

Рассеяние фононов, управление термоэдс и теплопроводностью в эвтектической композиции полупроводник–металл

© Г.И. Исаков[¶]

Институт физики Национальной академии наук Азербайджана,
Az-1143 Баку, Азербайджан

(Получена 31 мая 2004 г. Принята к печати 25 ноября 2004 г.)

Проведены исследования термоэдс и теплопроводности эвтектической композиции GaSb–V₂Ga₅, где при направленной кристаллизации металлическая фаза V₂Ga₅ в полупроводниковой матрице GaSb формируется в виде параллельных нитевидных кристаллов. Получены новые результаты о рассеянии длинноволновых фононов на металлических нитевидных кристаллах и по управлению термоэдс и теплопроводностью эвтектических композиций полупроводник–металл.

1. Введение

Исследование электронных и фононных процессов в полупроводниках, их твердых растворах и композициях и управление ими является фундаментальной проблемой современной теоретической, экспериментальной и прикладной физики. Среди огромного числа композиционных материалов композиты типа полупроводник–металл и, в частности, A^{III}B^V–металл представляют большую прикладную значимость в связи с возможностью их использования в качестве поляризационных фильтров инфракрасного (ИК) излучения [1], гальваномагнитных [2] и термомагнитных [3] датчиков, а также тензорезисторов [4,5].

В работе [5] нами установлена возможность управления тензометрическими параметрами эвтектических композиций полупроводник–металл. Показано, что в эвтектических композициях полупроводник–сверхпроводник, как в нормальном, так и в сверхпроводящем состоянии, электрические свойства различных образцов из одного материала или же одного образца управляемы [6,7]. В работе [8] нами установлено, что теплопроводность χ эвтектических композиций GaSb–V₂Ga₅ и InSb–NiSb управляема в зависимости от скорости их роста. Отметим, что управление величиной теплопроводности с изменением скорости роста требует получения различных слитков композиции. Не вызывает сомнения также актуальность управления термоэдс и теплопроводностью эвтектических композиций более простыми методами и исследование при этом электронных и фононных процессов. Одним из таких методов может быть изменение угла β между направлением теплового потока Q и направлением параллельных металлических нитевидных кристаллов, формирующихся в полупроводниковой матрице в результате направленной кристаллизации.

Исследованию термоэдс и теплопроводности в эвтектических композициях на основе A^{III}B^V–металл посвящен ряд работ [8–11]. Однако в них не были исследованы возможности управления термоэдс и теплопроводностью эвтектических композиций полупроводник–металл

более простыми методами и в этом процессе влияние металлических фаз на фононную термоэдс и фононную теплопроводность.

Исходя из вышеизложенного, в настоящей работе приводятся оригинальные результаты по управлению величиной термоэдс α , теплопроводности χ и по установлению механизма рассеяния фононов в эвтектической композиции GaSb–V₂Ga₅ при различных углах β между направлением теплового потока Q (направлением градиента температур ΔT) и направлением металлических фаз X .

2. Экспериментальные результаты

В настоящей работе эвтектическая композиция GaSb–V₂Ga₅ была получена прямым сплавлением GaSb, очищенного зонной плавкой (после зонной очистки в GaSb концентрация дырок $p = 1.3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$), и необходимого количества V и Ga для образования соединения V₂Ga₅. Процесс сплавления производился в кварцевых ампулах, откачанных до давления $10^{-5} \text{ мм рт.ст.}$ Для полной гомогенизации при 800°C в течение 3 ч расплав подвергался постоянной вибрации. После полной гомогенизации расплав композиции подвергался направленной кристаллизации вертикальным методом Бриджмена. Результаты металлографического анализа, проведенного на микроскопе МИМ-8М, показали, что металлическая фаза V₂Ga₅ в матрице GaSb формируется в виде нитевидных кристаллов. Длина нитевидных кристаллов V₂Ga₅ колеблется в интервале $L \approx 200–500 \text{ мкм}$. Некоторые нитевидные кристаллы V₂Ga₅ имеют „бесконечную длину“, т. е. полностью пронизывают композицию. Диаметр нитевидных кристаллов $d \approx 1–2 \text{ мкм}$.

