдать фазовый переход специальная граница — граница общего типа.

В работе [1] на трикристаллах с тройными стыками с заданной разориентацией границ экспериментально изучены температурные зависимости поверхностного натяжения границ наклона [001] в олове в интервале углов разориентации φ от $25,5$ до 30° . На температурных зависимостях поверхностного натяжения σ границ с углами разориентации φ , наиболее близкими к $\varphi(\Sigma 17) = 28,07^\circ$, были обнаружены изломы. Положение T_c этих изломов на температурных зависимостях определяется лишь углом разориентации границ и не зависит от других термодинамических, кинетических и геометрических параметров изученных тройных стыков. В [1] существование изломов объясняется зернограничным фазовым превращением специальных границ $\Sigma 17$ в границы общего типа. По температурам T_c была построена линия равновесия зернограничных фаз, разделяющая области существования границ $\Sigma 17$ и границ общего типа. Эта линия имеет колоколообразную форму, согласующуюся с представлениями о дислокационной структуре специальных границ и определяемому законом $\Delta T \sim \sin \Delta \varphi (B - \ln \Delta \varphi)$. Поверхностное натяжение границ σ — их основная термодинамическая функция. Поэтому данные [1] однозначно характеризуют линию равновесия фаз $\Sigma 17$ и $\Sigma 1$ для границ наклона [001]. Поэтому интересно уз-

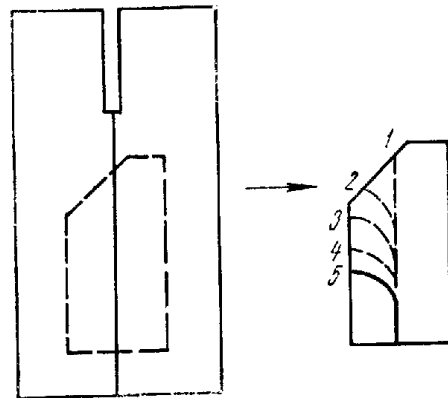


Рис. 1. Схема бикристаллического образца для определения подвижности границ зерен при постоянной движущей силе. 1, 2, 3, 4, 5 — последовательные положения границы зерен при ее миграции.

нать, как изменяются вблизи температуры зернограничного фазового перехода кинетические свойства границ, в частности их подвижность.

В работах [3—6] показано, что параметры миграции границ зерен немонотонно зависят от угла разориентации границ: в достаточно чистых металлах с содержанием примесей от 10^{-1} до 10^{-4} ат.%, вблизи специальных углов разориентации обнаружены максимумы подвижно-

