

01;03;05;06

Влияние кластеризации на процесс плавления полупроводниковых соединений A^3B^5

© С.В. Булярский, П.Е. Львов, В.В. Светухин

Ульяновский государственный университет,
432700 Ульяновск, Россия
e-mail: pavel@sv.uven.ru

(Поступило в Редакцию 14 декабря 2000 г.)

Предложена термодинамическая модель формирования кластеров в расплавах двухкомпонентных полупроводниковых соединений. Исследован процесс кластеризации в расплаве арсенида галлия, при этом получены выражения для равновесных концентраций кластеров различного размера, а также уравнение ликвидуса, которое в предельном случае малых концентраций кластеров согласуется с результатами теории квазихимического взаимодействия. Полученная система уравнений позволила удовлетворительно описать экспериментальные данные по послеплавлению и кривым ликвидуса в арсениде галлия. Рассчитанные значения энтальпии и энтропии плавления в арсениде галлия хорошо согласуются с данными по энергии диссоциации.

Введение

Описание плавления и кристаллизации твердых тел остается одной из наименее изученных проблем физики твердого тела. При увеличении температуры атомы твердых тел постепенно теряют упорядоченность и переходят в жидкость (расплав). Потеря дальнего порядка веществом происходит в некотором диапазоне температур, при этом существует некоторое промежуточное состояние между твердым телом и расплавом, характеризующее наличием небольших упорядоченных областей — атомных скоплений, чаще всего называемых кластерами. Существование кластеров при температурах выше температуры плавления (явление послеплавления) было доказано экспериментально [1,2]. При этом для многих веществ доля частиц, входящих в кластеры, при температурах плавления составляла порядка 10%.

Крайне важными для технологии полупроводников являются кривые ликвидуса, которые представляют собой зависимость температуры фазового перехода расплава от его состава. При описании кривых ликвидуса чаще всего пользуются теорией квазихимического взаимодействия, которая, с одной стороны, основывается на равенстве химических потенциалов при образовании связей между атомами компонентов раствора, а с другой стороны, исключает образование кластеров, оперируя полными концентрациями атомов, что справедливо только при высоких температурах, значительно превышающих температуру плавления.

В связи с этим в данной работе предложена модель взаимодействия между частицами в жидкой фазе, которая учитывает процесс образования кластеров и позволяет описывать как кривые ликвидуса, так и кривые послеплавления.

Свободная энергия расплава с учетом кластеризации

Рассмотрим процесс образования кластеров в расплаве полупроводника, при этом для определенности будем рассматривать полупроводник типа A^3B^5 . Полученные ниже результаты могут быть легко обобщены и для любых других двухкомпонентных соединений.

Представим энергию Гиббса расплава в виде суммы энергии свободных частиц и энергии частиц, связанных в кластерах,

$$G = G^L + G^S. \quad (1)$$

1. Свободная энергия расплава G^L может быть записана в виде [3]

$$G^L = N_A^L \sum_i g_A^i p_i + N_B^L \sum_i g_B^i p_i - kT \ln \left[\frac{N^L!}{N_A^L! N_B^L!} \right], \quad (2)$$

где N_A^L , N_B^L — число частиц сорта A и B в расплаве; g_A^i , g_B^i — энергии частиц сортов A и B , имеющих i связей с частицами того же сорта; $N^L = N_A^L + N_B^L$ — полное число мест в расплаве.

В формуле (2) фигурируют вероятности p_i , которые даются выражением

$$p_i = \frac{z!}{i!(z-i)!} \frac{(N_A^L)^{z-i} (N_B^L)^i}{(N_A^L + N_B^L)^z}, \quad (3)$$

где z — число ближайших соседей.

