

УДК 538.93:532.73-3

Формирование квазиравновесного состояния на межфазной границе жидкость/кристалл при контактном плавлении на примере системы олово–таллий

В.С. Саввин¹, Н.Н. Суслина², А.А. Повзнер²

¹*Национальный исследовательский ядерный университет (МИФИ),
Институт атомной энергетики, Обнинск*

²*Уральский федеральный университет, Екатеринбург*

E-mail: n.n.suslina@urfu.ru

Экспериментально исследована кинетика роста жидкой прослойки в процессе контактного плавления системы олово–таллий в нестационарно-диффузионном режиме. Контактные пары представляли собой чистое олово и образцы, состав которых менялся от чистого таллия до $\text{Sn}_{0,41}\text{Ti}_{0,59}$. Из полученных результатов следует независимость граничного состава жидкости от состава таллийсодержащего образца и соответствие граничного состава жидкости диаграммному ликвидусу, что предполагает необходимость образования вещества солидусного состава по другую сторону межфазной границы. Рассмотрены различные механизмы реализации квазиравновесного состояния на межфазных границах. Показана невозможность образования фазы солидусного состава путем диффузии из жидкой прослойки в кристалл в условиях конкурентного роста жидкой фазы. Предложена модель, согласно которой квазиравновесное состояние на границе жидкость/кристалл формируется путем образования и распада метастабильного (пересыщенного) жидкого раствора.

Ключевые слова: контактное плавление, двухкомпонентная система, межфазная граница, диффузия, метастабильный раствор.

Введение

Контактное плавление представляет собой плавление кристалла в результате воздействия на его поверхность другой фазы. Чаще всего рассматривается появление и рост жидкой прослойки в контакте разнородных кристаллов, составляющих систему, у которой на диаграмме состояния имеется минимум на линии ликвидуса [1]. В этом случае контактное плавление происходит при более высокой температуре по сравнению с температурой, соответствующей минимуму ликвидуса, но ниже температур плавления исходных кристаллов.

Контактное плавление представляет собой удобный метод исследования процессов, связанных с возникновением и ростом промежуточных фаз в контакте разнородных веществ. При этом механизм зарождения жидкой фазы является предметом дискуссий. В ряде работ, например [2, 3], развивается адгезионная гипотеза контактного плавления, согласно которой связь между атомами кристалла в приповерхностном слое ослабевает в результате полевого воздействия смежной фазы, что приводит к снижению температуры

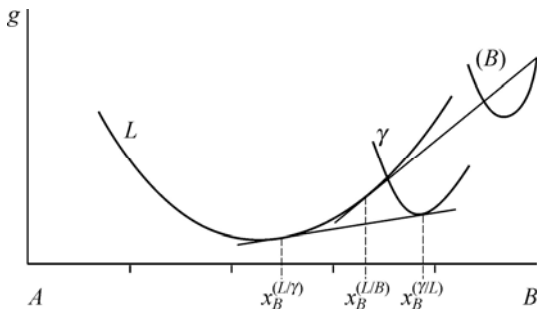


Рис. 1. Схема расположения кривых молярной энергии Гиббса жидкости, γ -фазы и твердого раствора атомов A в кристалле B в двухкомпонентной системе при температуре выше наименьшей температуры ликвидуса.

плавления и переходу приповерхностного слоя кристалла в жидкое состояние. Существенным элементом адгезионной гипотезы являются аргументы, приводящие к выводу об отсутствии проникновения вещества из смежной фазы в плавящийся кристалл. Следовательно, жидкая фаза находится непосредственно в контакте с первичным кристаллом и ее состав на межфазной поверхности должен отличаться от ликвидусного.

На рис. 1 приведена схема расположения кривых молярной энергии Гиббса двухкомпонентной системы при температуре выше эвтектической для случая, когда между твердым раствором на основе чистого компонента и жидкой фазой на фазовой диаграмме присутствует промежуточная твердая фаза. Стабильное равновесие возможно между жидкостью, состав которой характеризуется молярной долей компонента B , равной $x_B^{(L/\gamma)}$, и кристаллом $x_B^{(\gamma/L)}$, то есть между составами, соответствующими ликвидусу и солидусу при заданной температуре. По адгезионной гипотезе чужеродные атомы не проникают при контактном плавлении в плавящийся кристалл. Поэтому при контактном плавлении чистого кристалла B на межфазной границе должен установиться метастабильный состав жидкости $x_B^{(L/B)}$ (рис. 1). Если же в качестве исходного кристалла вместо чистого B использовать твердые растворы и промежуточные твердые фазы со все возрастающим содержанием компонента A , то, в соответствии с адгезионной гипотезой, равновесный по отношению к кристаллу состав жидкости должен изменяться от $x_B^{(L/B)}$ до ликвидусного $x_B^{(L/\gamma)}$.

