08

Термоэлектрические свойства квантовых точек InGaAs/GaAs

© Ю.М. Кузнецов,[1,2] М.В. Дорохин,[1] П.Б. Демина,[1] Н.В. Байдусь,[1] А.В. Здоровейщев[1]

[1]Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского,
603022 Нижний Новгород, Россия
[2]Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603022 Нижний Новгород, Россия
e-mail: y.m.kuznetsov@unn.ru

Поступило в Редакцию 1 апреля 2025 г.
В окончательной редакции 16 июня 2025 г.
Принято к публикации 3 июля 2025 г.

Приведены исследования термоэлектрических характеристик структур, представляющих собой массив квантовых точек InAs, сформированных на полуизолирующей подложке GaAs методом МОС-гидридной эпитаксии. Описаны теоретические основы возрастания термоэлектрической эффективности в системах пониженной размерности по отношению к объемным аналогам. Путем сопоставления результатов измерения температурных зависимостей термоэлектрических характеристик и фотолюминесценции (для оценки термического выброса носителей заряда) продемонстрировано влияние массива квантовых точек на величину коэффициента Зеебека и удельного сопротивления. Показано, что введение в структуру массива квантовых точек с достаточно большим размером нанокластеров обеспечивает усиление термоэлектрического эффекта и соответственно повышение фактора мощности.

Ключевые слова: термоэлектрики, термоэлектрическая эффективность, квантовые точки, тонкие пленки, наноразмерные структуры.

DOI: 10.61011/JTF.2026.01.62045.59-25

Введение

Термоэлектрики — материалы, преобразующие тепловую энергию в электрическую. Эффективность преобразования энергии описывается термоэлектрической добротностью ZT [1,2]:

$$ZT = \frac{\alpha^2 T}{\rho\lambda} = \frac{PF \cdot T}{\lambda}, \qquad (1)$$

где α — коэффициент Зеебека, T — средняя температура горячей и холодной граней, $\rho = 1/\sigma$ — удельное сопротивление, σ — удельная проводимость, $\lambda = \lambda_e + \lambda_{ph}$ — коэффициент теплопроводности, λ_e и λ_{ph} — электронная и фононная составляющие коэффициента теплопроводности соответственно, $PF = \alpha^2/\rho$ — фактор мощности.

Согласно формуле (1), для достижения высокой термоэлектрической эффективности (высокими считаются значения $ZT \geq 1.0$) необходимо одновременно высокое значение α и низкие значения ρ и λ. Основная трудность заключается в невозможности независимого управления коэффициентами α, ρ и λ в объемных твердых телах — увеличение коэффициента Зеебека приводит к росту удельного сопротивления. В свою очередь, снижение ρ, согласно закону Видельмана-Франца, приводит к сопоставимому росту вклада электронной составляющей теплопроводности λ_e, и, как следствие, к росту λ [1–3].

На сегодняшний день в существующих низкотемпературных термоэлектрических генераторах рекордными значениями ZT обладают полупроводниковые соединения на основе Bi_2Te_3, что было отмечено еще в работах начала 90-х гг. [1–6]. И, несмотря на то, что публикации, в которых сообщается о достижении новых рекордных значений ZT в этих материалах, появляются по сей день, например, [7–10], существенного прогресса в увеличении ZT за последние 20 лет не наблюдается, по крайней мере, в материалах, использующихся в реальных термоэлектрических генераторах. В первую очередь это происходит по причине слабой корреляции между демонстрацией высокой эффективности материала в лабораторных условиях и на практике в реальном устройстве.

Ввиду вышесказанного, появился большой практический и фундаментальный интерес к исследованию термоэлектрического эффекта тонких пленок. Фундаментальный интерес вызван изучением особенностей термоэлектрических явлений в системах пониженной размерности — квантовых ямах, квантовых нитях и квантовых точках (КТ). Практический интерес заключается в решении широкого спектра задач питания маломощных устройств, для чего достаточно малой мощности наноструктурных генераторов. Преимуществом данного вида генераторов по сравнению с объемными аналогами является более высокий КПД [1–3]. Последние годы появляется все больше работ, в которых демонстрируется возможность применения тонких термоэлектрических пленок для интеграции в одежду [11–14], фитнес-браслеты [15], нанесения пленок на различные

функциональные поверхности [16] и т. д. Активное исследование тонкопленочных термоэлектриков обусловлено появлением в них дополнительной степени свободы для управления величиной ZT (за счет варьирования толщин наноразмерных слоев). Согласно пионерской работе [3], подбор толщин в многослойной структуре позволяет за счет независимого изменения величин ρ и α до 10 раз повысить значение ZT (что могло бы повысить КПД преобразования до уровня 60 %).

Важно отметить, что, поскольку для тонкопленочных образцов в процессы теплопереноса определяющий вклад вносит подложка из-за своей большей по отношению к пленочным материалам толщине, для количественной сравнительной оценки термоэлектрических тонких пленок корректнее использовать фактор мощности PF вместо ZT. Это позволяет оценить эффективную термоэлектрическую мощность тонкопленочного элемента, в то время как характеристики теплопроводности имеют второстепенное значение, поскольку определяются материалом подложки. Отметим, что в литературе рассматривается возможность использования пленки в отрыве от подложки, что обеспечит крайне низкий тепловой поток даже в том случае, если удельное значение λ будет высоким.

1. Теоретическое описание термоэлектрических явлений в системах пониженной размерности $3D$-, $2D$-, $1D$- и $0D$-структурах

Существует большое количество научных работ, например [1–6,17–20], в которых сообщается о наблюдении повышенного термоэлектрического эффекта в системах пониженной размерности. Причины повышения термоэлектрического эффекта кроются в особенностях описания кинетики свободных носителей заряда. Согласно [21], коэффициент Зеебека определяется выражением Мотта:

$$\alpha = \frac{\pi^2 k_b^2 T}{3e} \left. \frac{dln[\sigma(E)]}{/dE} \right|_{E=E_F} = \frac{\pi^2 k_b^2 T}{3e} \left(\frac{1}{n} \frac{dn(E)}{dE} + \frac{1}{\mu} \frac{d\mu(E)}{dE} \right) \Bigg|_{E=E_F}, \quad (2)$$

где kb — постоянная Больцмана; e — элементарный заряд; $\sigma(E)$, $n(E)$, $\mu(E)$ — удельная электрическая проводимость, концентрация и подвижность свободных носителей заряда, обладающих энергией E, соответственно; EF — энергия (уровень) Ферми. В уравнении (2) использовалась связь между коэффициентами $\sigma(E)$, $n(E)$, $\mu(E)$, причем для упрощения рассмотрен случай униполярной проводимости n-типа.

$$\sigma(E) = e \cdot n(E) \cdot \mu(E). \quad (3)$$

Из уравнения (2) следует, что существует два механизма увеличения α: первый — повышенная энергетическая зависимость $\mu(E)$, например, за счет механизма рассеяния, который сильно зависит от энергии свободных носителей заряда, второй — повышенная энергетическая зависимость $n(E)$, например, за счет локального увеличения функции плотности состояния $g(E)$, поскольку выражение для концентрации имеет вид:

$$n = 2\int_{E_c}^{\infty} n(E)dE = 2\int_{E_c}^{\infty} f(E,T) \cdot g(E)dE, \quad (4)$$

где $f(E,T) = 1/\Big(1 + \exp((E - E_c)/(k_b \cdot T))\Big)$ — функция распределения Ферми-Дирака, E_c — дно зоны проводимости. В случае слабой энергетической зависимости подвижности свободных носителей заряда $d\mu(E)/dE \sim 0$, а также с учетом (4), уравнение (2) примет вид

$$\alpha = \frac{\pi^2 k_b^2 T}{3en} \left(\frac{1}{g(E)} \frac{dg(E)}{dE} + \frac{1}{f(E,T)} \frac{df(E,T)}{dE} \right) \Bigg|_{E=E_F}. \quad (5)$$

Из выражения (5) следует, что коэффициент Зеебека определяется скоростью изменения плотности состояния $dg(E)/dE$ вблизи уровня Ферми. Изменение плотности состояния приводит к дисбалансу концентрации электронов выше и ниже уровня E_F. Например, в металлах функция плотности состояний зависит от энергии слабо, что приводит к малому дисбалансу концентраций свободных носителей заряда и, как следствие, низкому коэффициенту Зеебека. Отметим, что знак $d_g(E)/dE\Big|_{E=E_F}$ определяет знак коэффициента Зеебека. Именно по этой причине некоторые металлы обладают положительным коэффициентом α, как и полупроводник p-типа проводимости. Отметим, что формула (5) является в некотором смысле универсальной — отличием объемных структур от структур пониженной размерности является принципиально различный вид функции $g(E)$. Для дальнейшего рассмотрения необходимо конкретизировать вид функции плотности состояний.