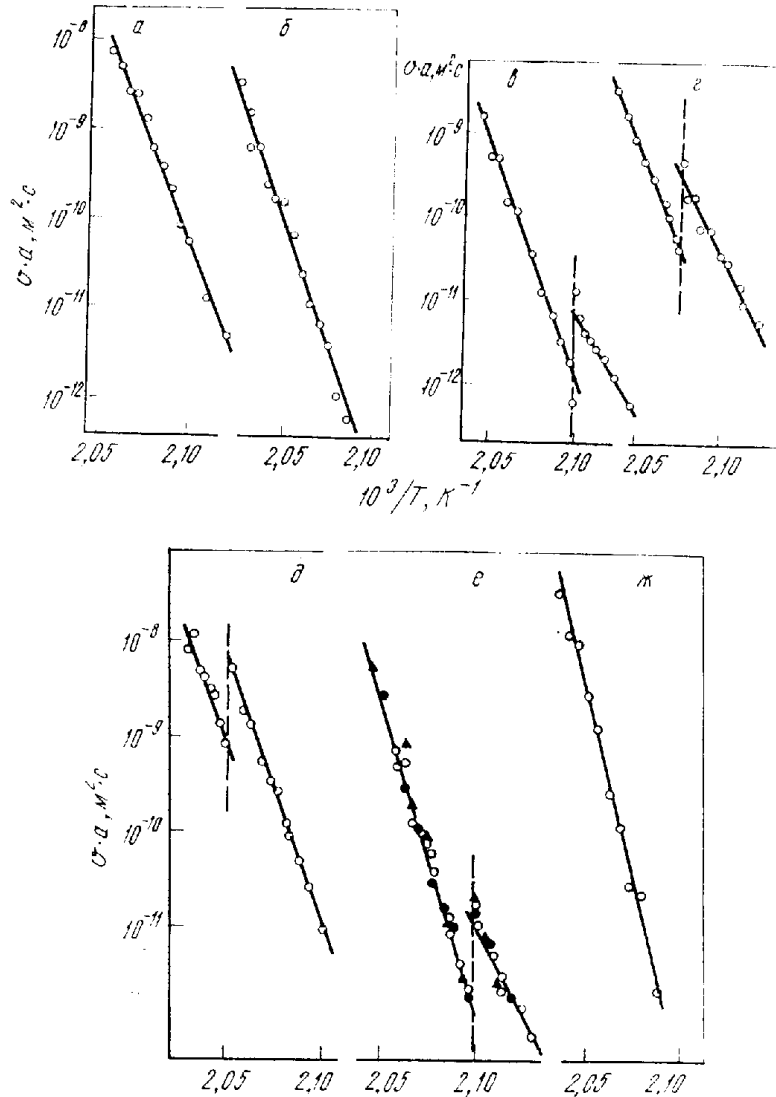


Рис. 2. Температурные зависимости скорости миграции границ наклона [001] в олове, приведенные к одинаковой движущей силе. Углы разориентации:

a — 26,0; $б$ — 26,5; $в$ — 27,0; $г$ — 27,7; $д$ — 28,2; $е$ — 29,0; $ж$ — 29,5°.
На рис. 2г приведены данные для образцов с различной движущей силой a : $a_1(\blacktriangle)$; $a_2(\bullet)$; $a_3(\circ) = 2,9 : 1,5 : 1$. Видно, что T_c не зависит от движущей силы миграции.

сти границ и минимумы активационных параметров их миграции (энергии активации, предэкспоненциального множителя, то есть энтропии миграции, и активационного объема). Такие экстремумы наблюдались лишь на специальных границах с $\Sigma \leq \Sigma_{19}$. Это объясняется тем [2], что измерения подвижности проводились при достаточно высоких температурах $T/T_{пл}$, когда границы с $\Sigma > \Sigma_{19}$ уже не проявляют специальных свойств.

Цель данной работы — измерение параметров миграции границ зерен [001] в олове вблизи линии равновесия фаз Σ_{17} и Σ_{11} [1].

Бикристаллы для измерения параметров миграции выращивали методом направленной кристаллизации в атмосфере аргона ОСЧ, в лодочках из особо чистого графита.

та из олова марки ОВЧ-0000 номинальной чистотой 99,9999 ат.%. На рис. 1 приведена схема разрезки бикристалла для изготовления образца, на котором измеряется подвижность границ при постоянной движущей силе миграции. Образцы разрезают на электронском станке, а затем химически полируют в растворе HNO_3 —40% HF. Отжиги для определения подвижности проводили в высокотемпературной приставке к оптическому микроскопу в атмосфере аргона ОСЧ. Положение границы до и после отжига находили по канавке термического травления. Во время отжига температуру поддерживали с точностью $\pm 0,3^\circ\text{C}$.

Обычно при изучении миграции границ строят зависимости подвижности границ, не учитывая изменения движущей силы, определяемой поверхностным натяжением границ, с температурой и углом разориентации границ. В нашем случае это заведомо не так (см. работу [1]). Однако поверхностное натяжение изменяется в нашем интервале температур и углов разориентации не более, чем на 40–60% [1], а скорость миграции — на 3–4 порядка (см., напр., рис. 2). Поэтому мы строим зависимости приведенной скорости v -а $\text{м}^2/\text{с}$ от T^{-1} .