В предлагаемой работе на примере результатов экспериментального исследования контактного плавления в системе олово–таллий исследуется соответствие концентрационного интервала жидкой прослойки интервалу гомогенности жидкой фазы по диаграмме состояния. Показаны недостатки существующих гипотез, объясняющих природу контактного плавления, и предложен механизм, адекватный экспериментальным результатам.

Объект исследования. Методика эксперимента и расчетов

На рис. 2а приведена фазовая диаграмма системы олово–таллий, а на рис. 2б — участок этой диаграммы, соответствующий температуре 455 К. Для изготовления образцов применяли олово и таллий с содержанием основного вещества 99,999 и 99,99 % по массе. Контактное плавление проводили при температуре термостата 455 К, что на 14 К выше эвтектической температуры [4].

Плавление выполняли в нестационарно-диффузионном режиме, при осуществлении которого исходные кристаллические образцы неподвижно закреплены, а жидкая прослойка между ними растет в результате диффузионного переноса атомов. Нестационарно-диффузионный режим базируется на методике исследования взаимной диффузии в кристаллах [5], но имеет свою специфику, связанную с текучестью жидкости. Эта особенность учтена в работе [6], где была предложена методика, используемая в основных чертах в настоящей работе.

Исходные образцы изготавливали в форме цилиндров диаметром ~ 3 мм и длиной ~ 2 см. Торцы образцов, предназначенные для приведения в контакт, шлифовали. Образцы

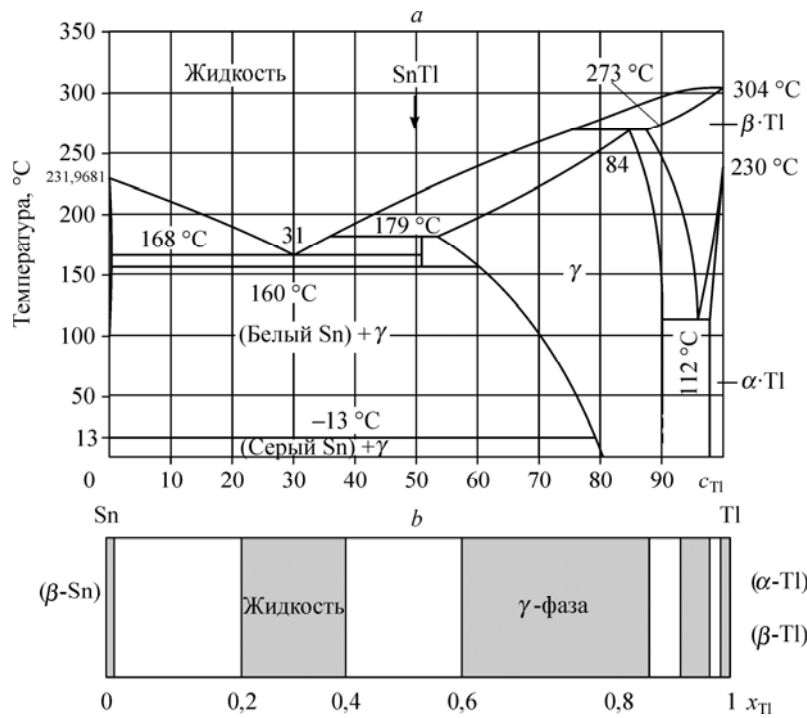


Рис. 2. Фазовая диаграмма системы олово–таллий.

a — диаграмма состояния системы Sn–Tl [4], *b* — участок фазовой диаграммы Sn–Tl, соответствующий температуре 455 К, согласно [4].

вставляли в короткий отрезок стеклянной трубки шлифованными торцами навстречу друг другу и укрепляли в разомкнутом состоянии в специальном держателе. Стеклянная трубка предотвращает вытекание жидкости, возникающей между твердыми образцами в процессе контактного плавления. Держатель с укрепленными в вертикальном положении образцами помещали в термостат. При этом для предотвращения конвекционного перемешивания расплавленного металла сверху находился образец с меньшей плотностью, то есть образец олова. После температурной стабилизации, происходившей в течение десяти минут, образцы приводили в соприкосновение шлифованными торцами. С этого момента начинался отсчет времени диффузионного отжига.