Законы дисперсии для объемного полупроводника $(3D) - \varepsilon^{3D}(\mathbf{k})$, квантовой ямы $(2D) - \varepsilon^{2D}(\mathbf{k})$, квантовой нити $(1D) - \varepsilon^{1D}(\mathbf{k})$ и $KT(0D) - \varepsilon^{0D}(\mathbf{k})$ имеют вид:

$$\varepsilon^{3D}(k_x, k_y, k_z) = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_x} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_y} + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_z},$$

$$\varepsilon^{2D}(k_x, k_y) = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_x} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_y} + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_z L_z^2} i^2, \ i = 1, 2, \ldots \quad (6)$$

$$\varepsilon^{1D}(k_x) = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_x} + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_y L_y^2} j^2 + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_z L_z^2} i^2, \ i, j = 1, 2, \ldots$$

$$\varepsilon^{0D} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_x L_x^2} \gamma^2 + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_y L_y^2} j^2 + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_z L_z^2} i^2, \ i, j, \gamma = 1, 2, \ldots,$$

где k_x, k_y, k_z — компоненты волнового вектора; $\hbar$ — постоянная Дирака; m_x, m_y и m_z — компоненты тензора эффективной массы; L_x, L_y и L_z — характерные размеры квантового объекта. В случае понижения размерности происходит квантование энергии. Законы дисперсии (6) приводят к следующим выражениям функций плотности состояний [18]:

$$g^{3D}(E) = \frac{1}{2\pi^2\hbar^3}(2m_n^*)^{3/2}(E-E_c)^{1/2},$$

$$g^{2D}(E) = \frac{m_n^*}{\pi\hbar^2 L_z}\sum_i \theta(E-E_i), \tag{7}$$

$$g^{1D}(E) = \frac{\sqrt{2m_n^*}}{\pi\hbar L_y L_z}\sum_{i,j}\frac{\theta(E-E_{ij})}{\sqrt{E-E_{ij}}},$$

$$g^{0D}(E) = \frac{2}{L_x L_y L_z}\sum_{i,j,\gamma}\delta(E-E_{ij\gamma}),$$

где $m_n^* = \sqrt[3]{m_x m_y m_z}$ — эффективная масса плотности состояний (для электронов); E_i, E_{ij}, $E_{ij\gamma}$ — уровни квантования энергии в квантовой яме, квантовой нити и КТ соответственно; $\theta(x)$ — функция Хевисайда; $\delta(x)$ — дельта-функция Дирака.

Подстановка выражений (7) в формулу (4), затем в (3) позволяет получить аналитические выражения удельной проводимости полупроводников различной размерности:

$$\sigma^{3D} = \frac{e\nu}{2\pi^2}\left(\frac{2k_bT}{\hbar^2}\right)^{\frac{3}{2}}(m_x m_y m_z)^{1/2}F_{1/2}(\delta),$$

$$\sigma^{2D} = \frac{e\mu}{2\pi L_z}\left(\frac{2k_bT}{\hbar^2}\right)(m_x m_y)^{1/2}F_0(\xi), \tag{8}$$

$$\sigma^{1D} = \frac{e\mu}{\pi\sqrt{L_y^2+L_z^2}}\left(\frac{2k_bT}{\hbar^2}^2\right)m_x^{1/2}F_{-1/2}(\eta),$$

где $\delta = \frac{E_F-E_c}{k_bT}$, $\xi = \delta + \frac{\hbar^2\pi^2}{2m_z L_z^2 k_b T}$, $\eta = \delta + \frac{\hbar^2\pi^2}{2m_y L_y^2 k_b T} + \frac{\hbar^2\pi^2}{2m_z L_z^2 k_b T}$ — приведенный химический потенциал (относительно дна зоны проводимости) в $3D$-, $2D$- и $1D$-полупроводнике соответственно, $F_i(E)$ — интеграл Ферми, определяемый выражением:

$$F_i(E) = \int_0^\infty \frac{x^i dx}{e^{\left(x-\frac{E}{k_bT}\right)}+1}. \tag{9}$$

Подстановка выражений (7) в формулу (5) позволяет получить аналитические выражения коэффициентов Зеебека полупроводников различной размерности:

$$\alpha^{3D} = -\frac{k_b}{e}\left(\frac{5F_{3/2}(\delta)}{3F_{1/2}(\delta)}-\delta\right),$$

$$\alpha^{2D} = -\frac{k_b}{e}\left(\frac{2F_1(\xi)}{F_0(\xi)}-\xi\right), \tag{10}$$

$$\alpha^{1D} = -\frac{k_b}{e}\left(\frac{3F_{1/2}(\eta)}{F_{-1/2}(\eta)}-\eta\right).$$

Из формул (8) и (10) можно получить аналитические выражения факторов мощности PF^{3D}, PF^{2D} и PF^{1D}.

Из явного вида функций (10) не очевиден вывод о повышении коэффициента Зеебека в полупроводнике вследствие создания пониженной размерности (формировании квантовой ямы или квантовой нити). Для численной оценки и сравнения α^{3D}, α^{2D} и α^{1D} необходимо рассматривать конкретный полупроводник, что является предметом отдельного исследования и трудоемкого математического расчета. Например, в работах [3–6] приводится математический расчет на основе формул (10), демонстрирующий увеличение термоэлектрического эффекта в материалах на основе Bi_2Te_3 при понижении размерности. Здесь остановимся на общих качественных закономерностях, которые являются фундаментальной основой для демонстрации принципиальной возможности усиления термоэлектрического эффекта в структурах пониженной размерности по сравнению с объемными материалами. Это качественное рассмотрение базируется на общем виде энергетической зависимости функции плотности состояний. Качественно функции плотности состояний для всех четырех случаев показаны на рис. 1.

Таким образом, в полупроводнике с понижением размерности при определенном значении энергии Ферми E_f возможно существенное возрастание величины $dg(E)/dE|_{E=E_F}$, что, согласно (5), приведет к существенному возрастанию коэффициента Зеебека. Принципиальным в данном случае является технологический подбор концентраций свободных носителей заряда, приводящий к необходимому положению уровня Ферми, а также расчет температурных условий, в которых будет эксплуатироваться данный образец. Кроме того, плотность состояний в квантово-размерном слое должна быть достаточно высока, в противном случае изменение плотности состояний в наноструктурированных материалах будет пренебрежимо мало. Поэтому на практике усиление термоэлектрического эффекта может быть достоверно зарегистрировано только в массивах, содержащих большое количество наноразмерных объектов в единице объема (например, в многослойных массивах КТ).

При анализе данных, приведенных на рис. 1, d, может сложиться ложное предположение, что идеальным с точки зрения достижения экстремально высоких значений коэффициента Зеебека являются КТ — действительно, функция плотности состояний представляет собой набор дельта-функций, что при соблюдении определенных условий приведет к огромному дисбалансу концентрации электронов выше и ниже уровня Ферми. Стоит отметить ряд существенных практических ограничений. Во-первых, для закона дисперсии, показанного на рис. 1, d, большой термоэлектрический эффект наблюдается в очень узком диапазоне температур, что редко

