

УДК 536.21

О ТЕПЛОВЫХ СВОЙСТВАХ ЭВТЕКТИЧЕСКОГО КОМПОЗИТА InSb+MnSb

© 2019 г. И. Х. Мамедов¹, Д. Г. Араслы², А. А. Халилова², Р. Н. Рагимов², *¹Национальная академия авиации Азербайджана, Азербайджан, Аз 1045 Баку, Бина, 25²Институт физики Национальной академии наук Азербайджана, Азербайджан, AZ 1143 Баку, пр. Г. Джавида, 131

*e-mail: rashad@physics.science.az

Поступила в редакцию 01.05.2018 г.

После доработки 12.10.2018 г.

Принята к публикации 17.10.2018 г.

Исследованы теплопроводность $\kappa(T)$ и температуропроводность $a(T)$ эвтектического композита InSb+MnSb в интервале 80–700 К в направлении теплового потока параллельно и перпендикулярно включениям. Анализ фоновой теплопроводности проведен в рамках модели Холланда. Ослабление температурной зависимости теплопроводности в области 250–450 К связано с резонансной передачей энергии ионизованных примесных состояний, наблюдаемая анизотропия в $\kappa(T)$ в области 80–250 К – с рассеянием длинноволновых акустических фононов на межфазных границах. Наблюдаемые аномалии на зависимостях $\kappa(T)$ и $a(T)$ в области фазового перехода обусловлены рассеянием фононов на флуктуациях магнитного параметра порядка.

Ключевые слова: эвтектический композит, теплопроводность, резонансная передача энергии ионизации**DOI:** 10.1134/S0002337X19040109

ВВЕДЕНИЕ

Эвтектический композит InSb+MnSb является магнитным полупроводником, состоящим из полупроводниковой матрицы InSb и параллельно ориентированных в матрице магнитных включений MnSb в виде игл. В литературе широко изучены электрические и магнитные свойства эвтектического композита InSb+MnSb, показана его перспективность для микроэлектроники [1–6]. Применение эвтектического композита в качестве активного элемента в микроэлектронике требует изучения и тепловых свойств, что кроме практического значения дает возможность выяснить роль включений и участие спинов в переносе тепла.

Теплопроводность в гетерогенных системах с периодически расположенными включениями определенной формы рассмотрена в [7, 8]. В эвтектике возникновение структурных реконструкций в контактной поверхности фаз и перераспределение электронных плотностей на границе полупроводник–металл приводят к сильной неупорядоченности и изменению периода потенциала решетки, что обуславливает особенности электронных и фоновых процессов.

С другой стороны, в магнитных эвтектиках, к которым относится и InSb+MnSb, имеет место взаимодействие спиновой, электронной и фоновой подсистем, приводящее к перенормировке их спектров. Из-за взаимодействия магнитной и упругой систем изменяется закон дисперсии фононов, что в свою очередь приводит к особен-

ностям динамических, термодинамических и других физических свойств материала. В зависимости от концентрации дефектов и температуры это может привести как к рассеянию фононов на неоднородностях магнитного порядка, при этом теплопроводность уменьшается, так и к переносу тепла спиновыми волнами, что приводит к увеличению теплопроводности [9–11]. В основном существенные особенности при исследовании транспортных свойств проявляются в области фазового перехода (ФП). Насколько нам известно, исследования теплопроводности эвтектики InSb+MnSb в литературе отсутствуют, за исключением работы [12].

В данной статье приведены результаты исследования теплопроводности эвтектики InSb+MnSb в интервале температур 80–700 К, включающем и область ФП, которые интерпретированы на основе существующих моделей.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Эвтектический композит InSb+MnSb с соотношением 93.5 мол. % InSb и 6.5 мол. % MnSb получен вертикальным методом Бриджмена со скоростью передвижения фронта кристаллизации 1 мм/мин. Исходные компоненты MnSb и InSb получали сплавлением элементов в стехиометрических количествах и подвергали горизонтальной зонной очистке. При синтезе происходит легирование матрицы InSb примесью марганца. Полученная эвтектика имела дырочный тип проводимости с концентрацией $p = 2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$. В работе

[2] представлены результаты рентгенофазового анализа, ДТА и исследования микроструктуры эвтектики. Исследуемая эвтектика представляет собой монокристаллическую матрицу InSb(110), в которой равномерно распределены иглообразные включения MnSb(100).

