

тырьмя В1 или атом В2 — четырьмя А1, из четырех связей одна оказывается слишком короткой и одна слишком длинной; обе выходят за пределы указанного выше интервала. Длина же связи А2—В2 попадает в этот интервал, только когда позиции обоих атомов сдвинуты параллельно и в одном направлении. Все сказанное приводит к структурной модели, где в матрицу из атомов А1 и В1 вставлены цепочки атомов —А2—В2—А2—В2— вдоль [110] или эквивалентного направления (рис. 2). Таким образом, структуре присуща значительная степень упорядочения. Кроме того, в большей или меньшей степени упорядочено взаимное расположение атомов галлия, меди и германия, но при использованной методике не может быть обнаружено. Нельзя исключить и в какой-то степени упорядочение в чередовании цепочек —А1—В1—А1—В1— и —А2—В2—А2—В2—.

Обрыв цепочек —А2—В2—А2—В2—, которые при общей статистичности структуры должны иметь неодинаковую длину и быть ориентированными по разным эквивалентным направлениям, будет приводить к появлению деформации структуры вблизи концов цепочек со сдвигами атомов. Эти смещения — наиболее вероятная причина зависимости параметра температурного фактора от H^2 .

Таким образом, в кристалле сложного состава преобладают не беспорядочные, а регулярные смещения атомов. Структура твердого раствора с гетеровалентным замещением формируется аналогично упорядоченным структурам сложных соединений, а не по принципу «беспорядочной сетки». Только особенности межатомного взаимодействия в данной многокомпонентной системе приводят к образованию конфигураций тетраэдрических связей, не характерных для структур соединений; не исключено, что это вообще свойственно многокомпонентным фазам переменного состава.

Автор выражает глубокую признательность Г. К. Аверкиевой за предоставление образца для измерений.

С п и с о к | л и т е р а т у р ы

- [1] Вайполин А. А. // Кристаллография. 1982. Т. 27. № 3. С. 608—609.
- [2] Вайполин А. А. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 12. С. 3620—3623.
- [3] Аверкиева Г. К., Бердичевский Г. В., Вайполин А. А., Горюнова Н. А., Прочухан В. Д. // Изв. СССР, неорг. матер. 1968. Т. 4. № 7. С. 1064—1066.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
18 октября 1988 г.
В окончательной редакции
12 мая 1989 г.

УДК 621.315.592

Физика твердого тела, том 31, в. 12, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 12, 1989

РАССЕЯНИЕ ФОНОНОВ В ЭВТЕКТИКЕ GaSb—FeGa

Д. Г. Араслы, Р. Н. Рагимов, З. А. Джафаров,
А. А. Халилова, М. И. Алиев

В данной работе изучена теплопроводность эвтектической композиции GaSb—FeGa в интервале температур 80—300 К. Эвтектика GaSb—FeGa, полученная методом направленной кристаллизации (при сплавлении GaSb с 7.9 мас. % FeGa), состоит из полупроводниковой матрицы, содержащей металлические включения FeGa в виде направленных игл диаметром $d=1$ мкм, длиной $L=20 \div 100$ мкм и плотностью $N=3.3 \cdot 10^6$ см⁻². Концентрация дырок $p=1.2 \cdot 10^{18}$ см⁻³.

Температурная зависимость общей теплопроводности GaSb—FeGa в параллельном и перпендикулярном направлении теплового потока W к иглам x представлена на рис. 1. Как видно, κ имеет анизотропию, значение которой с повышением температуры уменьшается. Отношение $\kappa_{\parallel}/\kappa_{\perp}$ при 80 К достигает значения 1.3. Аналогичная картина наблюдалась и при исследовании теплопроводности эвтектик на основе A^3B^5 [1-7].

Для определения доли переноса тепла носителями заряда измерены электропроводность σ и термоэдс α при различном направлении тока I , теплового потока W и игла x . Результаты представлены на рис. 2 в сопоставлении с σ и α гомогенного антимонида галлия. При $I \perp x$ σ соответствует электропроводности GaSb соответствующей концентрации, а при $I \parallel x$ ввиду короткозамыкающего действия игла происходит ее увеличение. При $W \parallel x$ закорочивание приводит к понижению термоэдс α_{\parallel} . Обращает на себя внимание температурная зависимость термоэдс при ориентации $W \perp x$ (рис. 2, 3). Как видно, начиная с 200 К, α_{\perp} с понижением темпера-

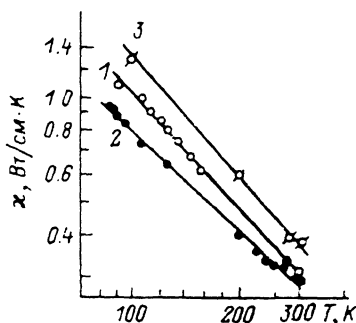


Рис. 1. Температурная зависимость теплопроводности GaSb—FeGa.