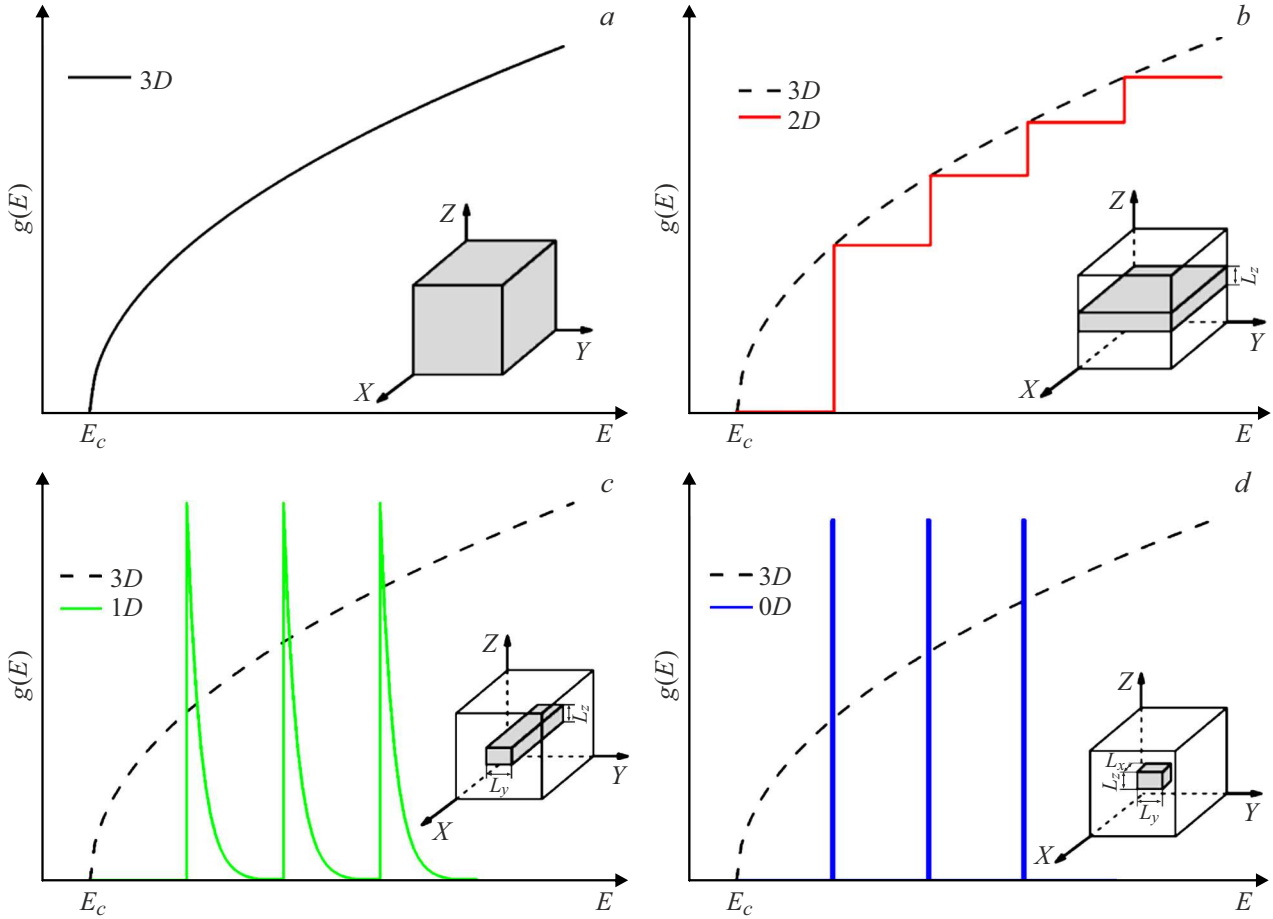

Рис. 1. Функция плотности состояний в случае: *a* — 3*D*, *b* — 2*D*, *c* — 1*D*, *d* — 0*D* полупроводника.

реализуемо на практике. С другой стороны, для получения подобного закона дисперсии массив КТ должен обладать высокой степенью однородности по размерам. На практике для массивов КТ, полученных методом самоорганизации, всегда имеет место гауссово распределение по размерам, ширина которого может быть достаточно велика. Это приводит к „размытию“ функции плотности состояний за счет рассогласования уровней размерного квантования в каждой КТ по отдельности. С одной стороны, таким образом расширяется диапазон температур, в которых возможно наблюдение высокого термоэлектрического эффекта, но в то же время существенно снижается амплитуда эффекта относительно максимального значения в однородном массиве КТ. Во-вторых, существует практическая неопределенность вопроса измерения коэффициента Зеебека отдельной КТ в отрыве от некоторого проводящего слоя, который необходим для обеспечения КТ новыми носителями взамен тех, которые покинули область КТ за счет теплового взаимодействия. Именно по этой причине в формулах (8) и (10) отсутствуют выражения для случая КТ. Возможность повышения итогового значения ZT, таким образом, не является очевидной a priori, но должна быть экспериментально подтверждена для каждой конкретной системы.

2. Технология получения образцов

В соответствии с вышеизложенным целью настоящей работы являлась экспериментальная проверка возможности усиления термоэлектрического эффекта за счет введения в полупроводниковую матрицу массивов самоорганизованных КТ. Для этого были сформированы и исследованы тонкие термоэлектрические пленки на основе гетероструктур, содержащих КТ In(Ga)As/GaAs. Образцы формировались на подложке полуизолирующего GaAs методом газофазной эпитаксии в установке AIX-200RF при пониженном давлении водорода. Очевидно, что вклад квантово-размерных слоев в термоэлектрический эффект повышается с увеличением их количества, поэтому для получения сигнала, превышающего погрешность измерений и величину технологического разброса, необходимо формирование многослойных структур. По этой причине исследованная структура представляла собой 10 тонких (3 nm) слоев $In_xGa_{1-x}As$ ($x \approx 0.5$), разделенных спейсерными сло-

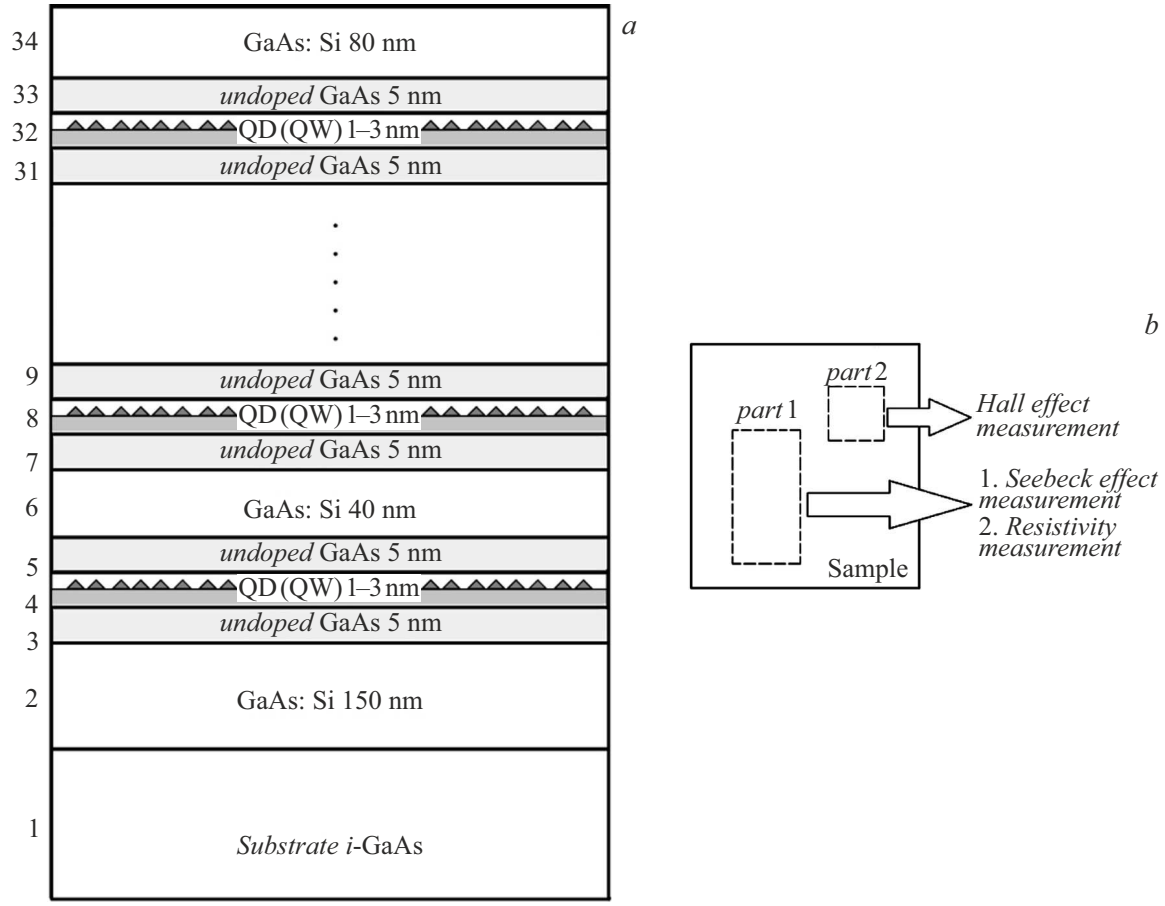

Рис. 2. *a* — схематичное изображение образцов, в образцах 2 – 4 формировались КТ (QD), в образце 1 формировались квантовые ямы (QW), *b* — схема раскола образцов на две части: первая использовалась для измерения эффекта Холла, вторая — измерения коэффициента Зеебека и удельного сопротивления.