Температуропроводность и теплоемкость в относительных единицах измерены методом светового импульсного нагрева [13]. Этот метод позволяет проводить измерения с малым перепадом температур на образце, что особенно важно при высоких температурах и в окрестностях ФП. Теплопроводность измеряли методом стационарного теплового потока, а также определяли из температуропроводности по формуле $\kappa = \rho C_p$, где ρ — плотность, C_p — удельная теплоемкость. Однако применение этого соотношения к гетерогенным материалам, к которым относятся и эвтектические композиты, возможно лишь в случае, когда исследуемый образец можно рассматривать как гомогенный. Критерии гомогенности образца, предложенные в [13], требуют, чтобы размеры теплового нарушения были намного больше расстояния между частицами второй фазы, равномерно распределенными в первой. В эвтектике это условие выполняется, когда размеры теплового нарушения больше расстояния между включениями в матрице. Была вычислена минимальная толщина образца $d_{\min}$, которая удовлетворяла этому условию, температуропроводность измеряли на образцах, толщина которых превышала $d_{\min}$.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 представлена температурная зависимость теплопроводности InSb+MnSb в двух направлениях теплового потока: параллельно $\kappa_{\parallel}$ и перпендикулярно $\kappa_{\perp}$ включениям. Видно, что в области 80–200 К наблюдается анизотропия теплопроводности $\kappa_{\parallel}/\kappa_{\perp} = 1.2$, при 570 К — глубокий минимум для $\kappa_{\parallel}$ и очень слабый сдвинутый минимум для $\kappa_{\perp}$, который более четко виден на рис. 2.

Из-за малой доли MnSb и близости величин теплопроводностей InSb и MnSb [14] влияние включений на общую теплопроводность незначительно. Поэтому расчет электронной компоненты теплопроводности κ_{el} проведен с учетом особенностей валентной зоны InSb. При оценке κ_{el} учтены электронная теплопроводность тяжелых и легких дырок, рассчитанная по формуле Видемана—Франца, а также теплопроводность, обусловленная межзонным переходом тяжелых и легких дырок. Оценка выполнена с использованием концентраций легких и тяжелых дырок, а также значений парциальных термо-ЭДС и электропроводности [15, 16]. Показано, что κ_{el} мала и в рассматриваемом интервале температур в исследованном композите тепло переносится фононами.

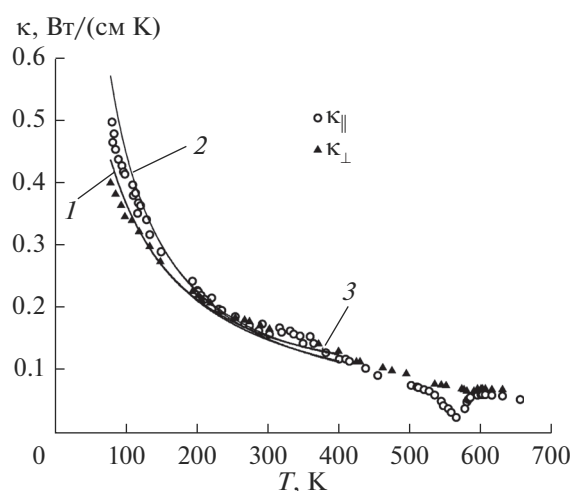


Рис. 1. Температурные зависимости фонной теплопроводности эвтектики InSb+MnSb в направлении, перпендикулярном $\kappa_{\perp}$ и параллельном $\kappa_{\parallel}$ включениям; 1 и 2 — расчетные по формуле (3), 3 — общая теплопроводность $\kappa(T) = \kappa_{ph}(T) + \kappa_r(T)$.