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Мы изучали миграцию семи границ наклона [001] в олове с углами разориентации от 26 до $29,5^\circ$ в интервале температур от $0,93$ до $0,99T_{\text{пл}}$. На рис. 2 приведены полученные температурные зависимости подвижности границ. Первые две зависимости (рис. 2а, б) имеют вид прямых в аррениусовских координатах во всем изученном интервале температур. На следующих четырех температурных

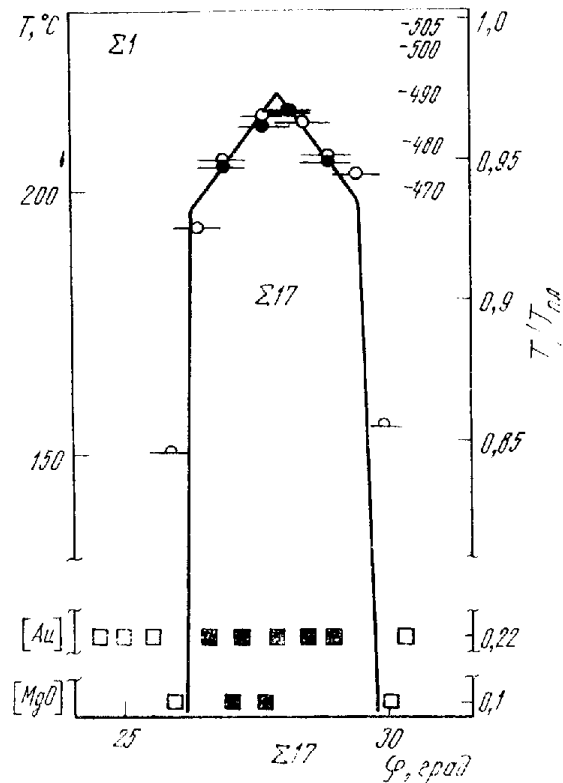


Рис. 3. Линия фазового равновесия специальных границ $\Sigma 17$ и границ общего типа $\Sigma 1$ в олове, построенная по температурам T_c :

○ — значения T_c , полученные нами по температурным зависимостям поверхностного натяжения [2]; ● — то же, по температурным зависимостям скорости миграции границ. В нижней части рисунка приведены литературные данные по изучению структуры специальных границ кручения $\Sigma 17$ в золоте при $T/T_{\text{пл}}=0,2$ [12] и в окиси магния при $T/T_{\text{пл}}=0,1$ [13]. Темные квадраты соответствуют границам, на которых наблюдались вторичные ЗГД, а светлые — границам, состоящим из одних первичных ЗГД по дифракционным данным.

зависимостях (рис. 2в—е) наблюдается скачкообразное понижение подвижности при повышении температуры в точках, обозначенных T_c . Ниже и выше T_c подвижность изменяется по закону Аррениуса. В точке T_c подвижность падает при увеличении температуры примерно на порядок. Температура T_c вначале возрастает с увеличением угла разориентации границ (рис. 2в, г), а затем, достигнув максимума (рис. 2д), снова падает (рис. 2е). На последней из приведенных температурных зависимостей (рис. 2ж) снова нет никаких особенностей.

На рис. 3 приведена линия равновесия фаз $\Sigma 17$ и $\Sigma 1$, полученная в [1]. На этом же рисунке отмечены и температуры T_c , при которых скачкообразно изменяется подвижность границ. Видно, что температуры T_c , определенные по скачкам подвижности, совпадают с температурами перехода $\Sigma 17$ — $\Sigma 1$, определенными по изломам на температурных зависимостях поверхностного натяжения в работе [1]. Здесь же приведены литературные данные по исследованию структуры границ кручения в золоте и окиси магния [12, 13]. Полученная граница обла-

сти $\Sigma 17$ попадает в интервал углов, где исчезают изображения вторичных зернограничных дислокаций.

Если скачки подвижности действительно связаны с равновесным фазовым переходом на границах, а не с какими-либо кинетическими процессами (напр., с влиянием примеси), то температура T_c не должна зависеть от движущей силы процесса миграции. Движущая сила представляет собой по размерности и физическому смыслу давление, оказываемое на границу. В используемой схеме миграции движущая сила определяется капиллярным давлением искривленной границы зерен. Это давление относительно невелико: $\Delta F = P = 10^3$ Па. Ясно, что столь малое давление не может существенно изменить температуру перехода в конденсированной фазе. Количественную оценку изменения T_c можно провести с помощью уравнения Клапейрона — Клаузиуса. Будем использовать характерные значения параметров для фазовых переходов в конденсированных фазах. Тогда изменение температуры фазового перехода ΔT_c под воздействием давления P равно: $\Delta T_c \sim T_c \Delta P \Delta V / \lambda$. Здесь λ — теплота перехода, а ΔV — изменение объема при переходе. Откуда $\Delta T_c \sim 10^{-5}$ К.