1 — $W \parallel x$, 2 — $W \perp x$, 3 — GaSb, $p = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

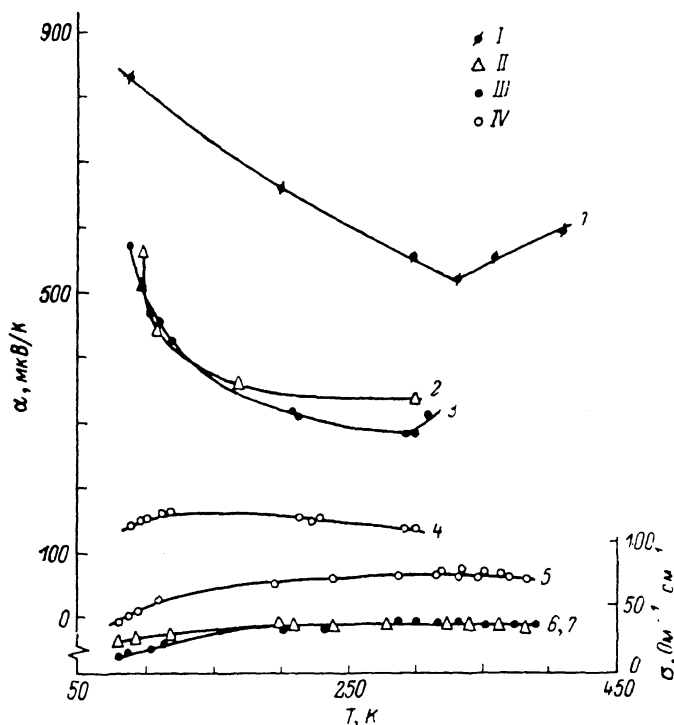


Рис. 2. Температурные зависимости термоэдс α (1-4) и электропроводности σ (5-7) Ga—Sb—FeGa.

I — GaSb, $p = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$; II — GaSb(Ge), $p = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; III — GaSb—FeGa, $I, W \perp x$; IV — GaSb—FeGa, $I, W \parallel x$.

туры увеличивается. Такой рост термоэдс может быть объяснен увлечением дырок фононами, как и в гомогенном GaSb, подробно изученном нами в работе [8]. Смещение начала возрастания α в область более низких температур и уменьшение скорости роста термоэдс α в GaSb—FeGa по сравнению

с p -GaSb, видимо, объясняются высокой концентрацией дырок в эвтектике.

Теплопроводность, обусловленная носителями тока в GaSb—FeGa, составляет лишь 4 % общей теплопроводности, и вклад эффекта фононного увлечения на фоне фононной теплопроводности незначителен.

В настоящее время предложены различные модели и получен ряд выражений для расчета эффективных параметров в эвтектических композициях [9]. Теплопроводность в зависимости от направления теплового потока по аналогии обобщенной проводимости в гетерогенных системах с цилиндрическими включениями [10] выражается следующими формулами:

$$\kappa_{\parallel} = \kappa_{\perp} \left(1 + \frac{c}{\frac{\kappa_1}{\kappa_2 - \kappa_1}} \right), \quad \kappa_{\perp} = \kappa_1 \left(1 + \frac{c}{\frac{(1-c)}{2} + \frac{\kappa_1}{\kappa_2 - \kappa_1}} \right), \quad (1), (2)$$

где индексы «1», «2» относятся к полупроводниковой и металлической фазам соответственно; c — объемная доля металлического включения. Из-за малой доли включений влияние их на теплопроводность несущественно. Изменение теплопроводности за счет эффекта Пельтье, возникающего на контактах фаз, также мало и составляет всего 5 % $\kappa_{\text{общ}}$.

При синтезе GaSb—FeGa происходит самолегирование матрицы примесями железа, которые активно рассеивают коротковолновые фононы. Тепловое сопротивление, обусловленное рассеянием фононов на точечных дефектах, рассчитанное по известной формуле Клеменса [11], при 300 К составляет $0.4 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{см} \cdot \text{К}$, а при 80 К — $0.23 \text{ Вт}^{-1} \cdot \text{см} \cdot \text{К}$ (необходимые параметры взяты для GaSb и учтено только изменение плотности вокруг дефекта).

При интенсивном рассеянии коротковолновых фононов основной вклад в теплопроводность вносят длинноволновые. Средняя длина свободного пробега фононов $l = \kappa / 3Cv$ (C — теплоемкость, v — скорость звука) при 80 К равна 0.1 мкм, а при 300 К — 0.04 мкм. Однако длина свободного пробега длинноволновых фононов при использовании механизма релаксации Ландау—Румера и Симонса [12] $\tau^{-1} = (\hbar/\rho) (\hbar v/kT)^4 q$ (ρ — плотность, q — волновой вектор фонона) при 80 К составляет 1.1 мкм, что сравнимо с диаметром металлических игл $d = 1 \text{ мкм}$. Видимо, наблюдаемая анизотропия теплопроводности связана с рассеянием длинноволновых фононов на межфазных границах полупроводник—металл при $W \perp x$. Ослабление эффекта увлечения в эвтектике по сравнению с GaSb близкой концентрации, по-видимому, также связано с рассеянием в ней длинноволновых фононов на межфазных границах.