Таблица 1. Список исследуемых образцов

№	n_{hall}, cm^{-3}	Описание	Температура роста
1	$6.5 \cdot 10^{18}$	Контрольный образец, 10 слоев квантовых ям	Для всех слоев $T_g = 650\,^\circ$C
2	$6.5 \cdot 10^{18}$	10 слоев КТ поверх квантовой ямы InGaAs	Слой квантовая яма+КТ при $T_g = 550\,^\circ$C Слои GaAs $T_g = 650\,^\circ$C
3	$6.5 \cdot 10^{18}$	10 слоев КТ поверх квантовой ямы InGaAs	Слой квантовая яма+КТ при $T_g = 530\,^\circ$C Слои GaAs $T_g = 650\,^\circ$C
4	$1.3 \cdot 10^{19}$	10 слоев КТ поверх квантовой ямы InGaAs	Слой квантовая яма+КТ при $T_g = 520\,^\circ$C Слои GaAs $T_g = 650\,^\circ$C

ями GaAs. С точки зрения размерного квантования, слои представляли собой гибридную систему, включающую квантовую яму $In_xGa_{1-x}As$ ($x < 0.5$), поверх которой формировался массив КТ высокой плотности $In_xGa_{1-x}As$ ($x > 0.5$). Подобные системы были описаны в работе [22]. Многослойный массив был сформирован между слоями сильнолегированного GaAs толщиной 150 nm (снизу) и 80 nm (сверху). Варьируемым параметром в настоящей работе являлась температура нанесения слоев (T_g). Также была сформирована контрольная многослойная структура, в которой вместо слоев квантовая яма+КТ формировались однородные слои квантовых ям $In_{0.3}Ga_{0.7}As$, остальные параметры (толщина, уровень легирования) оставались неизменными. Общая толщина эпитаксиального слоя во всех образцах составляла 860 nm. Схематичный рисунок образцов показан на рис. 2, *a*. Список образцов приведен в табл. 1. Исследования особенностей роста подобных структур, а

также описание их транспортных и оптических свойств подробнее приведено в работах [23–26].

Выбор подложек GaAs для формирования структур с КТ обусловлен их совместимостью с системой InGaAs, а также хорошими электроизолирующими свойствами арсенида галлия, имеющего удельное сопротивление при комнатной температуре на уровне $10^9\ \Omega\cdot$cm. Такое высокое значение (на несколько порядков выше сопротивления слоя) исключает влияние подложки на измерения термоэлектрических характеристик пленок для рабочей температуры вплоть до 300 °C (детали будут обсуждаться ниже). Выбор системы InGaAs для исследования влияния КТ на термоэлектрические свойства обусловлен высокой степенью развития технологии получения массивов КТ, в том числе многослойных, необходимых для достоверной регистрации термоэлектрического эффекта. Оптические, электрические и структурные свойства КТ In(Ga)As/GaAs были исследованы нами ранее в серии работ [23,27–29]. Также отметим работу [30], в которой обсуждалось использование структур InGaAs в качестве термоэлектрических сенсоров.

Для проведения испытаний из образца с осажденным слоем вырезался кусок размерами 5×5 mm для оценки концентрации носителей заряда по измерениям эффекта Холла, а также кусок размерами 5×10 mm для измерения термоэлектрических характеристик (рис. 2, *b*): коэффициента Зеебека и удельного сопротивления (данные параметры измерялись на одной и той же части образца). В табл. 1 указана холловская концентрация свободных носителей заряда (n_{hall}), измеренная при комнатной температуре.

3. Методика эксперимента

Важнейшей составляющей анализа структур с КТ является оценка энергетических характеристик: изучение состояний, локализованных на уровнях размерного квантования в КТ. С этой целью были выполнены измерения спектров фотолюминесценции (ФЛ) сформированных структур. Измерения выполнены в диапазоне температур 10 – 330 K с использованием гелиевого криостата замкнутого цикла. Люминесценция возбуждалась излучением He-Ne-лазера с длиной волны $0.63\,\mu$m, мощностью 15 mW и диаметром пучка 1 mm. Излучение собиралось с лицевой стороны образца, фокусировалось на входную щель монохроматора МДР-2 и регистрировалось InGaAs-детектором. На основе полученных спектров ФЛ строилась температурная зависимость интегральной интенсивности ФЛ.

Методики измерения термоэлектрических свойств (коэффициент Зеебека, удельное сопротивление) были реализованы на базе установки ВУП-4. Образец устанавливался на графитовые печи, которые разогревались посредством излучения галогеновых ламп КГМ-100. Печи установлены в вакуумной камере с давлением

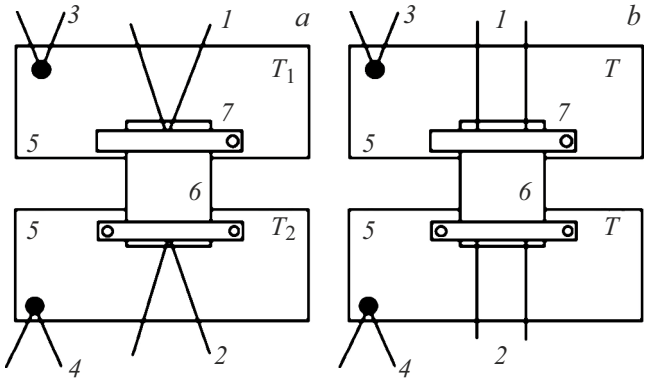

Рис. 3. *a* — схема измерения коэффициента Зеебека: *1, 2* — измерительные термопары; *3, 4* — термопары, контролирующие температуру нагревательных столиков *5*; *6* — образец; *7* — графитовые прижимы; *b* — схема измерения удельного сопротивления: *1, 2* — измерительные провода.

остаточных паров не выше 10^{-5} Torr. Измерения термо-ЭДС проводили с помощью термопар K-типа и системы сбора данных L-CARD E14-140-MD в дифференциальном режиме измерений. Температуры графитовых печей задавались независимо для создания разности температур между концами материала и контролировались дополнительными термопарами. Значения температур поддерживались алгоритмом PID-регулирования.

Создаваемый градиент температур для всех исследованных структур был направлен в плоскости слоев (рис. 3, *a*). В силу крайне малой толщины эпитаксиального слоя задание градиента температур в перпендикулярном направлении — вдоль нормали к поверхности — невозможно. Значение термо-ЭДС измерялось одноименными концами термопар, прикрепленных к горячему и холодному концам образца, значения температур на концах образца измерялись теми же термопарами. Для улучшения теплового контакта образец прижимался графитовыми прижимами. В качестве диэлектрической изоляции между образцом и элементами печи использовалась слюда.

Измерение удельного сопротивления реализовано по стандартной четырехконтактной схеме (рис. 3, b): к контактным площадкам образца прижимались по два провода (хромель и алюмель): через хромелевые провода пропускался ток, с алюмелевых регистрировалось напряжение. Провода подключались к источнику/измерителю тока/напряжения Keithley240s. Температуры столиков устанавливались равными, при достижении термодинамического равновесия проводилась запись вольт-амперной характеристики. Расстояние между контактами задается равным ширине образца, что позволяет производить расчет удельного сопротивления по формуле

$$\rho = R \cdot d, \tag{11}$$

где d — толщина проводящего слоя. Поскольку все структуры были выращены на непроводящих подлож-

ках полуизолирующего арсенида галлия, под толщиной проводящего слоя будем понимать толщину сформированной пленки. Для оценки влияния подложки на термоэлектрические свойства пленки по описанной выше методике была исследована температурная зависимость удельного сопротивления подложки. Измерения термоэлектрических характеристик проводились в диапазоне температур 350 – 800 K. Дополнительно с методиками измерения коэффициента Зеебека и удельного сопротивления можно ознакомиться в [31–34].