Скачок скорости миграции, внешне аналогичный обсуждаемым в данной работе, наблюдался ранее на специальных и близких к специальным границам зерен в алюминии [7]. В работе [7] скачки скорости объяснялись отрывом движущейся границы от облака адсорбированной примеси. При отрыве границы от примеси даже небольшие изменения должны сильно сдвигать температуру отрыва [8, 9, 17]. Действительно, в простейшем варианте теории [9, 17] отрыв происходит в момент, когда сила связи примеси с границей равна движущей силе миграции

$$\Delta F = 2cu_0 \exp\left[\frac{u_0}{kT_{\text{отр}}}\right], \quad (1)$$

где c — концентрация примеси в объеме зерна; u_0 — энергия связи примеси с границей; $T_{\text{отр}}$ — температура отрыва. Отсюда

$$\delta T_{\text{отр}} = \frac{u_0}{k} \left(\ln \frac{\Delta F}{2cu_0}\right)^{-2} \frac{\delta(\Delta F)}{\Delta F}. \quad (2)$$

Из (1) и (2) получаем

$$\frac{\delta T_{\text{отр}}}{T_{\text{отр}}} \approx \frac{kT_{\text{отр}}}{u_0} \frac{\delta(\Delta F)}{\Delta F}. \quad (3)$$

Для характерных значений параметров ($T_{\text{отр}} \sim 10^3$ К, $\Delta F = 10^3$ Дж/м³, $u_0 \sim 50$ кДж/моль, $\delta(\Delta F) \sim 10^3$ Дж/м³, $(\delta T_{\text{отр}}/T_{\text{отр}}) \sim 0,1$), что соответствует смещению температуры отрыва на десятки градусов.

На рис. 2д приведены данные экспериментов по зависимости T_c от движущей силы для границы с $\varphi = 29^\circ$. В изученном интервале движущих сил ($a_1 : a_2 : a_3 = 2,9 : 1,5 : 1$) температура скачка не зависит (в пределах ошибки эксперимента) от движущей силы. Это означает, что наблюдаемые скачки скорости нельзя объяснить отрывом границы от примеси. В экспериментах по исследованию эффекта отрыва изменение движущей силы ($\Delta F \sim 10^3$ Па) в 1,5 раза сдвигало температуру отрыва на десятки градусов [10].

Если скачок подвижности связан с фазовым переходом, то его величина не должна зависеть от пути пересечения линии равновесия фаз: при $T = \text{const}$ или при $\varphi = \text{const}$. На рис. 4 приведены ориентационные зависимости подвижности для четырех температур. Видно, что при пересечении линии равновесия фаз по траектории $T = \text{const}$ подвижность изменяется тоже примерно на порядок. Это обстоятельство дополни-

тельно подтверждает то, что мы наблюдаем равновесный переход одной зернограничной фазы в другую.

Из рис. 4 видно, что при переходе границ $\Sigma 17$ в границы общего типа исчезают и специальные свойства этих границ: в области существования границ $\Sigma 17$ приведенные скорости границ выше, чем за ее пределами.

Изложенные результаты изучения температурных зависимостей скорости миграции границ наклона в олове свидетельствуют, по нашему мнению, о фазовом превращении специальных границ зерен $\Sigma 17$ в границы зерен общего типа. Скачкообразное изменение приведенной скорости миграции в точке перехода и отсутствие критических явлений вблизи этой точки позволяют считать, что это фазовый переход I рода. Рассмотрим теперь, какие перестройки структуры границ зерен происходят, по нашему мнению, при этом переходе.