Диффузионный отжиг осуществляли в жидкостном термостате с колебаниями температуры $\pm 0,2$ К около заданного значения. В качестве термостатирующей жидкости применяли глицерин, полезным свойством которого является раскисляющее действие на поверхность металлов. Рост жидкой прослойки контролировали визуально с помощью микроскопа через окно в стенке термостата.

Спустя заданное время образцы замораживали путем погружения в холодную воду. После затвердевания жидкой прослойки изготавливали продольный шлиф, который затем протравливали парами азотной кислоты. Протяженность жидкой прослойки измеряли непосредственно в процессе контактного плавления с помощью микроскопа и по продольному шлифу.

Рост протяженности жидкой прослойки Δz со временем t происходит в соответствии с параболическим законом:

$$\Delta z = \Delta \lambda \sqrt{t} = z^{(L/[B])} - z^{(L/[A])} = \lambda^{(L/[B])} \sqrt{t} - \lambda^{(L/[A])} \sqrt{t}, \quad (1)$$

где индексы $(L/[A])$ и $(L/[B])$ идентифицируют межфазные границы между жидкостью и твердыми образцами, образцы $[A]$ и $[B]$ могут представлять собой чистые вещества, твердые растворы или промежуточные твердые фазы, причем содержание компонента A в образце $[A]$ всегда больше, чем в образце $[B]$, $z^{(L/[A])}$ и $z^{(L/[B])}$ — координаты соответствующих межфазных границ на оси Z , вдоль которой происходит диффузия, $\lambda^{(L/[A])}$ и $\lambda^{(L/[B])}$ — кинетические множители, характеризующие перемещение плоских межфазных границ, $\Delta\lambda$ — кинетический множитель, характеризующий рост жидкой прослойки при заданной температуре. Параболический закон (1) характерен для процессов, лимитируемых диффузией [5].

Методика расчета концентрационного интервала жидкой прослойки изложена в работе [7]. Суть этой методики заключается в следующем. Концентрационное распределение компонентов в жидкой прослойке при условии независимости коэффициента диффузии D от состава имеет вид [7]

$$n_k(\psi) = P_k + Q_k \cdot \operatorname{erf}\left(\frac{z - z_0}{2\sqrt{Dt}}\right) = P_k + Q_k \cdot \operatorname{erf}\left(\frac{\lambda - \lambda_0}{2\sqrt{D}}\right) \equiv P_k + Q_k \cdot \operatorname{erf}(\psi), \quad (2)$$

где $k \in (A, B)$ — идентификатор компонента, n_k — молярная концентрация компонента k (в СИ измеряется в моль/м³), P_k и Q_k — постоянные, определяемые краевыми условиями, z — координата изоконцентрационной плоскости на оси, вдоль которой происходит диффузия, z_0 — поправка, характеризующая общее смещение жидкой прослойки в результате изменения объема вещества при плавлении [7], $\lambda = z/\sqrt{t}$ — кинетический множитель, характеризующий перемещение изоконцентрационной плоскости в соответствии с параболическим законом. Введено обозначение $\psi \equiv (\lambda - \lambda_0)/(2\sqrt{D})$.

Краевые условия распределения (2) для компонента B на границах жидкой прослойки с твердыми образцами $[A]$ и $[B]$ имеют вид

$$n_B^{(L/[A])} = P_B + Q_B \cdot \operatorname{erf}(\psi^{(L/[A])}), \quad n_B^{(L/[B])} = P_B + Q_B \cdot \operatorname{erf}(\psi^{(L/[B])}). \quad (3)$$

Пусть ось Z направлена от образца $[A]$ к образцу $[B]$, то есть диффузионный поток вещества A направлен в положительном направлении оси Z , а диффузионный поток вещества B — в отрицательном направлении. Запишем проекцию молярной плотности потока атомов B в жидкости на границе $L/[A]$ в системе отсчета, связанной с жидкостью:

$$j_B^{(L/[A])} = \left(n_B^{(L/[A])} - n_B^{([A] \rightarrow L)}\right) \left(u_B^{(L/[A])} - u_0\right), \quad (4)$$

где $n_B^{(L/[A])}$ — молярная концентрация компонента B в жидкости на границе с образцом $[A]$, $n_B^{([A] \rightarrow L)}$ — молярная концентрация компонента B , которая возникла бы при конгруэнтном плавлении образца $[A]$ при температуре опыта, $u_B^{(L/[A])}$ — проекция средней по частицам скорости атомов B в жидкости на границе с образцом $[A]$, u_0 — проекция скорости общего смещения жидкой прослойки в результате изменения объема вещества при плавлении.