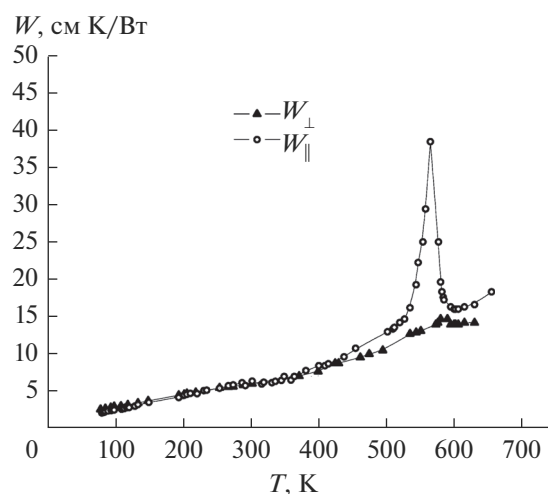


Рис. 2. Температурные зависимости теплового сопротивления эвтектики InSb+MnSb.

Как отмечено выше, при синтезе эвтектики InSb+MnSb наряду с образованием ориентированных включений происходит легирование матрицы InSb примесью марганца. Марганец в InSb занимает позиции индия, и возможно образование примесно-вакансионных комплексов [17]. Тепловое сопротивление W_i , связанное с рассеянием фононов на примесях, рассчитано по формуле Клеменса [18] с учетом изменения плотности при замещении индия марганцем. При 80 К $W_i = 0.6$ см К/Вт больше половины $W_{exp} = 1.1$ см К/Вт, наблюдаемого в эксперименте, что обусловлено сильным рассеянием коротковолновых фононов на точечных дефектах, при этом тепло переносится, в основном, длинноволновыми фононами. Оценка пока-

зала, что усредненная длина свободного пробега длинноволновых фононов l_{ph} при 80 К составляет $l_{ph} \sim 2$ мкм, с повышением температуры ее значение уменьшается; при низких температурах длина свободного пробега фононов сравнима с расстоянием между включениями ~ 3 мкм, а также с диаметром включения 0.5–1 мкм. Следовательно, можно утверждать, что при низких температурах анизотропия теплопроводности в InSb+MnSb связана с интенсивным рассеянием длинноволновых фононов на межфазных границах, а уменьшение анизотропии с повышением T – с уменьшением l_{ph} с температурой.

Расчет фоновой теплопроводности в области 80–500 К проведен в трехмодовой модели в рамках релаксационного метода с использованием времени релаксации рассеяния фононов на границах включений, на точечных дефектах, а также ангармонического рассеяния процессов переброса и нормальных процессов [19]. При этом теплопроводность

$$\kappa_{ph} = \frac{1}{3} \kappa_l + \frac{2}{3} (\kappa_{t1} + \kappa_{t2}), \quad (1)$$

где κ_l – вклад продольных фононов, κ_{t1} и κ_{t2} – вклады низкочастотных и высокочастотных поперечных фононов соответственно. Эти вклады выражаются в виде

$$\kappa_i = \frac{k_B}{2\pi^2} \left(\frac{k}{\hbar} \right)^3 \frac{T^3}{v_i} \int_0^{\Theta_i} \tau_i \frac{z^4 e^z}{(e^z - 1)^2} dz, \quad (2)$$

где $\Theta_i = \frac{\hbar \omega_i}{k_B}$, $z = \frac{\hbar \omega_i}{k_B T}$, Θ – температура Дебая, i – колебательные ветви (l, t_1, t_2), v_i – скорость фононов, τ_i – общее время релаксации.

Проведенный количественный расчет фоновой теплопроводности InSb+MnSb с использованием различных релаксационных соотношений продольных и поперечных ветвей трехфононных процессов показал, что выше температуры Дебая ($\Theta = 202$ К) вклады продольных и низкочастотных поперечных фононов малы; вклад вносят, в основном, высокочастотные поперечные фононы.