В настоящее время экспериментально доказано, что границы зерен обладают упорядоченной структурой. При малых углах разориентации φ границы зерен состоят из стенки или сетки решеточных дислокаций. Расстояние между этими дислокациями d_1 определяется периодом так называемой О-решетки [11]: $d_1 = b_p / [2 \sin(\varphi/2)]$, b_p — вектор Бюргера решеточных дислокаций. Эти дислокации хорошо видны на электронно-микроскопических снимках, а так как дислокации образуют упорядоченную двумерную структуру, при дифракции на них рентгеновских лучей или электронов образуется характерный набор рефлексов [12—15]. При увеличении угла разориентации φ изображения дислокаций на электронно-микроскопических снимках сливаются, в то время как дифракционные картины качественно не изменяются и по-прежнему хорошо описываются периодом О-решетки (см. рис. 5а, где приведены результаты из [11], а также работу по изучению границ кручения в окиси магния [12]). Такие зернограничные дислокации принято называть первичными, а границы зерен, содержащие только первичные ЗГД, мы будем называть границами общего типа. Поскольку дифракционные картины от границ общего типа принципиально не изменяются во всем интервале углов разориентации, их можно отнести к одной и той же зернограничной фазе $\Sigma 1$. При $\varphi = 0$ совмещаются все узлы двух решеток, поэтому $\Sigma = 1$.

При некоторых значениях угла $\varphi = \varphi_c$ узлы О-решетки совпадают с узлами решеток двух граничащих кристаллов. В этом случае возникает решетка с $\Sigma > 1$. Границы с углами разориентации φ_c обладают более низкой энергией по сравнению с границами общего типа [16], а их свойства резко отличаются от свойств границ общего типа [17]. Такие границы называют специальными. Хотя геометрическое совпадение узлов двух решеток нарушается при сколь угодно малом отклонении от φ_c , структура специальных границ настолько энергетически выгодна, что их специальные свойства сохраняются в интервале углов $2\Delta\varphi$. В этом интервале структура специальных границ состоит из участков границы со структурой $\varphi = \varphi_c$, которые разделены вторичными зернограничными дислокациями. Эти дислокации аккомодируют отклонение $\Delta\varphi$, их векторы Бюргера b_Σ определяются так называемой полной ре-

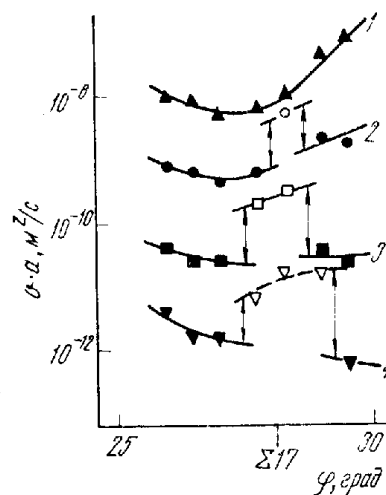


Рис. 4. Ориентационные зависимости приведенной скорости миграции границ наклона [001] в олове с углами разориентации от 26 до 29,5° при различных температурах, °С:

1 — 219; 2 — 213; 3 — 208; 4 — 204. Стрелками показана величина скачка приведенной скорости при переходе через линию равновесия фаз $\Sigma 17$ — $\Sigma 1$.

сеткой наложенной и равны $b_{\Sigma} = b_p / \sqrt{\Sigma}$. Расстояние между этими дислокациями определяется с помощью O_2 -решетки по формуле, в которой вместо b_p фигурирует b_{Σ} , а вместо φ — $\Delta\varphi$ (отклонение от φ_c , см. рис. 5а).

Таким образом, структура специальных границ принципиально отличается от структуры границ общего типа. Это позволяет говорить о существовании для каждого Σ своей зернограничной фазы: например, $\Sigma 5$, $\Sigma 13$, $\Sigma 17$ и т. д. Следовательно, при некотором значении угла