4. Результаты и их обсуждение

На рис. 4 и 5 показаны экспериментальные температурные зависимости коэффициента Зеебека и удельного сопротивления исследуемых образцов соответственно. Номера кривых совпадают с номерами образцов. Для исследованных образцов зарегистрировано отрицательное значение коэффициента Зеебека, что соответствует донорной проводимости эпитаксиальных слоев [1,2]. С ростом температуры величина коэффициента Зеебека увеличивается по абсолютному значению. При температуре выше 600 K регистрируется перегиб на температурной зависимости $\alpha(T)$ и резкое увеличение (по модулю) коэффициента Зеебека для всех исследованных структур. Подобная особенность объясняется шунтированием эпитаксиального слоя подложкой полуизолирующего арсенида галлия. Дополнительным подтверждением этого факта является то, что на температурной зависимости удельного сопротивления в этом температурном интервале наблюдается максимум (рис. 5, *a*). Наличие максимума на зависимости $\alpha(T)$, как правило, соответствует точке перехода к собственной проводимости материала [1,2]. В рассматриваемом случае снижение сопротивления при температурах выше 600 K связывается со вкладом собственной проводимости подложки, удельное

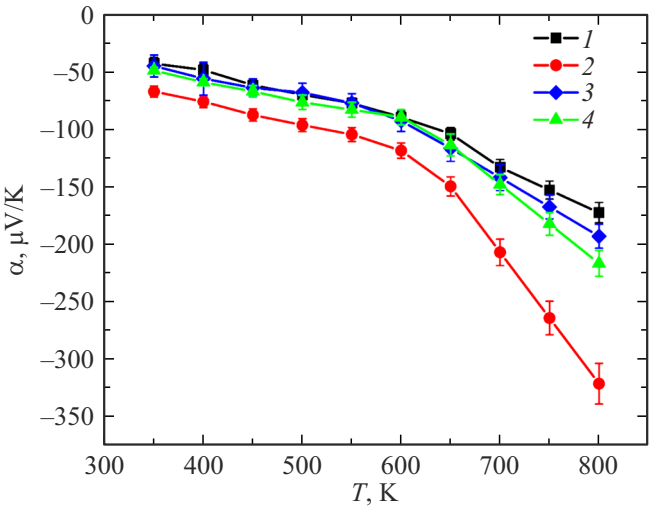

Рис. 4. Экспериментальная температурная зависимость коэффициента Зеебека исследуемых образцов.

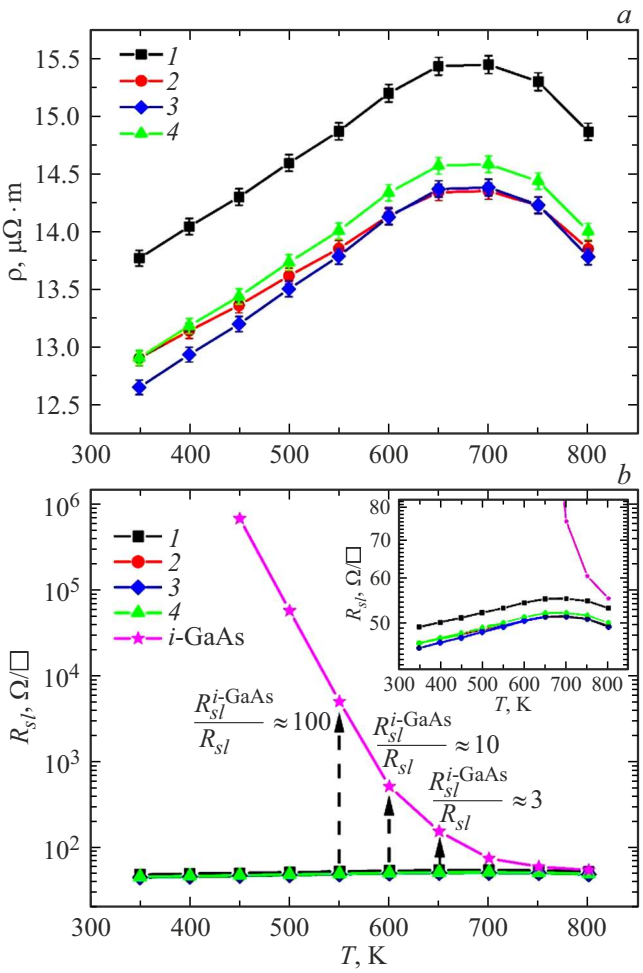

Рис. 5. *a* — экспериментальная температурная зависимость удельного сопротивления исследованных образцов, *b* — сопоставление слоевого сопротивления образцов и подложки полуизолирующего арсенида галлия.

сопротивление которой экспоненциально снижается с ростом температуры.

На рис. 5, *b* показано сопоставление температурной зависимости слоевых сопротивлений подложки и исследованных образцов в полулогарифмическом масштабе, из которого видно, что при достижении температуры 600 K разница слоевого сопротивления подложки и сопротивления любого из образцов составляет всего порядок величины. При такой разнице вклад коэффициента Зеебека подложки в общее значение α уже превышает погрешность измерений. При повышении температуры до 650 K отношение сопротивлений составляет несколько единиц. При 800 K слоевое сопротивление подложки становится сопоставимым со значением, полученным при измерении образцов, что отчетливо видно на вставке, дополнительно показанной на рис. 5, *b*. В силу значительно большей толщины по сравнению с наноразмерным эпитаксиальным слоем при температурах выше 600 K преобладают термоэлектрические характеристики подложки.

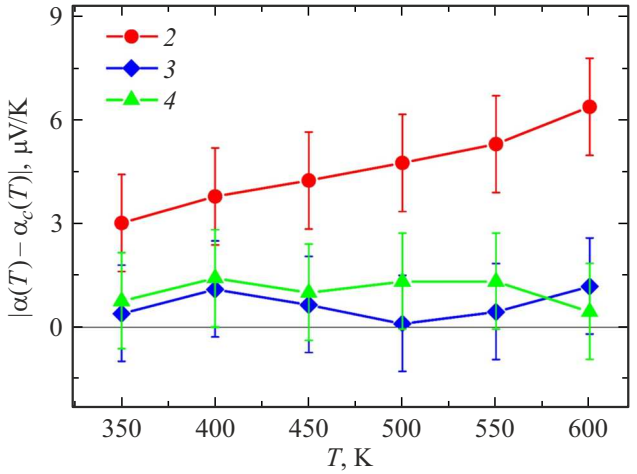

Рис. 6. Температурная зависимость модуля разностной величины коэффициента Зеебека $|\alpha(T) - \alpha_c(T)|$, рассчитанная по измерениям в рабочем диапазоне.

Исходя из результатов измерений температурных зависимостей коэффициента Зеебека и удельного сопротивления образцов, дальнейший анализ термоэлектрических характеристик будет рассматриваться в диапазоне температур 350 – 600 K.

В указанном диапазоне температур вид зависимостей $\alpha(T)$ и $\rho(T)$ подобен для всех исследованных образцов (рис. 4, 5) При этом для каждой температуры измерений значения коэффициента Зеебека и электропроводности несколько различаются между собой с учетом погрешности. Зарегистрированные различия между значениями удельной электропроводности могут быть обусловлены технологическим разбросом толщин (поскольку при измерениях величина сопротивления относится к толщине эпитаксиального слоя). Величина технологического разброса от структуры к структуре составляет до 10 %. Значения коэффициента Зеебека, напротив, не зависят от толщины в пределах 10 % технологического разброса, поэтому зарегистрированные различия величины α обусловлены различиями в структуре образцов, а, следовательно, в параметрах квантово-размерного слоя.

Так, отличием исследованных структур от контрольной, не содержащей КТ, является то, что в последней отсутствует квантовое ограничение для электронов в направлении создаваемого градиента температур. Поэтому электроны, даже будучи локализованы в квантовой яме, могут свободно перемещаться в направлении задания градиента температур и участвовать в процессах тепло- и электропроводности. Для КТ, как для объектов трехмерного квантового ограничения, движение электронов, локализованных в КТ, ограничено, в том числе и в направлении градиента температур, что сказывается на значениях термоэлектрических коэффициентов.