Поперечная теплопроводность, обусловленная высокочастотными фононами, вычислена по формуле

$$\kappa_{t2} = \frac{k_B}{3\pi^2 v} \int_{\omega_l}^{\omega_2} \left[C_k + A\omega^4 + B_m \omega T + B_{tu} \frac{\omega^2}{\text{sh} \left(\frac{\hbar \omega}{k_B T} \right)} \right]^{-1} \times \\ \times \frac{\left(\frac{\hbar \omega}{k_B T} \right)^2 e^{\left(\frac{\hbar \omega}{k_B T} \right)} \omega^2}{\left(e^{\left(\frac{\hbar \omega}{k_B T} \right)} - 1 \right)^2} d\omega, \quad (3)$$

где ω_1 и ω_2 – частоты низких и высокочастотных поперечных акустических фононов на границе Бриллюэна, v – групповая скорость. При учете рассеяния фононов на межфазных границах, на точечных дефектах, а также трехфононных нормальных процессов и процессов переброса общее время релаксации рассеяния фононов удовлетворяет соотношению

$$\tau_c^{-1} = C_k + A\omega^4 + B_m \omega T + B_{tu} \frac{\omega^2}{\text{sh} \left(\frac{\hbar \omega}{k_B T} \right)}. \quad (4)$$

При расчете использованы численные значения параметров B_{tu} , B_m , B_l , ω_1 и ω_2 InSb [20], а также $A = 2 \times 10^{-44} \text{ с}^{-3}$, $C_{||} = 1.5 \times 10^6 \text{ с}^{-1}$ и $C_{\perp} = 5 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$.

Видно, что расчетные кривые $\kappa_{||}(T)$ и $\kappa_{\perp}(T)$ совпадают с экспериментом (рис. 1), т.е. модель Холланда хорошо описывает эксперимент при низких температурах (до 250 К), при $T > 250$ К анизотропия исчезает и начиная с 250 К экспериментальные точки ложатся выше расчетных. Ослабление температурной зависимости указывает на появление добавочной теплопроводности. Одной из возможных причин ее появления может быть резонансная передача энергии ионизованных примесных состояний (κ_r). Появление добавочной теплопроводности в этом диапазоне температур наблюдалось в InSb, легированном марганцем, ранее [21]. Теплопроводность, обусловленная резонансной передачей энергии ионизации, теоретически предсказана Кошино и Андо [22]. Показано, что из-за электрон-фононного взаимодействия электрон с донорного уровня возбуждается в зону проводимости и одновременно другой электрон из зоны проводимости захватывается свободным донором. Вследствие этого происходит передача энергии ионизации от одного донорного состояния к другому и при градиенте температуры возникает перенос излишка энергии в направлении понижения температуры. Формулы для коэффициента теплопроводности для разных областей проводимости в предельных случаях $a > \beta$ и $a \ll \beta$ даны в [22], где a – боровский радиус, β – параметр экранирования. Следует отметить, что этот механизм чувствителен к концентрации примесей: не осуществляется как при малых, так и при больших концентрациях с образованием примесной зоны. Согласно [22], в Ge и InSb возможна резонансная передача энергии ионизации примесных состояний в примесной области проводимости. На возможность такого механизма в соединениях на основе редкоземельных элементов, в которых роль примесных центров играют сильно локализованные f -уровни, указано и в работе [23]. Действительно, экспериментально установлено, что в InSb при легировании марганцем образуются мелкие и глубокие акцепторные уровни. Следует подчеркнуть, что нет единого мнения относительно положения примесного уровня $3d$ -металлов

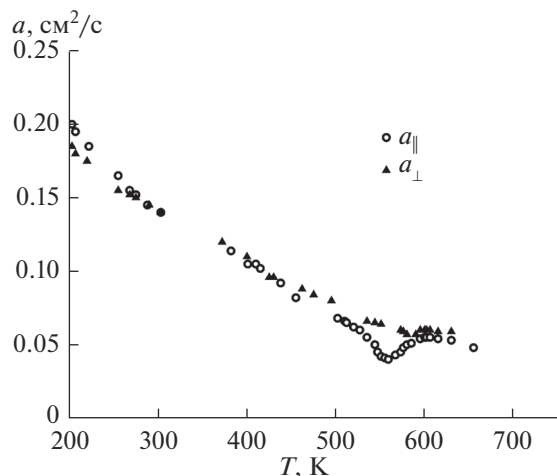


Рис. 3. Температурные зависимости теплопроводности эвтектики InSb+MnSb.