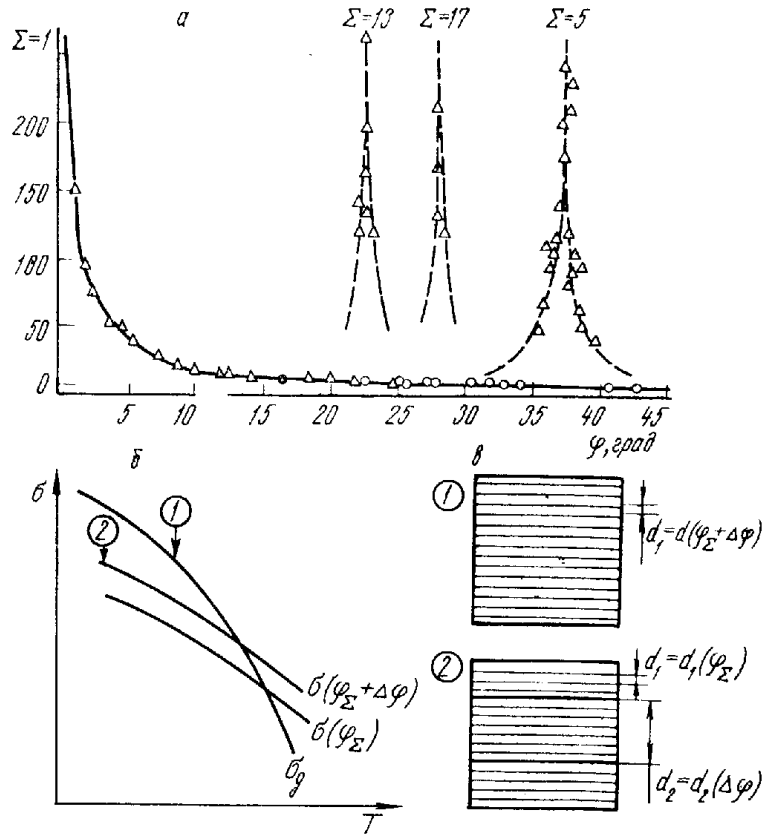


Рис. 5. а — зависимости расстояния между первичными d_1 и вторичными d_2 зернограничными дислокациями от угла разориентации φ по данным [12]: — — d_1 ; — — — d_2 ; б — изменение поверхностного натяжения и температуры превращения специальная граница — граница общего типа T_c при введении на специальные границы зерен стенки вторичных зернограничных дислокаций, аккомодирующих отклонение от специальной разориентации φ_c ; в — возможные структуры границ зерен с углом разориентации $\varphi = \varphi_c + \Delta\varphi$.

разориентации φ , близком к специальному $\varphi = \varphi_c + \Delta\varphi$, могут реализоваться две различные структуры границы (см. рис. 5в): из одних первичных дислокаций с периодом $d_1 = d_1(\varphi_c + \Delta\varphi)$ или из участков с периодичностью первичных дислокаций $d_1 = d_1(\varphi_c) = b_p / [2 \sin(\varphi_c/2)]$, разделенных вторичными ЗГД с периодом $d_2 = d_2(\Delta\varphi) = b_{\Sigma} / [2 \sin(\Delta\varphi/2)]$.

При увеличении $\Delta\varphi$ энергия стенки вторичных ЗГД возрастает и при определенном $\Delta\varphi$ меняется тип структуры границы. Такое изменение должно, по нашему мнению, иметь характер фазового перехода I рода. Переход специальная граница — граница общего типа должен происходить и при изменении температуры, так как свободная энергия менее упорядоченных границ общего типа понижается с температурой быстрее, чем свободная энергия специальных границ (см. схему на рис. 5б). Схема на рис. 5б показывает, что при увеличении $\Delta\varphi$, когда

возрастает энергия стенки вторичных ЗГД, температура фазового перехода T_c понижается. Определим закон ее изменения.

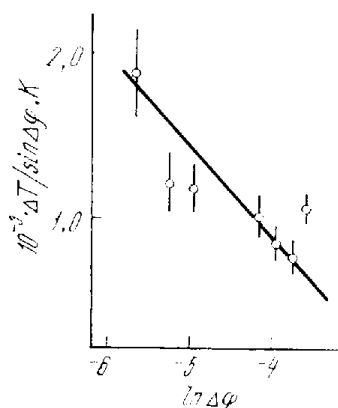
Рассмотрим равновесие двух зернограничных фаз в однокомпонентной системе. В точке перехода химические потенциалы атомов μ_1^s и μ_2^s в двух фазах равны $\mu_1^s = \mu_2^s$. Кривая зернограничного фазового равновесия определяется поверхностным аналогом уравнения Клаузиуса — Клапейрона. Если в качестве переменных выбрать σ и T , то