Перепишем уравнение (4) в виде, пригодном для расчетов. Воспользуемся тем, что число частиц B , “обгоняющих” границу $L/[A]$, то есть диффундирующих из жидкости в твердую фазу, ничтожно мало по сравнению с числом частиц, перемещающихся вместе с границей в жидкой фазе. Поэтому средняя проекция скорости частиц B в жидкости на границе $L/[A]$ практически равна скорости самой границы, то есть, в соответствии с (1), $u_B^{(L/[A])} = dz^{(L/[A])}/dt = \lambda^{(L/[A])}/(2\sqrt{t})$. Также для скорости общего смещения жидкости

получим $u_0 = \lambda_0 / (2\sqrt{t})$. Плотность потока выразим с помощью первого закона Фика. Тогда из (4) имеем

$$-D \left(\frac{\partial n_B}{\partial z} \right)^{(L/[A])} = \left(n_B^{(L/[A])} - n_B^{([A] \rightarrow L)} \right) \frac{\lambda^{(L/[A])} - \lambda_0}{2\sqrt{t}}. \quad (5)$$

Аналогично, рассматривая поток атомов A в жидкости на границе с образцом $[B]$, получим

$$-D \left(\frac{\partial n_B}{\partial z} \right)^{(L/[B])} = \left(n_B^{(L/[B])} - n_B^{([B] \rightarrow L)} \right) \frac{\lambda^{(L/[B])} - \lambda_0}{2\sqrt{t}}. \quad (6)$$

Воспользуемся обозначением $\psi \equiv (\lambda - \lambda_0) / (2\sqrt{D})$ и перейдем от молярных концентраций n_B к молярным долям $x_B = n_B / (n_A + n_B)$. Тогда система уравнений (3), (5), (6) примет вид:

$$\begin{aligned} \frac{x_B^{(L/[A])}}{x_B^{(L/[A])} v_A + (1 - x_B^{(L/[A])}) v_B} &= P_B + Q_B \cdot \operatorname{erf}(\psi^{(L/[A])}), \\ \frac{x_B^{(L/[B])}}{x_B^{(L/[B])} v_A + (1 - x_B^{(L/[B])}) v_B} &= P_B + Q_B \cdot \operatorname{erf}(\psi^{(L/[B])}), \\ & - \frac{Q_B}{\sqrt{\pi}} \exp\left[-\left(\psi^{(L/[A])}\right)^2\right] = \\ & = \left(\frac{x_B^{(L/[A])}}{x_B^{(L/[A])} v_A + (1 - x_B^{(L/[A])}) v_B} - \frac{x_B^{([A])}}{x_B^{([A])} v_A + (1 - x_B^{([A])}) v_B} \right) \psi^{(L/[A])}, \\ & - \frac{Q_B}{\sqrt{\pi}} \exp\left[-\left(\psi^{(L/[B])}\right)^2\right] = \\ & = \left(\frac{x_B^{(L/[B])}}{x_B^{(L/[B])} v_A + (1 - x_B^{(L/[B])}) v_B} - \frac{x_B^{([B])}}{x_B^{([B])} v_A + (1 - x_B^{([B])}) v_B} \right) \psi^{(L/[B])}, \end{aligned} \quad (7)$$

где v_A и v_B — парциальные молярные объемы компонентов в жидком состоянии, $x_B^{([A])}$ и $x_B^{([B])}$ — доли компонента B в исходных образцах $[A]$ и $[B]$.

Система уравнений (7) связывает между собой величины, характеризующие жидкую фазу, межфазные границы и кинетические характеристики контактного плавления.

Результаты измерений и их обсуждение

Исходные данные, результаты измерений и расчетов приведены в таблице. Образцы $[A]$ во всех опытах представляли собой чистое олово. Составы образцов $[B]$ приведены в первой колонке таблицы и соответствовали при температуре опыта чистому таллию, твердым растворам атомов олова в α - и β -таллии и γ -фазе (рис. 2а, 2б).