Введем следующие обозначения: g_{AA}^L и g_{BB}^L — энергии парного взаимодействия между частицами сортов A и B соответственно, g_{AB}^L — энергия парного взаимодействия между частицами сортов A и B . С помощью этих обозначений энергии g_A^i и g_B^i выразятся в виде

$$\begin{aligned} g_A^i &= \frac{1}{2} g_{AA}^L i + \frac{1}{2} g_{AB}^L (z-i) = \frac{1}{2} (g_{AA}^L - g_{AB}^L) i + \frac{z}{2} g_{AB}^L, \\ g_B^i &= \frac{1}{2} g_{BB}^L i + \frac{1}{2} g_{AB}^L (z-i) = \frac{1}{2} (g_{BB}^L - g_{AB}^L) i + \frac{z}{2} g_{AB}^L. \end{aligned} \quad (4)$$

Подстановка (3) и (4) в (2) приводит к возможности провести суммирование по i и значительно упростить проведение дальнейших выкладок

$$\begin{aligned}
G^L = & N_A^L \left(\frac{z}{2} g_{AB}^L + \frac{z}{2} (g_{AA}^L - g_{AB}^L) \frac{N_B^L}{N_A^L + N_B^L} \right) \\
& + N_B^L \left(\frac{z}{2} g_{AB}^L + \frac{z}{2} (g_{BB}^L - g_{AB}^L) \frac{N_A^L}{N_A^L + N_B^L} \right) \\
& - kT \ln \left[\frac{(N_A^L + N_B^L)!}{N_A^L! N_B^L!} \right] = \frac{z}{2} g_A^L (N_A^L + N_B^L) \\
& + \frac{z}{2} (g_{AA}^L + g_{BB}^L - 2g_{AB}^L) \frac{N_A^L N_B^L}{N_A^L + N_B^L} \\
& - kT \ln \left[\frac{(N_A^L + N_B^L)!}{N_A^L! N_B^L!} \right]. \quad (5)
\end{aligned}$$

Теперь можно получить значение энергии расплава в расчете на одну частицу каждого из сортов [3]

$$\begin{aligned}
g_A^L = \frac{\partial G^L}{\partial N_A^L} = & \frac{z}{2} g_{AB}^L + \Omega (x_B^L)^2 + kT \ln [x_A^L], \\
g_B^L = \frac{\partial G^L}{\partial N_B^L} = & \frac{z}{2} g_{AB}^L + \Omega (x_A^L)^2 + kT \ln [x_B^L], \quad (6)
\end{aligned}$$

где x_A^L и x_B^L — относительные доли частиц в расплаве, также использовано традиционное обозначение для параметра квазихимического взаимодействия

$$\Omega = \frac{z}{2} (g_{AA}^L + g_{BB}^L - 2g_{AB}^L).$$

При этом энергии g_{AA}^L , g_{BB}^L , g_{AB}^L выражаются через энтропию и энтальпию парного взаимодействия, следовательно, параметр взаимодействия Ω должен иметь линейную зависимость от температуры.

$$\Omega = a - bT, \quad (7)$$

где a и b — константы.

В силу независимости (6) от абсолютного числа частиц в расплаве (5) может быть записано в виде

$$G^L = g_A^L N_A^L + g_B^L N_B^L. \quad (8)$$

При этом важно отметить, что величины g_A^L и g_B^L не являются химическими потенциалами частиц сортов A и B . Это связано с тем, что химический потенциал определяется как производная от полной энергии (1) по полному числу частиц данного сорта

$$\mu_A = \frac{\partial G}{\partial N_A} \neq \frac{\partial G^L}{\partial N_A^L} \quad (9)$$

обязательно зависит от энергии частиц, находящихся в кластерах, существование которых подтверждается экспериментально [1].

2. Свободная энергия кластеров системы дается выражением [4]

$$\begin{aligned}
G^S = & \sum_m g_m N_m \\
& - kT \ln \left[\frac{N!}{N^L! \prod_m N_m! (m_A^A! m_B^B! m_A^B! m_B^A!)^{N_m}} \prod_m (NP_m)^{N_m} \right]. \quad (10)
\end{aligned}$$

Здесь g_m — энергия кластера из m частиц, P_m — вероятность образования кластера из m частиц, множитель N учитывает возможность произвольного размещения кластера в объеме системы, m_α^β — количество частиц типа $\alpha = \{A, B\}$ на месте $\beta = \{A, B\}$ в кластере размера m [5].