$$\left(\frac{d\sigma}{dT}\right)_e = -\frac{\Delta(\partial\mu^s/\partial T)_\sigma}{\Delta(\partial\mu^s/\partial\sigma)_T};$$

$$\left(\frac{d\sigma}{dT}\right)_e = \frac{\Delta S^s}{\Delta A}.$$

Итак, фазовый переход первого рода в границе сопровождается скачкообразным изменением энтропии ΔS^s и удельной площади ΔA , за-

Рис. 6. Соответствие формы линии равновесия $\Sigma 17-\Sigma 1$ (точки, по данным рис. 3) дислокационной модели для температуры перехода T_c (сплошная линия). φ — угол разориентации, $\Delta T = 220^\circ \text{C} - T_c$.



нимаемой в границе молекул вещества. Если рассматривать границы с разными углами разориентации φ , то

$$\frac{d\sigma}{dT} = \left(\frac{d\sigma}{d\varphi} \cdot \frac{d\varphi}{dT}\right)_e = \left(\frac{d\sigma}{d\varphi}\right)_e \cdot \left(\frac{d\varphi}{dT}\right)_e.$$

Тогда равновесная температура фазового перехода изменяется с углом разориентации, как

$$\left(\frac{dT}{d\varphi}\right)_e = -\frac{\Delta A}{\Delta S^s} \left(\frac{d\sigma}{d\varphi}\right).$$

При изменении угла разориентации специальной границы на $\Delta\varphi$ на границе появляется стенка вторичных ЗГД с периодом d_2 . Поверхностное натяжение границ наклона возрастает на $\Delta\sigma$

$$\Delta\sigma = \left(\frac{Gb_\Sigma}{4\pi(1-\nu)}\right) \sin \Delta\varphi \left(1 + \ln \frac{b_\Sigma}{2\pi r_0} - \ln \Delta\varphi\right),$$

где r_0 — радиус обрезания, G и ν — упругие модули. Тогда

$$\Delta T \cong -\frac{A}{\Delta S^s} \left[\frac{Gb_\Sigma \sin \Delta\varphi}{4\pi(1-\nu)} \left(1 + \ln \frac{b_\Sigma}{2\pi r_0} - \ln \Delta\varphi\right)\right].$$

На рис. 6 полученная нами зависимость T_c от угла разориентации φ (см. рис. 3) построена в координатах $(\Delta T/\sin \Delta\varphi) - (\ln \Delta\varphi)$. По отсекаемому на оси абсцисс отрезку можно определить величину r_0 : $r_0 = 5b_\Sigma$. Получается, что ширина ядра вторичных зернограничных дислокаций в несколько раз превышает их вектор Бюргерса. Это согласуется с представлениями о большой ширине ядер зернограничных дислокаций, выдвинутыми в [18]. Угол $\Delta\varphi^*$, при котором происходит сли-

яние ядер зернограничных дислокаций, можно оценить из условия $d_2 \approx 2r_0$. Тогда $\Delta\varphi^* \approx 6^\circ$.

По наклону прямой на рис. 6 можно определить величину $L/\Delta S^*$. При $G=18$ ГПа [19], $\nu=0,330$ [19] и $b_\Sigma = a/\sqrt{17} = 7,8 \cdot 10^{-2}$ нм получим $\Delta S^*/A = 3 \cdot 10^{-4}$ Дж/м²·К. Значение $\Delta S^*/\Delta A$ можно оценить и из общих термодинамических соображений: $\Delta S = L/T_0$. Для плавления олова $L_m/T_0 = 14$ Дж/моль·К [19], $\Delta A = \Delta V_m \cdot V_{\text{моль}}/a = 7 \cdot 10^2$ м²/моль [19]. Получаем $\Delta S^*/A = 4 \cdot 10^{-4}$ Дж/м²·К. Таким образом, значение $\Delta S^*/\Delta A$, полученное в наших экспериментах для перехода $\Sigma 17 \rightarrow \Sigma 1$, согласуется с оценками для типичного «объемного» фазового перехода.