Для измерения термоэдс и теплопроводности из эвтектической композиции вырезали 5 образцов в виде длинных параллелепипедов размерами $15 \times 3 \times 3 \text{ мм}$. Образцы были вырезаны таким образом, чтобы углы β между длинными осями параллелепипеда Z и направлением кристаллизации X (с направлением нитевидных кристаллов) имели следующие значения: $\beta = 0, 20, 45, 70, 90^\circ$. При измерении термоэдс и теплопроводности, направления теплового потока Q , или же градиента температуры ΔT , были параллельны Z ($Q \parallel Z, \Delta T \parallel Z$).

[¶] E-mail: gudrat@physics.ab.az

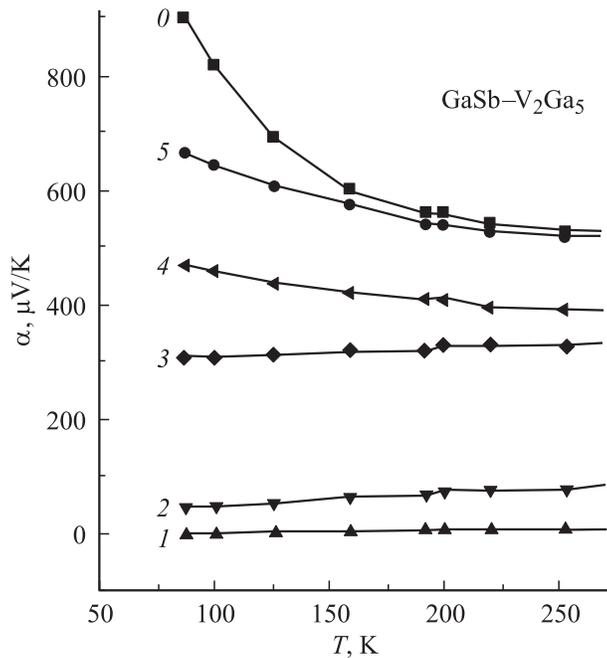


Рис. 1. Температурные зависимости термоэдс α при различных углах β , град.: 1 — 0, 2 — 20, 3 — 45, 4 — 70, 5 — 90, 0 — гомогенный GaSb.

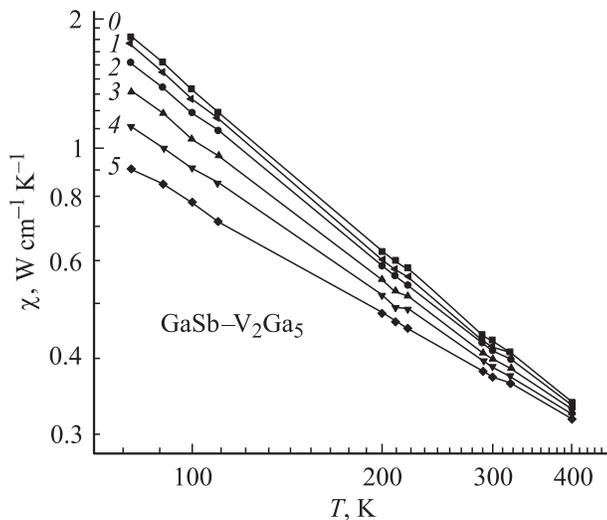


Рис. 2. Температурные зависимости теплопроводности χ при различных углах β . (Обозначения те же, что и на рис. 1).

На рис. 1 и 2 представлены температурные зависимости коэффициента термоэдс α и теплопроводности χ GaSb–V₂Ga₅, соответственно, при различных углах β . Из рис. 1 и 2 видно, что в зависимости от угла β между направлением теплового потока Q и металлической фазы Z можно управлять величинами термоэдс α и теплопроводности χ эвтектической композиции GaSb–V₂Ga₅:

$$\alpha_{\beta=0} < \alpha_{\beta=20^\circ} < \dots < \alpha_{\beta=90^\circ}, \quad (1)$$

$$\chi_{\beta=0} > \chi_{\beta=20^\circ} > \dots > \chi_{\beta=90^\circ}. \quad (2)$$