Проверялась гипотеза равенства граничных составов жидкой прослойки ликвидусным значениям независимо от состава образца $[B]$. Для этого сравнивались кинетические множители роста жидкой прослойки $\Delta\lambda_{\text{exp}}$, найденные экспериментально, с кинетическими множителями $\Delta\lambda_{\text{calc}}$, рассчитанными с помощью системы уравнений (7), в предположении

Таблица

Результаты измерений и расчетов величин, характеризующих рост жидкой прослойки при контактном плавлении в системе олово–таллий при температуре 455 К^(*)

Молярная доля таллия в образце [B], $x_{Tl}^{[Tl]}$	Аппроксимация измерений кинетических множителей, характеризующих рост жидкой прослойки, $\Delta\lambda_{\text{exp}} \times 10^5, \text{ м/с}^{1/2}$	Коэффициент диффузии в жидкой прослойке $D^{(L)} \times 10^9, \text{ м}^2/\text{с}$	Результаты расчета кинетического множителя для жидкой прослойки $\Delta\lambda_{\text{calc}} \times 10^5, \text{ м/с}^{1/2}$
0,59	3,40±0,06	0,64±0,05	3,40±0,13
0,75	3,11±0,04	– " –	3,03±0,12
0,88	2,92±0,03	– " –	2,87±0,11
0,94	2,84±0,03	– " –	2,82±0,11
0,98	2,80±0,04	– " –	2,79±0,11
1,00	2,77±0,04	– " –	2,78±0,11

(*) Указанные погрешности учитывают только разброс результатов по протяженности жидкой прослойки при 95 % доверительной вероятности.

справедливости указанной гипотезы. Результаты измерений показаны на рис. 3. Аппроксимация этих результатов методом наименьших квадратов приведена во второй колонке таблицы и на рис. 3 в виде линии.

В расчетах с помощью системы уравнений (7) значения молярных объемов для температуры 455 К взяты из работ [8, 9] для олова и таллия соответственно и приняты равными $v_{Sn} = 1,694 \cdot 10^{-5}$ и $v_{Tl} = 1,796 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3/\text{моль}$. Значения ликвидусных составов определены графически по [4] (рис. 2а, 2б) и приняты равными $x_{Tl}^{(L/[A])} = 0,244$ и $x_{Tl}^{(L/[B])} = 0,360$.

Для расчета кинетического коэффициента $\Delta\lambda_{\text{calc}}$ с помощью системы уравнений (7) в качестве нормировочного параметра использовался коэффициент диффузии D , рассчитанный по результатам контактного плавления пары Sn–Sn_{0,41}Tl_{0,59}. Составы исходных образцов этой пары близки к значениям солидусов при температуре опыта, поэтому близкие к ликвидусным значениям составы на границах жидкой прослойки обеспечиваются принудительно. Задав указанные выше значения ликвидусных составов и парциальных молярных объемов и решив систему уравнений (7), получим $\Psi^{(L/[A])}$ и $\Psi^{(L/[B])}$. Затем по формуле, которая следует из определений $\Psi^{(L/[A])}$ и $\Psi^{(L/[B])}$, находим

$$D = \left[\frac{\Delta\lambda_{\text{exp}}}{2(\Psi^{(L/[B])} - \Psi^{(L/[A])})} \right]^2 \quad (8)$$

Результат приведен в первой строке третьей колонки таблицы. В таблице указывается только погрешность измерения кинетического множителя $\Delta\lambda_{\text{exp}}$.

Далее, используя значение коэффициента диффузии, найденное по результатам измерения кинетического множителя пары Sn–Sn_{0,41}Tl_{0,59}, вычислили $\Delta\lambda_{\text{calc}}$ для остальных исследованных пар Sn–[Tl]. Результаты расчетов приведены в четвертой колонке таблицы. Сравнение этих результатов с результатами

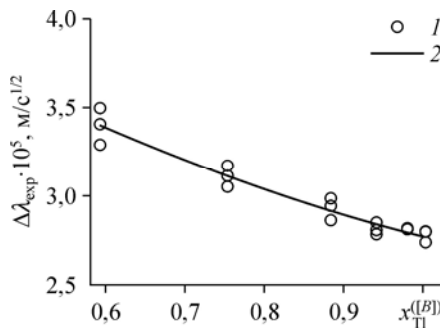


Рис. 3. Кинетический коэффициент, характеризующий рост жидкой прослойки при контактном плавлении пар твердых образцов Sn–[Tl] при температуре 455 К.