Предположим, что образующиеся кластеры являются стехиометрическими и не содержат антиструктурных дефектов, тогда для каждого кластера из m частиц справедливы соотношения

$$\begin{aligned}
m_A = m_A^A = m/2, \quad m_B = m_B^B = m/2, \\
m_B^A = m_A^B = 0. \quad (11)
\end{aligned}$$

Это приближение может быть использовано ввиду того, что область гомогенности для полупроводников A^3B^5 очень узка, т.е. варьирование соотношения между компонентами в расплаве практически не приводит к изменению состава выпадающих при этом кристаллов.

Вероятность образования кластера из m частиц одного сорта дается выражением

$$P_m = \left(\frac{1}{N} \right)^m \left(1 - \frac{1}{N} \right)^{N'-m}. \quad (12)$$

Поскольку $N' \gg m$ и $N \approx N'$ (вытекает из экспериментально наблюдаемой несжимаемости жидкостей), то в силу первого замечательного предела вторым множителем в (12) можно пренебречь как величиной порядка единицы.

В случае кластеров, состоящих из двух сортов частиц, занимающих места определенного типа (в случае полупроводников A^3B^5 это узлы в двух различных подрешетках), вероятность будет иметь вид

$$P_m = \left(\frac{1}{2N} \right)^m. \quad (13)$$

Используя (11) и (13), получим термодинамическую вероятность W , входящую в (10),

$$W = \frac{N!}{\prod_m N_m! ((m/2)!)^{2N_m}} \prod_m \left(N \frac{1}{(2N)^m} \right)^{N_m}. \quad (14)$$

Формула (14) может быть преобразована с помощью формулы Стирлинга к виду

$$W = \frac{N!}{\prod_m N_m! (m!)^{N_m}} \prod_m \left(N \frac{1}{(N)^m} \right)^{N_m}. \quad (15)$$

Законы сохранения числа частиц обоих сортов

$$\begin{aligned}\varphi_A &= N_A - N_A^L - \frac{1}{2} \sum_m m N_m = 0, \\ \varphi_B &= N_B - N_B^L - \frac{1}{2} \sum_m m N_m = 0.\end{aligned}\quad (16)$$

В соответствии с методом неопределенных множителей Лагранжа построим функционал, который будет учитывать уравнения связи (16),

$$\begin{aligned}\Phi &= \sum_m g_m N_m - kT \ln \left[\frac{N!}{\prod_m N_m! (m!)^{N_m}} \prod_m \left(\frac{1}{N^{m-1}} \right)^{N_m} \right] \\ &+ \lambda_A \left(N_A - N_A^L - \frac{1}{2} \sum_m m N_m \right) \\ &+ \lambda_B \left(N_B - N_B^L - \frac{1}{2} \sum_m m N_m \right).\end{aligned}\quad (17)$$

Минимизация функционала (17) приводит к следующим выражениям для числа кластеров и свободных частиц обоих сортов:

$$N_A^L = \exp \left[-\frac{\frac{z}{2} g_{AB}^L + \Omega (x_B^L)^2 + \lambda_A}{kT} \right], \quad (18)$$

$$N_B^L = \exp \left[-\frac{\frac{z}{2} g_{AB}^L + \Omega (x_A^L)^2 + \lambda_B}{kT} \right], \quad (19)$$

$$N_m = \frac{1}{m! N^{m-1}} \exp \left\{ -\frac{g_m + \frac{m}{2} \lambda_A + \frac{m}{2} \lambda_B}{kT} \right\}, \quad (20)$$

где параметры λ_A и λ_B определяются из решения уравнений (16).