Для оценки вклада локализации носителей заряда КТ в регистрируемые значения коэффициента Зеебека и электропроводности экспериментальные результаты были сопоставлены с результатами, полученными для контрольной структуры, не содержащей слоя КТ (образец 1). На рис. 6 показаны температурные зависимости разностной термо-ЭДС ($\alpha(T) - \alpha_c(T)$), где $\alpha_c(T)$ — величина коэффициента Зеебека для контрольной структуры. На рис. 7 показаны температурные зависимости величины $\rho_c(T)/\rho(T) = \sigma(T)/\sigma_c(T)$, где $\rho_c(T)$ — величина удельного сопротивления для контрольной структуры, $\sigma(T)$ и $\sigma_c(T)$ — удельная электропроводность исследованных и контрольной структур соответственно. Номера кривых совпадают с номерами образцов. Выбор разности $\alpha(T) - \alpha_c(T)$ для анализа обусловлен тем, что в первом приближении КТ вносят аддитивный вклад в величину коэффициента Зеебека, в то же время вклад КТ в измеренную величину удельного сопротивления не является аддитивным, кроме того, значения ρ зависят также и от технологического разброса толщины. По этой причине для оценки влияния КТ на удельное сопротивление была выбрана величина $\rho_c(T)/\rho(T)$.

Из графиков $\alpha(T) - \alpha_c(T)$ видно, что значения коэффициента Зеебека для исследованных и контрольных структур совпадают (разность не превышает погрешности измерений) для всех образцов, за исключением образца 2. Для указанного образца зарегистрировано увеличение коэффициента Зеебека примерно на 4 μV/K, что составляет около 10 % от значения, полученного для контрольной структуры. Различия между значениями удельного сопротивления (рис. 5) имеют более сложную природу и, как отмечалось выше, могут быть обусловлены технологическим разбросом толщин слоев.

Отметим, что разница в толщинах слоев не зависит от температуры измерений. Если бы технологический разброс был единственным фактором, обусловливающим различие значений сопротивления, то отношение $\rho_c(T)/\rho(T)$ не зависело бы от температуры. Наличие зависимости величины $\rho_c(T)/\rho(T)$ от температуры измерений, зарегистрированное на рис. 7, мы связываем

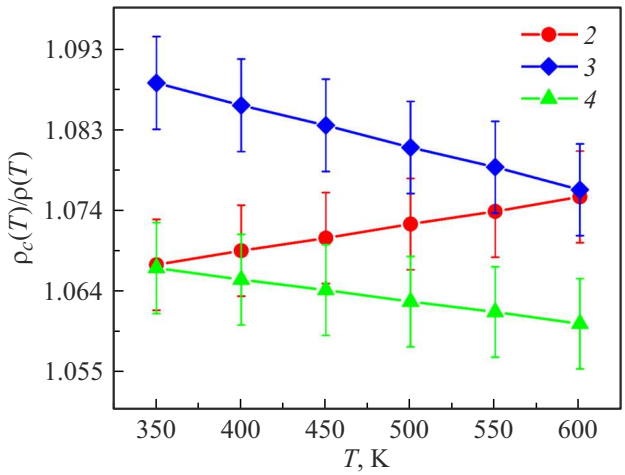

Рис. 7. Температурная зависимость отношения удельных сопротивлений исследованного и контрольного образцов $\rho_c(T)/\rho(T)$.

именно со свойствами квантово-размерного слоя. Сопоставление измеренных значений ρ для разных температур позволяет оценить вклад квантово-размерного слоя в протекание тока и величину удельного сопротивления.

Так, для образца 2 зарегистрировано относительное уменьшение удельного сопротивления с ростом температуры по сравнению с контрольной структурой. Подобный эффект мы объясняем локализацией носителей в КТ при низкой температуре. Носители, локализованные в КТ, не принимают участие в проводимости, поскольку их перемещение ограничено во всех трех направлениях. По мере повышения температуры осуществляется термический выброс носителей из КТ. Эти носители вносят дополнительный вклад в электропроводность, который и обусловливает снижение удельного сопротивления, а также в величину коэффициента Зеебека. Вклад носителей в электропроводность и коэффициент Зеебека зависит от свойств квантово-размерного слоя: плотности состояний на уровнях размерного квантования массива КТ (которая определяется их количеством) и величиной ограничивающего потенциала.

Одним из наиболее распространенных способов экспериментальной оценки структуры энергетических уровней и величины ограничивающего потенциала в КТ на основе прямозонных материалов является спектроскопия ФЛ [17–28]. Измерения температурной зависимости интенсивности ФЛ позволяют также оценить величину термического выброса носителей заряда из КТ [38] — основного процесса, вносящего вклад в усиление термоэлектрических характеристик. Указанные измерения были выполнены для всех сформированных термоэлектрических структур. Для примера спектры ФЛ образца 3, измеренные при разных температурах, показаны на рис. 8, *a*. На спектрах видны пики, связанные с излучательными переходами с участием состояний, локализованных в КТ [27–29]. С ростом температуры наблюдается длинноволновый сдвиг спектра, связанный с уменьшением ширины запрещенной зоны материалов, а также снижение интегральной интенсивности ФЛ, связанной с термическим выбросом носителей заряда из КТ.

Эффективность термического выброса определяет количество носителей заряда, вносящих дополнительный вклад в термоэлектрические характеристики при разогреве. Оценку эффективности можно выполнить по температурной зависимости интенсивности ФЛ. На рис. 8, *b* показана зависимость интегральной интенсивности (площадь под графиком, показанном на рис. 8, *a*) от обратной температуры. Термический выброс регистрируется по снижению интенсивности ФЛ при температурах выше 80 K. Согласно известным работам [35–39], интенсивность ФЛ в гетероструктурах, содержащих КТ, может быть описана формулой

$$I \sim 1 + \Sigma_i \exp\left(-\frac{E_{ai}}{k_b T}\right), \qquad (12)$$

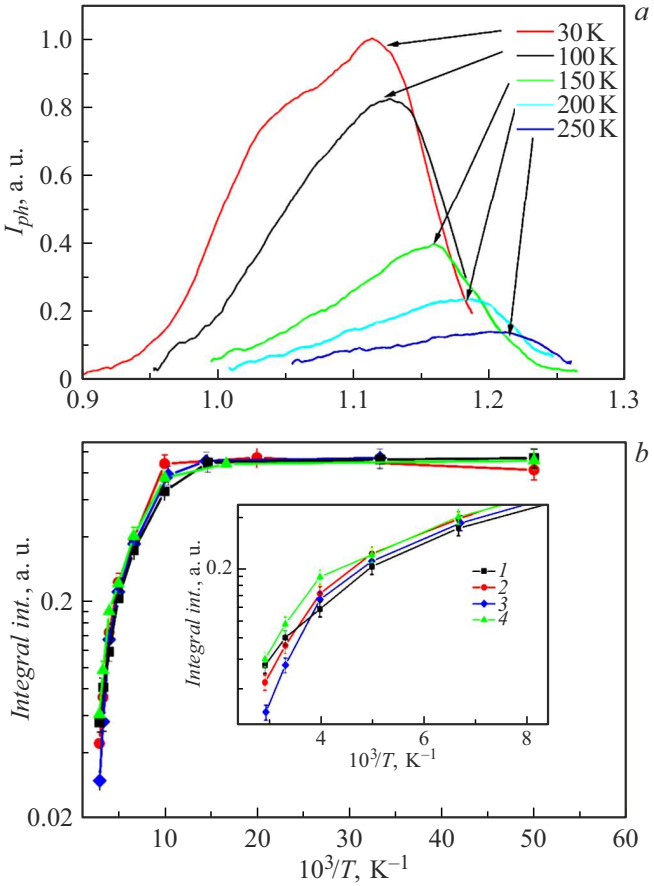

Рис. 8. *a* — спектры ФЛ образца 3 с КТ, измеренные в диапазоне температур 30 – 250 K. Значение температуры для каждой кривой указано на графике; *b* — температурные зависимости интегральной интенсивности ФЛ исследованных структур. Номер кривой соответствует номеру образца, на вставке показан увеличенный участок высоких температур.