Из рис. 1 видно, что управление α происходит во всем исследованном интервале температур. Однако при $T > 300$ К теплопроводности композиций (кривые 1–5) сближаются. При $T = 400$ К в пределах погрешности измерения теплопроводности ($\sigma \approx \pm 5\%$)

$$\chi_1 = \chi_2 \dots = \chi_5. \quad (3)$$

На рис. 1 показана также термоэдс гомогенного GaSb с концентрацией дырок $p = 1.3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (кривая 0, концентрация дырок в GaSb–V₂Ga₅ такая же, как и в GaSb). Отметим, что теплопроводность GaSb–V₂Ga₅ при $\beta = 0$ (рис. 2, кривая 1) в пределах погрешности совпадает с теплопроводностью GaSb (рис. 2, кривая 0).

3. Обсуждение результатов и заключение

Из рис. 1, а видно, что в гомогенном GaSb (кривая 0) и в эвтектической композиции GaSb–V₂Ga₅ с $\beta = 90$ и 70° (кривые 4 и 5) ниже 200 К с понижением температуры термоэдс возрастает. Возрастание термоэдс с понижением температуры в гомогенном GaSb и в GaSb–V₂Ga₅ можно объяснить увлечением носителей заряда фононами.

Величина фоновой доли термоэдс прямо пропорциональна времени релаксации длинноволновых фононов [12]:

$$\alpha_{ph} = \frac{1}{3} \frac{k_0}{e} \frac{mv^2}{k_0 T} \frac{\langle \tau_{ph} \rangle}{\tau_e}, \quad (4)$$

где $\langle \tau_{ph} \rangle$ — усредненное время релаксации длинноволновых фононов, τ_e — время релаксации электронов, v — скорость звука в кристалле, k_0 — постоянная Больцмана.

Усредненное время релаксации длинноволновых фононов выражается следующей формулой [12,13]:

$$\langle \tau_{ph} \rangle = \frac{1}{4k^4} \int_0^{2k} \tau_{ph} q^3 dq, \quad (5)$$

где

$$\tau_{ph}^{-1} = \frac{\hbar q}{\rho_0} \left(\frac{k_0 T}{\hbar v} \right)^4, \quad (6)$$

k — волновой вектор электронов, q — волновой вектор фононов, ρ_0 — плотность кристалла. Подставляя выражение (6) в формулу (5) для усредненного времени релаксации длинноволновых фононов, находим:

$$\langle \tau_{ph} \rangle = \frac{2\rho_0}{3\sqrt{2mk_0 T}} \left(\frac{\hbar v}{k_0 T} \right)^4. \quad (7)$$

Используя формулу (7) для усредненной длины свободного пробега длинноволновых фононов, получаем следующее выражение:

$$l = \frac{2\rho_0}{3\sqrt{2mk_0 T}} \left(\frac{\hbar v}{k_0 T} \right)^4 v. \quad (8)$$

Расчеты усредненной длины свободного пробега длинноволновых фононов показали, что при 100 К $l = 2.4$ мкм, а при 300 К $l = 0.018$ мкм. Из этих данных видно, что при низких температурах усредненная длина свободного пробега длинноволновых фононов сравнима с расстоянием между металлическими включениями $d = 1-5$ мкм, и длинноволновые фононы интенсивно рассеиваются ими. Этим объясняется уменьшение фоновой доли термоэдс в GaSb–V₂Ga₅ при $\beta = 90^\circ$ по сравнению с гомогенным GaSb. Известно, что термоэдс состоит из суммы фоновой и диффузионной части:

$$\alpha = \alpha_{ph} + \alpha_d. \quad (9)$$

Если считать, что при уменьшении β рассеяние длинноволновых фононов на металлических фазах должно уменьшаться, то α_{ph} должно расти. Однако с уменьшением угла β происходит уменьшение термоэдс α . Это связано с тем, что в исследованном нами температурном интервале $\alpha_d \gg \alpha_{ph}$, и при уменьшении β происходит шунтирование эдс V_{α} . При этом $V_{\alpha_{ph}}$, созданное за счет увлеченных носителей заряда, также шунтируется.