Кривые ликвидуса

Из уравнений (16) вытекает, что общее количество частиц, находящихся в кластерах, N^S

$$N^S = \sum_{m=2}^{\infty} m N_m. \quad (21)$$

Для вычисления суммы в (21) необходимо сделать некоторые предположения относительно свободной энергии кластеров из m частиц. Будем полагать, что соблюдается строгая стехиометричность кластеров, а их энергия пропорциональна числу частиц

$$g_m = \frac{z}{2} g_{AB}^S m. \quad (22)$$

Кластеры считаем достаточно крупными, т.е. в выражении (22) мы пренебрегаем поверхностной энергией по сравнению с энергией связей внутри кластеров. Подстановкой (20) и (22) в (21) получаем

$$\begin{aligned}N^S &= \exp \left\{ -\frac{\frac{z}{2} g_{AB}^S + \lambda_A/2 + \lambda_B/2}{kt} \right\} \\ &\times \left[\exp \left(\frac{\exp \left\{ -\frac{\frac{z}{2} g_{AB}^S + \lambda_A/2 + \lambda_B/2}{kT} \right\}}{N} \right) - 1 \right].\end{aligned}\quad (23)$$

Для того чтобы построить кривую ликвидуса, необходимо выбрать температуру плавления, так как в действительности фазовый переход из жидкого состояния в твердое происходит в некотором диапазоне температур, который зачастую достигает нескольких десятков градусов.

Будем считать, что плавление кристалла AB происходит, если изменение энергии взаимодействия между частицами при кластеризации достигает некоторого фиксированного значения. Из (23) следует, что, начиная с некоторой точки, в которой выражение $g_{AB}^S + \lambda_A/2 + \lambda_B/2 - kT \ln N$ примет некоторое значение, происходит кристаллизация расплава. Таким образом, уравнение

$$\frac{z}{2} g_{AB}^S + \lambda_A/2 + \lambda_B/2 - kT \ln N = \text{const} \quad (24)$$

представляет собой уравнение ликвидуса для полупроводниковых соединений типа A^3B^5 . Данное уравнение может быть переписано в более знакомом виде. Для этого необходимо выразить параметры λ_A и λ_B из (18) и (19)

$$\begin{aligned}\lambda_A &= -\frac{z}{2} g_{AB}^L - \Omega (x_B^L)^2 + kT \ln N_A^L, \\ \lambda_B &= -\frac{z}{2} g_{AB}^L - \Omega (x_A^L)^2 + kT \ln N_B^L.\end{aligned}\quad (25)$$

Подстановка выражений (25) в (24) приводит к наиболее общему уравнению ликвидуса

$$\begin{aligned}\frac{z}{2} (g_{AB}^S - g_{AB}^L) - \frac{1}{2} \Omega ((x_A^L)^2 + (x_B^L)^2) \\ - \frac{1}{2} kT \ln [X_A^L X_B^L] = \text{const},\end{aligned}\quad (26)$$

где $X_A^L = N_A^L/N$, $X_B^L = N_B^L/N$ — абсолютные доли свободных частиц в расплавах.

Покажем, что из (26) вытекает уравнение ликвидуса, хорошо известное из теории квазихимического взаимодействия [6,7]. В общем случае благодаря наличию кластеров $x_A^L = X_A^L/(X_A^L + X_B^L) \neq X_A^L$, $x_B^L = X_B^L/(X_A^L + X_B^L) \neq X_B^L$ и $X_A^L + X_B^L \neq 1$. Первое приближение связано с малостью доли кластеров в расплаве, что действительно имеет место при плавлении многих полупроводников [2]. Если доля кластеров мала, то $x_A^L \approx X_A^L$ и $x_B^L \approx X_B^L$ и, следовательно, уравнение ликвидуса примет вид

$$\Delta g_{AB}^F + \frac{1}{2} \Omega ((x_A^L)^2 + (x_B^L)^2) + \frac{1}{2} kT \ln [x_A^L x_B^L] = \text{const}, \quad (27)$$

где введено обозначение изменения энергии взаимодействия между частицами разных сортов при переходе из твердого в жидкое состояние кристалла $\Delta g_{AB}^F = -z(g_{AB}^S - g_{AB}^L)/2$.

Данное изменение учитывает только взаимодействие типа $A-B$, однако в расплаве имеют место взаимодействия типа $A-A$ и $B-B$, определяемые параметром Ω , поэтому величина Δg_{AB}^F не равна энергии плавления кристалла AB : $\Delta g_{AB}^F \neq \Delta G_{AB}^{\text{melt}}$.