Таким образом, в эвтектическом сплаве GaSb—FeGa наряду с рассеянием высокочастотных фононов существенно рассеяние и длинноволновых.

Список литературы

- [1] Liebman W. K., Muller E. A. // J. Appl. Phys. 1963. V. 34. N 9. P. 2653—2657.
- [2] Aliev M. J., Abidinova S. G., Aliyev S. A. // Phys. St. Sol. (a). 1972. V. 9. N 1. P. 57—59.
- [3] Алиев М. И., Джаббаров Р. М., Араслы Д. Г., Алиева М. А. // ФТП. 1973. Т. 7. № 2. С. 427—428.
- [4] Алиев М. И., Араслы Д. Г., Гусейнов Р. Э., Джафаров З. А. // ФТП. 1974. Т. 8. № 5. С. 968—970.
- [5] Алиев М. И., Араслы Д. Г., Гусейнов Р. Э., Джаббаров Р. М. // Изв. АН СССР, неорг. матер. 1979. Т. 15. № 8. С. 1320—1323.
- [6] Алиев М. И., Исаков Г. И., Халилов Х. А., Эминзаде А. Т. // Изв. АН АзССР, сер. физ. тех. и мат. наук. 1986. Т. 7. № 5. С. 94—97.
- [7] Алиев М. И., Исаков Г. И., Эминзаде А. Т., Гарибов Э. М. // Тез. докл. VIII Всес. конф. по теплофизическим свойствам веществ. Новосибирск, 1988. Ч. II. С. 122.
- [8] Алиев М. И., Джафаров З. А., Алиева М. А. // ФТП. 1971. Т. 5. № 2. С. 337—339.
- [9] Емец Ю. П. Электрические характеристики композиционных материалов с регулярной структурой. Киев, 1986. 190 с.
- [10] Оделевский В. И. // ЖТФ. 1951. Т. 21. № 6. С. 668—685.

- [11] Драбл Дж., Голдсמיד Г. Теплопроводность полупроводников: Пер. с англ. М., 1963. 266 с.
 [12] Аскеров Б. М. Электронные явления переноса в полупроводниках. М., 1985. 318 с.

Институт физики АН АзССР
 Баку

Поступило в Редакцию
 19 мая 1989 г.

УДК 537.94

Физика твердого тела, том 31, в. 12, 1989
 Solid State Physics, vol. 31, № 12, 1989

АНОМАЛИИ СКОРОСТИ ПРОДОЛЬНОГО ЗВУКА В МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ВОЛЬФРАМЕ И МОЛИБДЕНЕ В ДИАПАЗОНЕ ТЕМПЕРАТУР 78—300 К

Л. Е. Сошников

Ультразвуковым эхо-импульсным методом на частоте 10 МГц измерены температурные зависимости скорости продольного ультразвука вдоль кристаллографических направлений [111] монокристалла вольфрама и

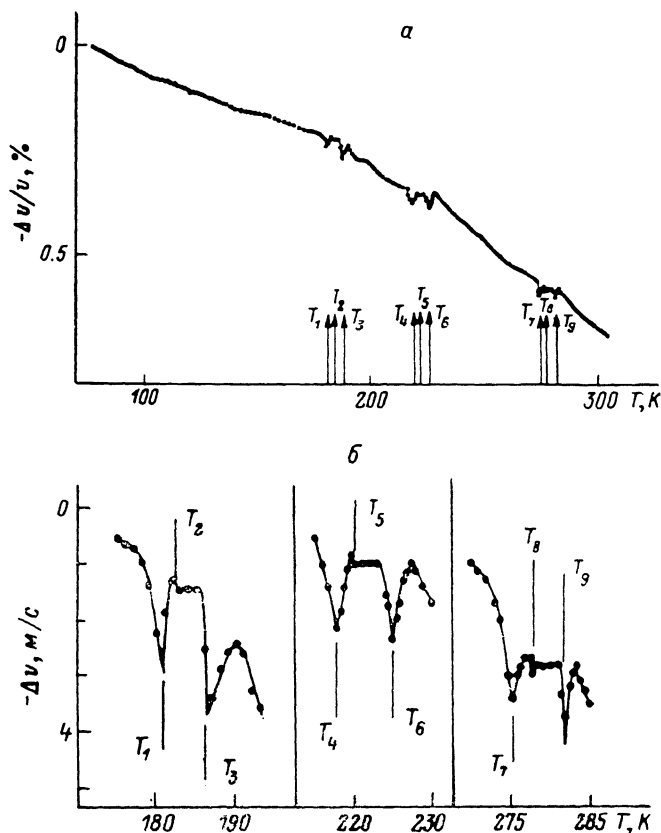


Рис. 1. Температурная зависимость скорости продольного ультразвука вдоль направления [111] в вольфраме (а). Изменения скорости ультразвука в аномальных температурных областях в молибдене (б).

[110] монокристалла молибдена. На кривых наблюдаются аномалии скорости ультразвука при температурах 180—182—187, 218—220—225, 275—277—282 К для вольфрама и 160—162—167, 218—220—225, 267—