в соединениях элементов III–V групп. Большой коэффициент диффузии примеси марганца приводит к расхождению данных, полученных при различных условиях эксперимента. В частности, в [24] отмечено, что примесный уровень находится между валентной зоной и зоной проводимости исходного полупроводника. Интервал температур, при котором увеличивается теплопроводность InSb+MnSb, соответствует примесной области проводимости [2]. Поэтому оценка $\kappa_r(T)$ проведена согласно [22]:

$$\kappa_r(T) = 9.5 \times 10^{-2} \left(\frac{m_0}{m^*} \right)^{33/8} \varepsilon_\infty^{11/2} n_d^{5/4} T^{3/8} \times \left(E_d^2 + 4E_d k_B T + 6k_B^2 T^2 \right) e^{-E_d/k_B T}, \quad (5)$$

где m_0 – масса электрона, m^* – эффективная масса, n_d – концентрация носителей заряда, E_d – энергия локального уровня, k_B – коэффициент Больцмана, ε_∞ – диэлектрическая проницаемость. При расчетах E_d и ε_∞ соответственно равны 0.02 эВ и 17.5.

На рис. 1 также приведена температурная зависимость $\kappa(T) = \kappa_{ph}(T) + \kappa_r(T)$ в сопоставлении с экспериментом. Как видно, учет механизма теплопроводности резонансной передачи энергии ионизованных примесных состояний приводит к приближению расчетных данных к экспериментальным. Наблюдаемое различие, по-видимому, связано с неточным учетом эффекта Пельтье и влиянием циркулярных токов.

Итак, полученные результаты свидетельствуют о том, что при расчете теплопроводности эвтектики InSb+MnSb механизм резонансной передачи энергии ионизации, как и в InSb, легированном 3d-металлами [21], дает заметный вклад в теплопроводность и этот вклад должен учитываться.

Обращает на себя внимание наблюдаемая аномалия в $\kappa(T)$ при $\sim 570 \pm 5$ К (рис. 1). Это проявля-

ется и в температурной зависимости теплового сопротивления $W = 1/\kappa$ (рис. 2), где W до 200 К изменяется как $T^{0.8}$, при $T > 200$ К $W(T)$ ослабевает, а при ~ 570 К проходит через максимум, после чего наклон зависимости изменяется. Отметим, что при температуре ~ 570 К наблюдается глубокий минимум также и на температурной зависимости температуропроводности (рис. 3). Температура аномалии близка к температуре Кюри в MnSb [24, 25] и InSb+MnSb [5], определенной при исследовании магнитных свойств. Наблюдаемые аномалии в этих тепловых параметрах вблизи ФП могут быть обусловлены многими причинами, в основном, с возрастанием рассеяния фононов на флуктуациях магнитного порядка, изменением упругих свойств, скорости звука, влиянием изменения обменного взаимодействия на ангармонизм колебаний кристаллической решетки и др. [10, 11]. В настоящее время нет четкого мнения о характере теплопроводности вблизи ФП. В общем случае теплопроводность и температуропроводность выражаются как

$$\kappa_{ph} = \frac{1}{3} C_p v l, \quad a = \frac{1}{3} v l, \quad (6)$$

где C_p – удельная теплоемкость образца, v и l – скорость и длина свободного пробега фононов.

При справедливости этих соотношений для области ФП наблюдаемая аномалия зависит от количественных соотношений изменения теплоемкости, скорости и длины свободного пробега фононов. Отсутствие этих экспериментальных данных для InSb+MnSb затрудняет возможность количественного объяснения причины аномалии. Однако теоретически в [9] показано, что увеличение теплопроводности с приближением к ФП указывает на преобладание в теплопроводности процесса переброса (при этом $\tau_d \gg \tau_u$), а уменьшение – на рассеяние фононов на дефектах ($\tau_d \ll \tau_u$). Поэтому наблюдаемое в эксперименте уменьшение теплопроводности при приближении к точке ФП свидетельствует о том, что теплопроводность в композите InSb+MnSb в области ФП, в основном, определяется рассеянием фононов на дефектах, т.е. $\tau_d \ll \tau_u$. Качественно аномалию теплового сопротивления в InSb+MnSb можно объяснить следующим образом: с приближением к точке ФП возрастает рассеяние фононов на флуктуациях параметра магнитного порядка, при этом длина свободного пробега фононов резко уменьшается, что приводит к уменьшению теплопроводности при $T \leq T_C$. При дальнейшем повышении температуры превалирует скачок теплоемкости и изменение скорости фононов. Следует отметить еще одну особенность, наблюдаемую в эксперименте в области магнитного ФП. Как видно из рис. 1–3, изменение исследуемых параметров κ , a , и W с температурой вдоль направления включений MnSb сильнее, чем в поперечном, и максимум W сдвинут в область высоких темпе-