Уравнение в виде (26) определяет целое семейство кривых в зависимости от выбора константы в правой части. Однако такой неопределенности можно избежать, если отталкиваться от экспериментальных данных по плавлению полупроводниковых кристаллов — температуры плавления и стехиометрического состава. Стехиометрический состав полупроводниковых кристаллов A^3B^5 соответствует $x_A^L = x_B^L = 0.5$. Подстановка в уравнение (27) температуры плавления $T = T^F$ и соответствующего ей состава $x_A^L = 0.5$ позволяет определить константу в правой части.

Теперь исходное уравнение ликвидуса (24) может быть переписано в виде

$$kT \ln[4x_A^L(1 - x_A^L)] + (\Delta S^F + k \ln 4)(T^F - T) + \Omega[2(x_A^L)^2 - 2x_A^L + 1] - \Omega(T^F)/2 = 0, \quad (28)$$

которое в точности совпадает с хорошо известным уравнением ликвидуса для полупроводниковых соединений A^3B^5 [7]. Таким образом, полученное уравнение кривых ликвидуса (27) в случае малых концентраций кластеров переходит в уравнение, вытекающее из теории квазихимического взаимодействия.

Расчет кривых ликвидуса и послеплавления в арсениде галлия

На основании предложенной выше модели было проведено моделирование процесса образования кластеров в расплаве арсенида галлия. При этом учитывались как экспериментальные кривые ликвидуса [8], так и данные по явлению послеплавления [2].

Из уравнений (7), (23) и (27) вытекает, что конкретное положение кривых послеплавления и ликвидуса зависит от значений четырех параметров: a , b , ΔH^F и ΔS^F . Варьируя значения этих параметров, можно удовлетворительно описать обе экспериментальные зависимости.

Подстановка уравнений (25) в (23) дает расчетное уравнение для кривых послеплавления

$$X^S = \frac{N^S}{N} = \exp \left\{ - \frac{\Delta H^F - T \Delta S^F + \frac{a-bT}{2} ((x_A^L)^2 + (x_B^L)^2) + \frac{kT}{2} \ln[X_A^L X_B^L]}{kT} \right\} \times \left[\exp \left(\exp \left\{ - \frac{\Delta H^F - T \Delta S^F + \frac{a-bT}{2} ((x_A^L)^2 + (x_B^L)^2) + \frac{kT}{2} \ln[X_A^L X_B^L]}{kT} \right\} \right) - 1 \right]. \quad (29)$$

Уравнение (29) следует решать совместно с уравнениями связи (16), которые удобно преобразовать к

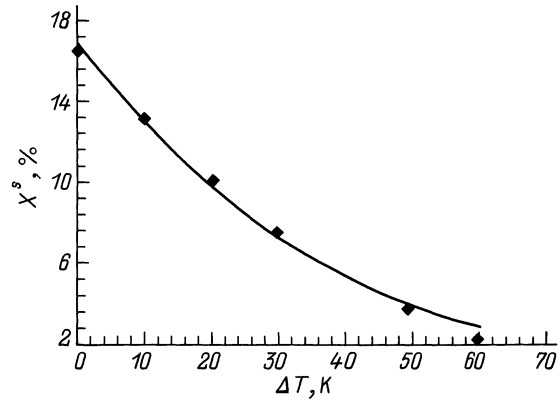


Рис. 1. Зависимость доли кластеров арсенида галлия X^S от $\Delta T = T - T^F$. Значки — экспериментальные данные [2], сплошная кривая — расчет.

относительным величинам

$$X_A^{\text{total}} = X_A^L + \frac{1}{2} X^S, \\ X_B^{\text{total}} = X_B^L + \frac{1}{2} X^S, \quad (30)$$

где введены обозначения полных долей частиц в расплаве X_A^{total} и X_B^{total} , при этом справедливо соотношение $X_A^{\text{total}} + X_B^{\text{total}} = 1$.