где E_{ai} — энергия активации i-го механизма термического выброса носителей из КТ. В КТ формируется сложная система уровней, включающая 2D-уровни в квантовой яме, на которой формируются КТ, при этом сами КТ характеризуются разбросом по размерам. Поэтому одновременно может действовать несколько механизмов термического выброса [36–39], для каждого из которых характерно свое значение энергии активации. Различные механизмы выброса могут быть эффективны при разных температурах, когда слагаемое $\exp(-E_{ai}/kT)$ близко к единице. Для исследованных структур наибольший интерес представляет высокотемпературный диапазон 300 – 600 K, для которого регистрируется термоэлектрический эффект. Однако в силу ограничений применяемой нами измерительной системы, ФЛ может быть измерена лишь для начального участка этого диапазона. Тем не менее для сопоставления скоростей уменьшения интенсивности ФЛ с ростом температуры может быть введен количественный параметр затухания для данного участка (E_a), который определяется в соответствии с

Таблица 2. Рассчитанные оценочные значения энергии эффективности

№	E_a, meV
1	5.5 ± 1.5
2	13.8 ± 2.5
3	9.1 ± 2.0
4	5.6 ± 1.5

соотношением

$$I = I_0 \exp\left(\frac{E_a}{k_b T}\right). \tag{13}$$

Здесь параметр E_a рассчитывается путем аппроксимации конечного участка температурной зависимости интегральной интенсивности ФЛ формулой (13). Физический смысл E_a — это некоторое усредненное для всех процессов термического выброса из КТ значение энергии активации. Именно такое значение отражает вклад носителей, локализованных в КТ, в термоэлектрический эффект, поскольку такой вклад дает выброс из любых локализованных состояний в континуум. Рассчитанные оценочные значения представлены в табл 2. Сопоставление величины E_a для различных структур позволяет оценить эффективность выброса носителей из КТ при повышенных температурах.

Видно, что значение E_a зависит от условий получения структур, а именно от температуры роста. Наиболее высокое значение E_a было получено для структуры 2, сформированной при температуре роста 550 °C. Уменьшение температуры для других структур приводит к монотонному уменьшению E_a. Наименьшее значение характерно для образца, сформированного при наименьшей температуре. Полученная величина (5.6 ± 1.5) meV совпадает со значением, полученным для контрольной структуры, не содержащей КТ. Подчеркнем, что наибольшее значение энергии активации, полученное для образца 2, хорошо коррелирует с наличием в данном образце дополнительного вклада в величину α и снижением ρ. Полученный результат хорошо согласуется с выдвинутой гипотезой о вкладе термического выброса носителей из КТ в термоэлектрические коэффициенты. Чем ниже ограничивающий потенциал, тем ниже концентрация носителей, локализованных на уровнях размерного квантования, в КТ при повышенной температуре. В случае высокого ограничивающего потенциала носители заряда остаются локализованными в КТ при повышенных температурах, поэтому вследствие разогрева высвобождаются дополнительные электроны, повышающие коэффициент Зеебека и электропроводность образца.

Нижней границей температур, при которых регистрируется вклад локализованных носителей в термоэлектрические эффекты, является точка начала термического выброса (исходя из температурной зависимости ФЛ, эта точка лежит в области температур выше 80 K). При создании градиента температур значение концентрация электронов проводимости на горячем конце увеличивается за счет дополнительного вклада термического выброса из КТ — концентрация носителей, локализованных в КТ, с ростом температуры уменьшается экспоненциально в соответствии с формулой (12). В диапазоне температур, при котором в КТ сохраняется относительно высокая концентрация локализованных носителей заряда, следует ожидать усиления термоэлектрического эффекта. Верхней температурной границей эффекта, вероятно, является точка, при которой имеет место полное гашение ФЛ в области КТ. Это соответствует ситуации малой концентрации носителей заряда, локализованных в КТ. Очевидно, что диапазон температур усиления 80 – 300 K зависит от величины ограничивающего потенциала. Во всех структурах с низким ограничивающим потенциалом этот диапазон не совпадает с диапазоном температур 350 – 600 K, в котором был исследован термоэлектрический эффект. Исключение составляет образец 2, для которого получен более глубокий ограничивающий потенциал: в этом случае даже при повышенных температурах в КТ сохраняются электроны, которые вносят вклад в термо-ЭДС и электропроводность.

Причины формирования более глубокого ограничивающего потенциала для образца 2 по сравнению с другими образцами заключаются в выборе технологических режимов роста. Известно, что температура формирования влияет на размер КТ и степень перемешивания материалов КТ и матрицы (InAs и GaAs соответственно). Согласно работе [39], при формировании КТ методом МОС-гидридной эпитаксии при пониженном давлении, в диапазоне ростовых температур 520 °C – 550 °C размер КТ повышается с уменьшением ростовой температуры. КТ, сформированные при температуре 550 °C (аналогично образцу 2), отличаются, как правило, более высокими размерами нанокластеров по сравнению с другими образцами серии, для которых ростовая температура была ниже. В нанокластерах большего размера уровень размерного квантования смещается вниз по энергии, а величина ограничивающего потенциала увеличивается [39]. Вероятно, именно такие КТ были сформированы в образце 2, что и обеспечило зарегистрированное усиление термоэлектрического эффекта.

Увеличение указанных выше коэффициентов в образце 2 обеспечивает повышение величины фактора мощности по сравнению с контрольной структурой. На рис. 9 показана рассчитанная на основе полученных экспериментальных данных температурная зависимость фактора мощности.

Наибольшим значением фактора мощности обладает образец 2 во всем приведенном температурном интервале. Зарегистрированные значения фактора мощности для данного образца примерно в 1.5 раза выше, чем полученные значения на других исследуемых в настоящей работе образцах. Отметим, что достигнутые значения

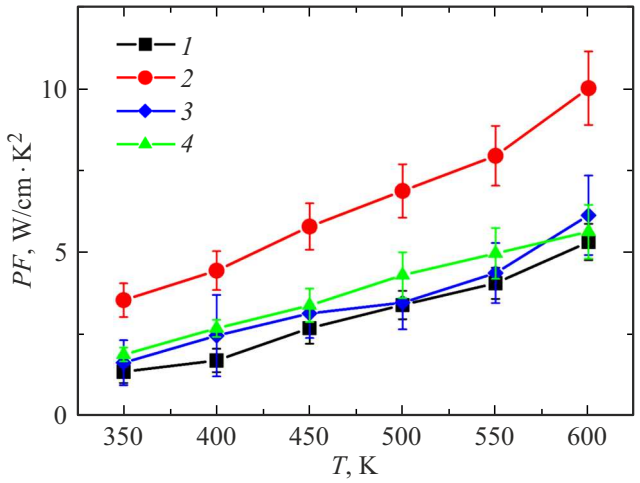

Рис. 9. Рассчитанная температурная зависимость фактора мощности исследуемых образцов.

фактора мощности на образце 2 сопоставимы с лучшими мировыми значениями для тонких пленок подобного состава, например, опубликованными в [40].