ратур. Возможно, это связано с направлением оси легкой намагниченности. Отметим, что объяснение температурной зависимости теплопроводности в области ФП является крайне упрощенным и требует дополнительных исследований.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наблюдаемая в области температур 80–250 К анизотропия теплопроводности эвтектики InSb+MnSb обусловлена рассеянием длинноволновых фононов на межфазных границах, а уменьшение анизотропии с повышением температуры – с уменьшением средней длины свободного пробега длинноволновых акустических фононов. Ослабление температурной зависимости теплопроводности в области 250–450 К указывает на появление добавочной теплопроводности, связанной с механизмом резонансной передачи энергии ионизованных примесных состояний. Наблюдаемые в $\kappa(T)$ и $\alpha(T)$ минимумы при температуре ~570 К, близкой к температуре Кюри, связаны с возрастанием рассеяния фононов на флуктуациях магнитного параметра порядка.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Маренкин С.Ф., Кочура А.В., Федорченко И.В., Изотов А.Д., Васильев М.Г., Трухан В.М., Шелковая Е.В., Новодворский О.А., Желудкевич А.Л. Выращивание эвтектических композиций в системе InSb–MnSb // Неорган. материалы. 2016. Т. 52. № 3. С. 309–314.
2. Мамедов И.Х., Араслы Д.Г., Халилова А.А., Рагимов Р.Н. Анизотропия электрических свойств эвтектического композита InSb+MnSb // Неорган. материалы. 2016. Т. 52. № 4. С. 468–472. doi 10.7868/S0002337X16040102
3. Ivanov V.A., Pashkova O.N., Sanygin V.P. Magnetic Semiconductor (In,Mn)Sb: Transport and Magnetic Properties // JMMM. 2007. V. 310. № 2. P. 2132–2134. doi 10.1016/j.jmmm.2006.10.936
4. Magerusan L., Deac I.G., Dorolti E., Coldea M., Rednic V., Neumann M. Magnetic Cluster Development in $\text{In}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Sb}$ Semiconductor Alloys // Cent. Eur. J. Phys. 2010. V. 8(4). P. 620–627. doi 10.2478/s11534-009-0140-7
5. Новоторцев В.М., Кочура А.В., Маренкин С.Ф., Федорченко И.В., Дорогунов С.В., Lashkul A., Lahderanta E.I. Синтез и магнитные свойства эвтектики системы InSb–MnSb // Журн. неорган. химии. 2011. Т. 56. № 12. С. 2038–2044.
6. Aliyev M.I., Khalilova A.A., Arasly D.H., Rahimov R.N., Tanoglu M., Ozyuzer L. Features of Electron and Phonon Processes in GaSb–FeSb_{1/3} // J. Phys. D: Appl. Phys. 2003. V. 36. P. 2627–2633. doi 10.10880022-37273621005
7. Balagurov B.Ya., Vinogradov G.A. Thermal Conductivity of Composites with Needle-Shaped Inclusions // Composites. Part A: Appl. Sci. Manufacturing. 2006. V. 37. P. 1805–1814. doi 10.1016/j.compositesa.2005.08.019
8. Крюк В.В., Молодцев Д.А., Пилюгин А.В., Повзнер А.А. Влияние циркуляционных токов на теплопроводность гетерогенных систем // ЖТФ. 2003. Т. 73. № 8. С. 78–81.
9. Бурельников В.Д., Кузавко Ю.А., Шавров В.Г. Теплопроводность магнетиков в окрестностях фазовых переходов // Физика низких температур. 1987. Т. 13. № 10. С. 1075–1077.