Авторы благодарят В. Е. Фрадкова и С. И. Прокофьева за полезное обсуждение работы.

Институт физики твердого тела
АН СССР

Поступила в редакцию
14 февраля 1986 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Максимова Е. Л., Страумал В. Б., Швиндлерман Л. С. Поверхностное натяжение границ наклона [001] в олове в окрестности перехода специальных границ $\Sigma 17$ в границы общего типа. — ФТТ, 1986, 28, № 10, с. 3059—3065.
2. Shvindlerman L. S., Straumal V. B. Regions of existence of special and non-special grain boundaries. — Acta Met., 1985, 33, № 9, p. 1735—1749.
3. Алешин А. Н., Бокштейн Б. С., Петелин А. А., Швиндлерман Л. С. Диффузия цинка по одиночным границам кручения в алюминии. — Металлофизика, 1980, 2, № 4, с. 83—89.
4. Fridman E. M., Kopecky Ch. V., Shvindlerman L. S. Effect of orientation and concentration factors on the migration individual grain boundary in aluminium. — Zs. Metallkunde, 1975, 66, № 9, p. 533—539.
5. Аристов В. Ю., Конецкий Ч. В., Швиндлерман Л. С. Эффект отрыва адсорбции на внутренних границах раздела. — В кн.: Научные основы металлургии. — М.: Наука, 1981, с. 84—115.
6. Molodov D. A., Straumal V. B., Shvindlerman L. S. The effect of pressure on migration of $\langle 001 \rangle$ tilt grain boundaries in tin bicrystals. — Scripta Met., 1984, 18, № 3, p. 207—211.
7. Aristov V. Yu., Kopecky Ch. V., Shvindlerman L. S. Breakaway of a grain boundary from adsorbed impurity in the aluminium bicrystals of different purity. — Scripta Met., 1977, 11, № 2, p. 109—111.
8. Санн J. W. The impurity-drag effect in grain boundary motion. — Acta Met., 1962, 10, № 9, p. 789—798.
9. Lücke K., Delert K. A quantitative theory of grain boundary motion and recrystallization in metals in the presence of impurities. — Acta Met., 1957, 5, № 11, p. 628—637.
10. Аристов В. Ю., Конецкий Ч. В., Молодов Д. А., Швиндлерман Л. С. Кинетические и адсорбционные свойства $36,5^\circ \langle 111 \rangle$ границы наклона в сплавах Al—Fe. — ФТТ, 1980, 22, № 11, с. 3247—3253.
11. Bollmann W. Crystal defects and crystalline interfaces. — Springer Verlag, 1970. — 316 p.
12. Tan T. Y., Sass S. L., Balluffi R. W. The detection of the periodic structure of high-angle twist boundaries. II. High resolution electron microscopy study. — Phil. Mag., 1975, 31, № 3—4, p. 575—585.
13. Sun C. P., Balluffi R. W. Secondary grain boundary dislocations in [001] twist boundaries in MgO. — Phil. Mag., 1982, A46, № 1, p. 49—73.
14. Постников В. С., Иевлев В. М., Соловьев К. С., Куцев С. Б. Границы зерен в конденсированных пленках чистых металлов. — ФММ, 1976, 42, № 2, с. 300—309.
15. Bristowe P. D., Sass S. L. The atomic structure of a large angle [001] twist boundary in gold determined by a joint computer modelling and X-ray diffraction study. — Acta Met., 1980, 28, № 5, p. 575—588.
16. Hasson G., Boos J. Y., Herbenvall I. Theoretical and experimental determinations of grain boundary structures and energies: correlation with various experimental results. — Surface Sci., 1972, 31, № 2, p. 115—121.
17. Аристов В. Ю., Фрадков В. Е., Швиндлерман Л. С. Эффект отрыва мигрирующей зернограничной полупетли от облака адсорбированной примеси. — ФТТ, 1980, 22, вып. 6, с. 1817—1824.
18. Gleiter H. The structure of dislocations in grain boundaries. — Scripta Met., 1977, 11, № 6, p. 305—309.
19. Свойства элементов. — М.: Металлургия, 1985. — 672 с.