$x_{Tl}^{[Tl]}$ — молярная доля таллия в образце [Tl]; 1 — результаты опытов, 2 — аппроксимация результатов опытов методом наименьших квадратов.

измерений, показанных во второй колонке таблицы, дает основание утверждать, что гипотеза о соответствии концентрационного интервала жидкой прослойки интервалу гомогенности стабильной жидкой фазы при заданной температуре адекватна результатам эксперимента.

Наблюдаемое соответствие составов жидкости на границе с кристаллами значениям ликвидуса при температуре опыта возможно только если по другую сторону межфазной границы — в кристалле — формируется состав, соответствующий солидусу. Наиболее естественно процесс образования солидусного состава вблизи межфазной границы объясняет диффузионная гипотеза, согласно которой такой состав образуется в результате диффузии атомов из жидкости в кристалл [3]. В соответствии с диаграммой состояния (рис. 2а, 2б) жидкость находится в стабильном равновесии с γ -фазой. Покажем, что в условиях роста контактной зоны с участием жидкой фазы γ -фаза сформироваться не может.

Сравним ширину жидкой и соседней с ней промежуточной твердой γ -фазы, растущих в процессе конкурентного диффузионного роста. В соответствии с (1), ширину жидкой фазы $\Delta z^{(L)}$ за время t можно оценить как

$$\Delta z^{(L)} = z^{(L/\gamma)} - z^{(L/[A])} = 2\lambda^{(L/\gamma)}\sqrt{t}, \quad (9)$$

где $\lambda^{(L/\gamma)}$ — кинетический множитель в формуле, характеризующий перемещение границы L/γ , разделяющей жидкую L и рассматриваемую твердую γ -фазу. Значение коэффициента “2” в выражении (9) отражает порядок соответствующей величины и принято из естественного предположения, что ширина прослойки обычно примерно в два раза больше, чем одна из ее частей. В качественном отношении на конечный результат влияет порядок величины этого коэффициента, а не его численное значение.

Проекция плотности потока частиц A на направление z сквозь плоскость, прилегающую к границе γ/L со стороны γ -фазы, равна

$$j_A^{(\gamma/L)} = n_A^{(\gamma/L)} u_A^{(\gamma/L)}, \quad (10)$$

где $u_A^{(\gamma/L)}$ — проекция средней по частицам скорости частиц A в рассматриваемой области. Эта скорость не может быть меньше скорости перемещения границы L/γ , в противном случае γ -фаза не могла бы сформироваться из-за недостатка частиц A . Так как скорость перемещения рассматриваемой межфазной границы в соответствии с параболическим законом (1) равна $dz^{(L/\gamma)}/dt = \lambda^{(L/\gamma)}/(2\sqrt{t})$, имеем

$$u_A^{(\gamma/L)} \geq \lambda^{(L/\gamma)}/(2\sqrt{t}), \quad z \geq z^{(\gamma/L)}. \quad (11)$$

Для проведения оценочных расчетов будем считать, что распределение компонентов в γ -фазе, занимающей концентрационный интервал $(n_A^{(\gamma/L)}, n_A^{(\gamma/B)})$, является линейным. Согласно первому закону Фика, проекция плотности потока рассматриваемого компонента в γ -фазе пропорциональна проекции градиента концентрации соответствующего компонента:

$$j_A^{(\gamma/L)} = -D^{(\gamma)} \frac{n_A^{(\gamma/B)} - n_A^{(\gamma/L)}}{\Delta z^{(\gamma)}}, \quad (12)$$

где $D^{(\gamma)}$ — коэффициент диффузии атомов в γ -фазе. Сравним протяженность γ -фазы с протяженностью жидкой прослойкой. Из уравнений (9)–(12) получим

$$\Delta z^{(\gamma)} \leq \frac{D^{(\gamma)}}{(\lambda^{(L/\gamma)})^2} \frac{n_A^{(\gamma/L)} - n_A^{(\gamma/B)}}{n_A^{(\gamma/L)}} \Delta z^{(L)}. \quad (13)$$

Для численной оценки результата используем следующие значения: $\lambda^{(L/\gamma)} = 2,8 \cdot 10^{-5}$ м/с^{1/2} (см. табл.), $D^{(\gamma)} = 5 \cdot 10^{-16}$ м²/с (по данным [10]), $(n_A^{(\gamma/L)} - n_A^{(\gamma/\beta)}) / n_A^{(\gamma/L)} = 0,5$ (в соответствии с диаграммой, рис. 2а, 2б). Тогда при толщине жидкой прослойки в 1 мм толщина γ -фазы по формуле (13) должна составлять $3 \cdot 10^{-10}$ м, что физически абсурдно.