Расчеты обобщенной проводимости гетерогенных систем были проведены в работе Оделевского [14]. Для направлений перпендикулярно и параллельно включениям второй фазы им были получены формулы для обобщенной проводимости гетерогенных систем. Эти формулы могут быть применены также и для расчета теплопроводности гетерогенных систем, и их можно записать следующим образом:

$$\chi_{\perp} = \chi_1 \left(1 + \frac{\psi}{\frac{1-\psi}{2} + \frac{\chi_1}{\chi_2 - \chi_1}} \right), \quad (10)$$

$$\chi_{\parallel} = \chi_2 \left(1 + \frac{\psi}{\frac{\chi_1}{\chi_2 - \chi_1}} \right), \quad (11)$$

где χ_{\perp} и χ_{\parallel} — теплопроводность эвтектических композиций при $\beta = 90^\circ$ и $\beta = 0$, χ_1 и χ_2 — теплопроводность полупроводниковой матрицы и металлической фазы, $\psi = V_m/V_{sm}$ — объемное отношение металлической и полупроводниковой фазы, соответственно. В GaSb–V₂Ga₅ $\psi = 0.04$. Подставляя значение $\psi = 0.04$ в формулы (10) и (11) и пренебрегая малыми членами, получаем $\chi_{\perp} \approx \chi_1$ и $\chi_{\parallel} \approx \chi_1$. Из этих выражений находим, что $\chi_{\perp} \approx \chi_{\parallel}$. Равенство $\chi_{\parallel} \approx \chi_0$ было отмечено выше и нами получено экспериментально. Однако эксперимент показывает, что $\chi_{\perp} \neq \chi_1$ и $\chi_{\parallel} \neq \chi_1$ (рис. 2). По-видимому, эти неравенства, позволяющие управлять величиной χ , связаны также с рассеянием длинноволновых фононов на металлических фазах при $\beta \neq 0$. Равенство $\chi_{\parallel} \approx \chi_1$ показывает, что вклад металлических фаз при малых ψ в обобщенную теплопроводность пренебрежимо мал и его величина находится в пределах погрешности измерения теплопроводности χ_{\parallel} .

Следует отметить, что фононы на металлических фазах могут рассеиваться также и при $\beta = 0$ на головках нитевидных металлических кристаллов. Поэтому и в

продольном направлении может появляться тепловое сопротивление ΔW_{\parallel} . Отметим, что при $\beta = 0$ металлические фазы участвуют также и в процессе переноса тепла. Если считать, что теплопроводность металлической фазы больше, чем теплопроводность полупроводниковой матрицы $\chi_2 > \chi_1$, то она должна вносить дополнительный вклад $\Delta\chi_2$ в обобщенную теплопроводность. Несмотря на это равенство $\chi_{\parallel} \approx \chi_1$ показывает, что ΔW_{\parallel} полностью компенсируется $\Delta\chi_2$ и $\Delta W_{\parallel} = 1/\Delta\chi_2$. Однако продольные размеры металлических фаз L намного больше, чем их поперечные размеры $L \gg d$ ($L/d = 50-\infty$), и при направленности теплового потока перпендикулярно к металлическим фазам ($\beta = 90^\circ$) фононы намного интенсивнее рассеиваются ими. По сравнению с $\beta = 0$ при $\beta = 90^\circ$ дополнительное тепловое сопротивление $\Delta W_{\perp} \gg \Delta W_{\parallel}$.

В случае параллельности теплового потока металлическим фазам термоэдс выражается следующей формулой [15]:

$$\alpha_{\parallel} = \alpha_1 + \frac{\rho_1(1+\psi)(\alpha_2 - \alpha_1)}{\rho_1(1+\psi) + \rho_2(1+\psi)/\psi}. \quad (12)$$

В случае перпендикулярности теплового потока металлическим фазам [11]

$$\alpha_{\perp} = \alpha_1 + \frac{\rho_1 \left\{ \alpha_1 \left[1 - \left(\frac{\psi}{1+\psi} \right)^{\frac{1}{2}} + \alpha_2 \left(\frac{\psi}{1+\psi} \right)^{\frac{1}{2}} \right] - \alpha_1 \right\}}{1 - \left(\frac{\psi}{1+\psi} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\rho_1 \left[1 - \left(\frac{\psi}{1+\psi} \right)^{\frac{1}{2}} \right]^{-1} + 1 - \left(\frac{\psi}{1+\psi} \right)^{\frac{1}{2}} \right) + \rho_2}, \quad (13)$$

где α_1 и α_2 — термоэлектродвижущие силы, ρ_1 и ρ_2 — удельные сопротивления полупроводниковых матриц и металлических фаз, соответственно.