10. Девятков Е.Д., Тихонов В.В. Теплопроводность и теплоемкость итрий-кальциевых гранатов // ФТТ. 1967. Т. 9. № 3. С. 772–777.
11. Батдалов А.Б., Гамзатов А.Г., Алиев А.М., Ханов Л.Н., Мухучев А.А., Камалуддинова Х.Э. Теплофизические свойства монокристалла $\text{La}_{0.825}\text{Sr}_{0.175}\text{Mn}$ // ФТТ. 2017. Т. 59. № 9. С. 1855–1858. doi 10.21883/FTT.2017.09.44861.029
12. Алиев М.И., Араслы Д.Г., Гусейнов Р.Э., Джаббаров Р.М. Теплопроводность и температуропроводность эвтектики на основе InSb–MnSb // Изв. АН СССР. Неорган. материалы. 1979. Т. 15. № 8. С. 1320–1323.
13. Алиев М.И., Гусейнов Р.Э., Араслы Д.Г. Измерение температуропроводности полупроводников методом светового импульса // ИФЖ. 1972. Т. 22. № 6. С. 1055–1059.
14. Алиев М.И., Джаббаров Р.М., Араслы Д.Г., Сулейманов З.И. Тепловые и электрические свойства MnSb // Изв. АН СССР. Неорган. материалы. 1981. Т. 17. № 9. С. 1623–1625.
15. Алиев М.И., Гашимзаде Ф.М., Джаббаров Р.М. Влияние анизотропии изоэнергетических поверхностей тяжелых дырок на коэффициент Холла в p-InSb // Докл. АН Азербайджана. 1977. Т. 33. № 9. С. 15–18.
16. Алиев М.И., Алиев С.А., Абдинова С.Г., Гашимзаде Ф.М. Кинетические явления в сильнолегированном p-InSb // ФТП. 1974. Т. 8. № 11. С. 1544–1548.
17. Лобанов Н.Н., Изотов А.Д., Пашкова О.Н., Саныгин В.П. Вхождение Mn, Zn и Cd в кристаллическую решетку антимонида индия // Неорган. материалы. 2014. Т. 50. № 6. С. 585–590.
18. Klemens P.G. Thermal Resistance due to Point Defects at High Temperatures // Phys. Rev. 1960. V. 119. № 9. P. 507–509. doi 10.1103/PhysRev.119.507
19. Holland M.G. Analysis of Thermal Conductivity // Phys. Rev. B. 1971. V. 3. P. 3575–3576. doi 10.1103/PhysRevB.3.3575
20. Gullou G.Le., Albany H.I. Phonon Conductivity of InAs // Phys. Rev. B. 1972. V. 5. P. 2301–2308. doi 10.1103/PhysRevB.5.2301
21. Мамедов И.Х., Рагимов Р.Н., Халилова А.А., Араслы Д.Г. Особенности тепловых свойств InSb, легированного марганцем // Trans. Nat. Academy Sci. Phys. Astronomy. 2017. Т. 37. № 2. P. 36–42.
22. Koshino S., Ando T. Resonance Transfer of Ionization in Semiconductors // J. Phys. Soc. Jpn. 1961. V. 16. P. 1151–1157. doi 10.1143/JPSJ.16.1151
23. Смирнов И.А., Тамарченко В.И. Электронная теплопроводность в металлах и полупроводниках. Л.: Наука, 1972. 292 с.
24. Dobrovolska M., Tivakornasithorn K., Liu X., Furdyna I.K., Berciu M., Yu K.M., Walukiewicz W. Controlling the Curie Temperature in (Ga,Mn)As through Location of Fermi Level within the Impurity Band // Nature Mater. 2012. V. 11. № 5. P. 444–449. doi 10.1038/NMAT3250
25. Taylor A.E., Berlijn T., Hahn S.E., May A.F., Williams T.J., Poudel L., Calder S., Fishman R.S., Stone M.B., Aczel A.A., Cao H.B., Lumsden M.D., Christianson A.D. Influence of Interstitial Mn on Magnetism in the Room Temperature Ferromagnet $\text{Mn}_{1+\delta}\text{Sb}$ // Phys. Rev. B. 2015. V. 91. P. 224418–11. doi 10.1103/PhysRevB.91.224418