Приходим к выводу, что в условиях конкурентного роста с жидкой фазой промежуточная твердая фаза за достижимое для реального эксперимента время сформироваться не может.

Выводы

Результаты исследования кинетики роста промежуточной жидкой фазы при контактом плавлении в системе Sn–Pb показывают, что концентрационный интервал жидкой прослойки соответствует области гомогенности жидкой фазы при температуре опытов по диаграмме состояния. Из этого следует, что по обе стороны межфазной границы жидкость–кристалл устанавливаются составы, близкие к стабильному равновесию, то есть определяемые ликвидусом и солидусом соответственно.

В то же время показано, что солидусный состав на межфазной границе со стороны кристалла не может сформироваться путем диффузии атомов из жидкости в твердую фазу.

Предлагается следующая модель установления квазиравновесного состояния на межфазных границах при контактом плавлении. Так как соответствующие межфазному стабильному равновесию составы в исходных образцах на границах с прилегающей фазой образоваться не успевают, жидкость в приграничных с твердыми образцами областях оказывается пересыщенной. Поэтому метастабильные, пересыщенные участки жидкости распадаются на прилегающую к жидкости стабильную фазу солидусного состава и жидкость ликвидусного состава. Таким образом, на границе между жидкостью и твердой фазой реализуется квазиравновесное состояние.

В дальнейшем за счет переноса вещества в жидкости происходит контактное плавление твердой фазы солидусного состава. Скорость плавления лимитируется переносом вещества в жидкости. Продолжительность этой стадии процесса существенно больше, чем время метастабильного плавления и время распада метастабильной жидкости. Поэтому в среднем концентрационный интервал жидкой прослойки практически заключен между ликвидусными значениями. После того, как промежуточная фаза солидусного состава расплывется, вновь образуется метастабильный контакт между жидкостью и твердой фазой, и все стадии роста контактной прослойки повторяются.

Список литературы

1. Саратовкин Д.Д., Савинцев П.А. Образование жидкой фазы в месте контакта двух кристаллов, составляющих эвтектическую пару // Докл. АН СССР. 1941. Т. 33, № 4. С. 303–304.
2. Гуфан А.Ю., Ахкубеков А.А., Зубхаджиев М.А.В., Кумыков З.М. // Известия РАН. Серия физическая. 2005. Т. 69, № 4. С. 553–557.
3. Залкин В.М. Природа эвтектических сплавов и эффект контактного плавления. М.: Металлургия, 1987. 151 с.
4. Totemeier T.C., Smithells C.J. Smithells metals reference book. Elsevier, 2004. 2080 p.
5. Гуров К.П., Карташкин Б.А., Угасте Ю.Э. Взаимная диффузия в многокомпонентных металлических системах. М.: Наука, 1981. 352 с.
6. Савинцев П.А., Рогов В.И. Определение коэффициентов диффузии в эвтектических расплавах методом контактного плавления // Заводская лаборатория. 1969. Т. 38, № 2. С. 195–199.
7. Саввин В.С., Михалёва О.В., Повзнер А.А. Кинетика контактного плавления в нестационарно-диффузионном режиме // Расплавы. 2001. № 2. С. 42–50.
8. Tresh H.A., Crawley A.F., White D.W.G. The Densities of liquid tin, lead and tin–lead alloys // Trans. Met. Soc. AIME. 1968. Vol. 242, Iss. 5. P. 819–822.
9. Ибрагимов Х.И., Саввин В.С. Поверхностное натяжение амальгам систем Hg–M (M–Cd, In, Sn, Tl, Pb, Bi) // Неорганические материалы. 1996. Т. 32, № 9. С. 1100–1107.
10. Физические величины. Справочник / Под ред. Григорьева И.С., Мейлихова Е.З. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.

Статья поступила в редакцию 14 октября 2013 г.