Выводы

В работе проведен теоретический анализ принципиальной возможности повышения термоэлектрических характеристик за счет создания полупроводниковых тонкопленочных систем, содержащих массив самоорганизованных КТ. Приведены исследования температурных зависимостей коэффициента Зеебека и электропроводности многослойных структур, содержащих слои КТ и квантовых ям на основе твердого раствора InGaAs. Показано, что при формировании КТ с достаточно глубоким ограничивающим потенциалом возможна локализация носителей заряда в направлении градиента температур. Термический выброс локализованных носителей, подтвержденный исследованиями ФЛ, обеспечивает дополнительный вклад в повышение коэффициента Зеебека и увеличение электропроводности. В результате показано усиление термоэлектрического эффекта в структурах с КТ, которое проявляется в повышении фактора мощности до 1.5 раза по сравнению с контрольными образцами.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках государственного задания (проект FSWR-2023-0037).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] E. Macia-Barber. *Thermoelectric Materials: Advances and Applications* (Taylor & Francis Group, LLC, 2015)
[2] C. Gayner, K.K. Kar. Prog. Mat. Sci., **83**, 330 (2016). DOI: 10.1016/j.pmatsci.2016.07.002
[3] L.D. Hicks, T.C. Harman, X. Sun, M.S. Dresselhaus. Phys. Rev. B, **53** (16), R10493 (1996). DOI: 10.1103/physrevb.53.r10493
[4] H. Noro, K. Sato, H. Kagechika. J. Appl. Phys., **73**, 1252 (1993). DOI: 10.1063/1.353266
[5] B.C. Sales, D. Mandrus, R.K. Williams. Science, **272** (5266), 1325 (1996). DOI: 10.1126/science.272.5266.1325
[6] L.D. Ivanova, Yu.V. Granatkina. Inorg. Mater., **36** (7), 672 (2000). DOI: 10.1007/BF02758419
[7] H. Li, J. Feng, L. Zhao, E. Min, H. Zhang, A. Li, J. Li, R. Liu. Funct. Inorg. Mater. Devices, **16** (17), 22147 (2024). DOI: 10.1021/acsami.4c02141
[8] H.-L. Zhuang, J. Yu, J.-F. Li. Small Sci., **5** (3), 2400284 (2024). DOI: 10.1002/smsc.202400284
[9] P. Cervino-Solana, M.J. Ramirez-Peral, M.S. Martín-González, O. Caballero-Calero. Heliyon, **10** (16), e36114 (2024). DOI: 10.1016/j.heliyon.2024.e36114
[10] K. Luo, H. Chen, W. Hu, P. Qian, J. Guo, Y. Deng, L. Yang, Q. Sun, L. Liu, L. Cao, W. Qiu, J. Tang. Nano Energy, **128**, 109845 (2024). DOI: 10.1016/j.nanoen.2024.109845
[11] X. He, C. Li, S. Zhu, J. Cai, G. Yang, Y. Hao, Y. Shi, R. Wang, L. Wang, X. Li, X. Qin. Chem. Eng. J., **490**, 151470 (2024). DOI: 10.1016/j.cej.2024.151470
[12] X. Chen, Z. Zhang. Build. Environ, **253**, 111276 (2024). DOI: 10.1016/j.buildenv.2024.111276
[13] Q. Jiang, Y. Wan, Y. Qin, X. Qu, M. Zhou, S. Huo, X. Wang, Z. Yu, H. He. Adv. Fiber Mater., **2**, 3 (2024). DOI: 10.1007/s42765-024-00416-6
[14] Y. Cui, X. He, W. Liu, S. Zhu, M. Zhou, Q. Wang. Adv. Fiber Mater., **6**, 170 (2024). DOI: 10.1007/s42765-023-00339-8
[15] M. Magno, D. Brunelli, L. Sigrist, R. Andri, L. Cavigelli, A. Gomez, L. Benini. Sustain. Comput.: Inform. Syst., **11**, 38 (2024). DOI: 10.1016/j.suscom.2016.05.003
[16] M. Takashiri, T. Shirakawa, K. Miyazaki, H. Tsukamoto. Sens. Actuators A: Phys., **138** (2), 329 (2007). DOI: 10.1016/j.sna.2007.05.030
[17] P. Sun, B. Wei, J. Zhang, J.M. Tomczak, A.M. Strydom, M. Sondergaard, B.B. Iversen, F. Steglich. Nat. Commun., **6**, 7475 (2015). DOI: 10.1038/ncomms8475
[18] J. Mao, Z. Liu, Z. Ren. Quantum Mater., **1**, 16028 (2016). DOI: 10.1038/npjquantmats.2016.28
[19] J.P. Heremans, V. Jovovic, E.S. Toberer, A. Saramat, K. Kurosaki, A. Charoenphakdee, S. Yamanaka, G.J. Snyder. Science, **321**, 554 (2008). DOI: 10.1126/science.1159725
[20] A. Khitun, K.L. Wang, G. Chen. Nanotechnology, **11**, 327 (2000). DOI: 10.1088/0957-4484/11/4/327
[21] M. Cutler, N.F. Mott. Phys. Rev., **181** (3), 1336 (1969). DOI: 10.1103/PhysRev.181.1336
[22] M.V. Maximov, A.M. Nadtochiy, S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, N.A. Kalyuzhnyy, N.V. Kryzhanovskaya, E.I. Moiseev, N.Yu. Gordeev, Y.M. Shernyakov, A.S. Payusov, F.I. Zubov, V.N. Nevedomskiy, S.S. Rouvimov, A.E. Zhukov. Appl. Sci., **10**, 1038 (2020). DOI: 10.3390/app10031038
[23] А.В. Здоровейщев, П.Б. Демина, Б.Н. Звонков. Вестник Нижегородского ун-та, **5**, 19 (2008).

[24] М.В. Дорохин, С.В. Зайцев, А.В. Рыков, А.В. Здоровейщев, Е.И. Малышева, Ю.А. Данилов, В.И. Зубков, Д.С. Фролов, Г.Е. Яковлев, А.В. Кудрин. ЖТФ, **87** (10), 1539 (2017). DOI: 10.21883/jtf.2017.10.44999.1989
[25] М.В. Дорохин, П.Б. Демина, А.В. Здоровейщев, С.В. Зайцев, А.В. Кудрин. ЖТФ, **92** (5), 724 (2022). DOI: 10.21883/JTF.2022.05.52377.302-21
[26] Н.В. Байдусь, П.Б. Демина, М.В. Дорохин, Б.Н. Звонков, Е.И. Малышева, Е.А. Ускова. ФТП, **39** (1), 25 (2005).
[27] I.A. Karpovich, S.B. Levichev, S.V. Morozov, B.N. Zvonkov, D.O. Filatov, A.P. Gorshkov, A.Yu. Ermakov. Nanotechnology, **13** (4), 445 (2002). DOI: 10.1088/0957-4484/13/4/301
[28] А.В. Здоровейщев, П.Б. Демина, Б.Н. Звонков. Письма в ЖТФ, **35** (2), 15 (2009).
[29] И.А. Карпович, А.В. Здоровейщев, С.В. Тихов, П.Б. Демина, О.Е. Хапугин. ФТП, **39** (1), 45 (2005).
[30] A. Deh'e, D. Pavlidis, K. Hong, H.L. Hartnagel. IEEE Trans. Electron Devices, **44** (7), 1052 (1997). DOI: 10.1109/16.595931
[31] L.A. Mochalov, Yu.M. Kuznetsov, M.V. Dorokhin, D.G. Fukina, A.V. Knyazev, M.A. Kudryashov, Yu.P. Kudryashova, A.A. Logunov, O.V. Mukhina, A.V. Zdoroveyshchev, D.A. Zdoroveyshchev. Thin Solid Films, 752, 139244 (2022). DOI: 10.1016/j.tsf.2022.139244
[32] M.V. Dorokhin, Yu.M. Kuznetsov, P.B. Demina, I.V. Erofeeva, A.Yu. Zavrazhnov, M.S. Boldin, E.A. Lantsev, A.A. Popov, A.V. Boryakov, A.V. Zdoroveyshchev, M.V. Ved. Nanoscale Microscale Thermophys. Eng., **27** (2), 125 (2023). DOI: 10.1080/15567265.2023.2198581
[33] Yu.M. Kuznetsov, L.A. Mochalov, M.V. Dorokhin, D.G. Fukina, M.A. Kudryashov, Y.P. Kudryashova, A.V. Zdoroveyshchev, D.A. Zdoroveyshchev, I.L. Kalentyeva, R.N. Kriukov. Coatings, **13** (6), 1030 (2023). DOI: 10.3390/coatings13061030
[34] M.V. Dorokhin, Yu.M. Kuznetsov, P.B. Demina, I.V. Erofeeva, A.V. Zdoroveyshchev, M.V. Ved', D.A. Zdoroveyshchev, A.Yu. Zavrazhnov, I.N. Nekrylov, S.M. Peshcherova, R.V. Presnyakov, N.V. Sakharov. Inorg. Mater.: Appl. Res., **15**, 289 (2024). DOI: 10.1134/S207511332402014X
[35] S. Sanguinetti, M. Henini, M.G. Alessi, M. Capizzi, P. Frigeri, S. Franchi. Phys. Rev. B, **60** (11), 8276 (1999). DOI: 10.1103/PhysRevB.60.8276
[36] A. Chahboun, M.I. Vasilevskiy, N.V. Baidus, A. Cavaco, N.A. Sobolev, M.C. Carmo, E. Alves, B.N. Zvonkov. J. Appl. Phys., **103**, 083548 (2008). DOI: 10.1063/1.2913179
[37] E.C. Le Ru, J. Fack, R. Murray. Phys. Rev. B, **67**, 245318 (2003). DOI: 10.1103/PhysRevB.67.245318
[38] S. Sanguinetti, M. Padovani, M. Gurioli, E. Grilli, M. Guzzi, A. Vinattieri, M. Colocci, P. Frigeri, S. Franchi. Appl. Phys. Lett., **77**, 1307 (2000). DOI: 10.1063/1.1290385
[39] K. Sears, S. Mokkapati, H.H. Tan. In Z.M. Wang (editor). *Self-Assembled Quantum Dots* (Springer, 2008), p.359–403.
[40] T. Meng, X. Zhang, J. Yao, W. Zhang, H. Zhong, H. Zhu, Y. Zhang, H. Zhang, P. Zhang, H. Lu, Y. Zhao. Appl. Phys. Lett., 125, 044003 (2024). DOI: 10.1063/5.0213563