Подставляя значение $\psi = 0.04$ в формулы (12) и (13) и пренебрегая малыми членами, получаем: $\alpha_{\parallel} \approx \alpha_2$ и $\alpha_{\perp} \approx \alpha_1$. Из этих равенств видно, что в эвтектических композициях полупроводник–металл с малым объемным содержанием металлических фаз при $\beta = 0$ значение термоэдс в эвтектике близко к значению термоэдс металлов; при $\beta = 90^\circ$ значение α_{\perp} близко к термоэдс полупроводниковой матрицы, что и подтверждается экспериментально (рис. 1, кривые 1 и 5, соответственно). Исходя из вышеизложенного, при произвольном β формулу управления для термоэдс и для теплопроводности эвтектических композиций можно выразить в следующем виде:

$$\alpha_{\beta} = \alpha_{\perp} \sin^2 \beta + \alpha_{\parallel} \cos^2 \beta, \quad (14)$$

$$\chi_{\beta} = \chi_{\parallel} \sin^2 \beta + \chi_{\perp} \cos^2 \beta. \quad (15)$$

Таким образом, в работе установлена возможность управления термоэдс и теплопроводностью эвтектической композиции полупроводник–металл путем изменения угла β между тепловым потоком Q и металлическими нитевидными кристаллами. Показано, что

управление теплопроводностью и ослабление эффекта увлечения носителей заряда фононами в эвтектических композициях полупроводник–металл обусловлено единым механизмом рассеяния длинноволновых фононов на нитевидных кристаллах. Управление термоэдс обусловлено шунтированием эдс V_{α} металлическими нитевидными кристаллами.

Автор выражает благодарность академику НАН Азербайджана Ф.М. Гашимзаде за полезные советы при обсуждении работы.

Список литературы

- [1] В. Paul, H. Weiss. Sol. St. Electron., **7** (8), 835 (1964).
- [2] Г.Н. Евстафьева. Электрон. техн. сер. 6, Материалы, **3** (118), 85 (1978).
- [3] О. Мосанов, Е. Егенназаров, О. Исмаилов. Изв. АН ТССР. Сер. физ.-техн., хим. и геол. наук, **3**, 115 (1976).
- [4] М.И. Алиев, З.А. Джафаров, А.Э. Агасиев. Приборы и системы упр., № 2, 27 (1977).
- [5] Г.И. Исаков. Письма ЖТФ, **22**, 71 (1996).
- [6] Г.И. Исаков. Письма ЖТФ, **29**, 40 (2003).
- [7] Г.И. Исаков. Прикл. физика, **6**, 45 (2003).
- [8] М.И. Алиев, Г.И. Исаков, Э.А. Исаева, И.М. Алиев. ФТП, **30**, 1871 (1996).
- [9] М.И. Алиев, С.Г. Абдинова, С.А. Алиев. Изв. АН СССР. Неорг. матер., **10**, 823 (1974).
- [10] М.И. Алиев, Г.И. Исаков. Изв. АН СССР. Неорг. матер., **16**, 782 (1980).
- [11] М.И. Алиев, Г.И. Исаков, Р.М. Джаббаров. Сб. ст.: *Физические свойства сложных полупроводников* (Баку, Элм, 1982) с. 15.
- [12] А.И. Ансельм. *Введение в теорию полупроводников* (М., Наука, 1978).
- [13] Б.М. Аскеров. *Электронные явления переноса в полупроводниках* (М., Наука, 1985).
- [14] Б.И. Оделевский. ЖТФ, **21**, 667 (1951).
- [15] W.K. Liebman, W.K. Miller. J. Appl. Phys., **34**, 2653 (1963).

Редактор Л.В. Беляков

The phonon scattering and a control over the thermoelectric power and thermal conductivity in a semiconductor–metal eutectic composition

G.I. Isakov

Institute of Physics,
National Academy of Sciences of Azerbaijan,
Az-1143 Baku, Azerbaijan