Для того чтобы упростить расчеты кривых послеплавления, воспользуемся конгруэнтностью плавления кристаллов арсенида галлия. Это означает, что относительные доли одиночных частиц в расплаве одинаковы $x_A^L = x_B^L = 0.5$ и полные количества частиц также одинаковы $X_A^{\text{total}} = X_B^{\text{total}} = 0.5$, тогда уравнение (29) может быть преобразовано к виду

$$X^S = \frac{1}{2} (1 - X^S) \exp \left\{ - \frac{(\Delta H^F + \frac{a}{4}) - T(\Delta S^F + \frac{b}{4})}{kT} \right\} \times \left[\exp \left(\frac{1}{2} (1 - X^S) \times \exp \left\{ - \frac{(\Delta H^F + \frac{a}{4}) - T(\Delta S^F + \frac{b}{4})}{kT} \right\} \right) - 1 \right]. \quad (31)$$

Из (31) следует, что образование кластеров при плавлении кристалла стехиометрического состава может быть охарактеризовано некоторыми значениями энтальпии h и энтропии s

$$h = \Delta H^F + a/4, \quad s = \Delta S^F + b/4. \quad (32)$$

Таким образом, описание кривых послеплавления сводится к необходимости варьировать только два параметра h и s . При значениях параметров¹ $h = 3.36 \text{ eV}$ и

¹ Все параметры приводятся в расчете на одну частицу.

$s = 25.7$ k экспериментальные кривые послеплавления арсенида галлия хорошо описываются уравнением (31) (рис. 1).

Расчет кривых ликвидуса с учетом процесса кластеризации проводился с помощью выражения, вытекающего из соотношений (27) и (30),

$$T(X_A^{\text{total}}) = \frac{a/2((1 - X_A^{\text{total}} - X^S(T))^2 + (X_A^{\text{total}} - X^S(T))^2) - (\text{const} - \Delta H^F)(1 - X^S(T))^2}{\Delta S^F - k \ln[(1 - X_A^{\text{total}} - X^S(T))(X_A^{\text{total}} - X^S(T))] + b/2((1 - X_A^{\text{total}} - X^S(T))^2 + (X_A^{\text{total}} - X^S(T))^2)},$$

$$X^S(T) = \exp\left\{-\frac{\text{const}}{kT}\right\} \times \left(\exp\left\{\exp\left\{-\frac{\text{const}}{kT}\right\}\right\} - 1\right). \quad (33)$$

При этом константа в выражении (33) определялась формулой (27) исходя из условий плавления стехиометрического кристалла $x_A^L = x_B^L = 0.5$, $T = T^F$ и X^S , найденного из уравнения (31).

Расчет ликвидуса проводился путем подбора параметров a и b , при этом в соответствии с (32) изменялись значения ΔH^F и ΔS^F так, чтобы удовлетворить найденным значениям h и s . Параметры a , b , ΔH^F , ΔS^F для арсенида галлия следующие: $a = -13.76$ eV, $b = -8.32 \cdot 10^{-3}$ eV/K, $\Delta H^F = 6.8$ eV, $\Delta S^F = 99.4271$ K. Такой подбор позволяет при любых параметрах a и b автоматически описывать кривую послеплавления. В результате подбора этих параметров удалось описать кривые ликвидуса арсенида галлия (рис. 2).

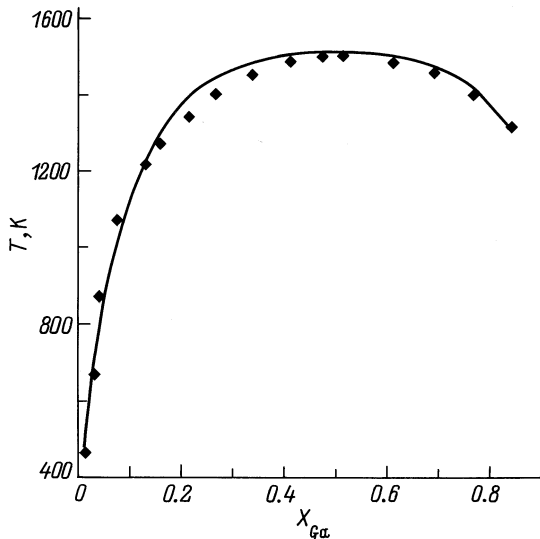


Рис. 2. Кривая ликвидуса арсенида галлия. Значки — экспериментальные данные [8], сплошная кривая — расчет.

Экспериментальные и теоретические значения энтальпии и энтропии плавления арсенида галлия.

h , eV	s , k	T^F , K	T_{melt} , K [7]	E_{dis} , eV [9]	$\Delta H_{AB}^{\text{melt}}$, eV [1]
3.36	25.7	1504	1511	3.26	1.16

Теплота плавления

Теплота плавления по определению представляет собой энергию, которую необходимо затратить для того, чтобы перевести частицу из твердой фазы в расплав. Исходя из этого определения теплота плавления в расчете на одну частицу запишется в виде

$$\Delta C_{AB}^{\text{melt}} = \frac{1}{2}(g_A^L + g_B^L - 2g_{AB}^S). \quad (34)$$

В данном случае роль твердой фазы играет совокупность кластеров. С помощью (6) и (22) для (34) получим

$$\Delta G_{AB}^{\text{melt}} = (\Delta H^F - T\Delta S^F) + \frac{a - bT}{2}((x_A^L)^2 + (x_B^L)^2) + \frac{kT}{2} \ln[X_A^L X_B^L]. \quad (35)$$

Из этого выражения следует, что теплота плавления полупроводникового соединения зависит не только от энергии связи между частицами, но и от температуры и состава расплава.

Поскольку плавление арсенида галлия является конгруэнтным, то выражение (35) может быть преобразовано к виду

$$\Delta G_{AB}^{\text{melt}} = h - Ts + kT \ln[1 - X^S], \quad (36)$$

где величины h и s определяются соотношениями (32).

Как показывают эксперименты по послеплавлению в арсениде галлия [2], доля частиц входящих в кластеры при температурах выше температуры плавления составляет менее 16%, следовательно при оценке энтропии и энтальпии плавления можно пренебречь членом, содержащим логарифм. Таким образом, найденные при описании кривых послеплавления значения h и s представляют собой энтальпию и энтропию плавления арсенида галлия.

Значения энтальпии и энтропии плавления арсенида галлия, полученные в результате описания кривых ликвидуса и кривых послеплавления, приведены в таблице, для сравнения приведены значения энергии диссоциации E_{dis} и теплоты плавления арсенида галлия $\Delta H_{AB}^{\text{melt}}$, а также рассчитанное по соотношению между энтальпией и энтропией значение температуры плавления $h = T^F s$. Как видно, рассчитанное значение энтальпии h арсенида галлия почти втрое превосходит экспериментальное значение энтальпии плавления и оказывается довольно близким к энергии диссоциации. Полученное значение температуры плавления хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 00-01-00209 и 00-01-00283.

Список литературы

- [1] Айвазов А.А., Глазов В.М., Регель А.Р. Энтропия плавления металлов и полупроводников. М.: ЦНИИ "Электроника", 1978. 55 с.
- [2] Регель А.Р., Глазов В.М. // Электронная техника. 1984. № 9 (194). С. 7–23.
- [3] Булярский С.В., Приходько В.В. Химический потенциал бинарного раствора // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. Вып. 7. С. 33–37.
- [4] Львов П.Е., Светухин В.В. // Хим. физика. 1999. № 13(2). С. 93–96.
- [5] Булярский С.В., Светухин В.В., Львов П.Е. // ФТП. 2000. Вып. 34(4). С. 385–389.
- [6] Пригожин И.Р. Теория растворов. М.: Металлургия, 1990.
- [7] Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах. Т. 2. М.: Мир, 1981.
- [8] Хилсум К., Рауз-Инс А. Полупроводники типа A^3B^5 . М.: ИЛ, 1963.
- [9] Харрисон У. Электронная структура и свойства твердых тел. Т. 1. М.: Мир, 1983.