ЖЭТФ, 2025, том 168, вып. 4 (10), стр. 485–494 © 2025

ИНТЕРФЕЙСНЫЕ СОСТОЯНИЯ В СТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ ZnSe/BeTe, НЕ ИМЕЮЩИХ ОБЩИХ АТОМОВ, НА ГЕТЕРОГРАНИЦАХ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Д. Д. Белова [a,b], ***Т. Э. Зедоми*** [a], ***А. С. Гуревич*** [a], ***Л. В. Котова*** [a,b*], ***В. П. Кочерешко*** [a]

[a] *Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук*
194021, Санкт-Петербург, Россия

[b] *Балтийский государственный технический университет «Военмех» им. Д. Ф. Устинова*
190005, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 18 июля 2025 г.,
после переработки 2 сентября 2025 г.
Принята к публикации 3 сентября 2025 г.

Исследовались спектры фотолюминесценции в области пространственно-прямых и непрямых межзонных оптических переходов в структурах ZnSe/BeTe второго типа с квантовыми ямами, не имеющих общих атомов, на интерфейсах в магнитных полях до 45 Тл. В спектрах в области непрямых переходов наблюдались состояния носителей, локализованных на интерфейсах. Были измерены константы диамагнитного сдвига и g-факторы всех состояний, что позволило определить радиус их локализации в плоскости интерфейса. Построена теория состояний, локализованных на интерфейсах. Обнаружено взаимное перераспределение интенсивностей линий фотолюминесценции непрямых и интерфейсных экситонов при увеличении магнитного поля. Такое перераспределение интенсивности объясняется перекрытием канала заселения интерфейсных состояний через слой BeTe. Построена модель, описывающая зависимость интенсивностей фотолюминесценции от магнитного поля. Модель демонстрирует высокую степень соответствия экспериментальным данным.

DOI: 10.7868/S3034641X25100042

1. ВВЕДЕНИЕ

В 1932 году Тамм предсказал существование электронных состояний, которые локализуются на поверхности кристалла [1]. Эти состояния обладают одномерной локализацией вдоль направления, перпендикулярного поверхности, и энергией, которая попадает в запрещенную зону объемного кристалла. В работе [2] была выдвинута гипотеза о возможности существования аналогичных состояний вблизи резкой границы раздела двух различных полупроводников. Интерфейс между двумя различными материалами, подобно поверхности, представляет собой возмущение периодического потенциала и может приводить к локализации носителей по нормали к интерфейсу.

В работе [3] с использованием метода сильной связи была теоретически продемонстрирована вероятность существования электронных состояний, локализованных на гетерогранице, с энергией внутри запрещенной зоны. Помимо интерфейсных состояний (ИС) таммовского типа, связанных с нарушением периодичности в гетероструктурах, не имеющих общих атомов, могут существовать ИС, связанные с изменением химического состава самого интерфейса. В работе [4] были теоретически исследованы дырочные ИС, локализованные на гетерогранице в структуре InAs/AlSb типа II с учетом спин-орбитального взаимодействия. Такие состояния экспериментально наблюдались по температурной зависимости концентрации носителей в квантовых ямах (КЯ) InAs/AlSb в работе [5], где авторы предположили существование на гетерограницах локализованных состояний, характеризующихся высокой латеральной подвижностью.

* E-mail: kotova@mail.ioffe.ru

Свойства интерфейсов могут оказывать существенное влияние не только на транспортные, но и на оптические характеристики полупроводниковых гетероструктур. Ранее нами было установлено, что пониженная точечная симметрия интерфейса между двумя полупроводниками со структурой цинковой обманки приводит к латеральной анизотропии оптических свойств [6] пространственно-непрямых экситонов. В периодических структурах ZnSe/BeTe типа II электроны и дырки локализуются в соседних слоях, их волновые функции (ВФ) почти не пересекаются и сила осциллятора такого перехода мала. Несмотря на это, латеральная анизотропия проявляется в различии коэффициентов преломления структуры как целого в кристаллографических направлениях [110] и $[1\bar{1}0]$ для прямых и непрямых переходов. При этом наибольшее различие как мнимой, так и действительной частей коэффициентов преломления проявляется в спектральном диапазоне, соответствующем пространственно-прямым экситонным переходам [7]. Свойства интерфейсов существенно сказываются на параметрах полупроводниковых приборов на основе таких гетероструктур.

В данной работе исследованы спектры фотолюминесценции (ФЛ) гетероструктур ZnSe/BeTe второго типа с КЯ в сильных магнитных полях до 45 Тл. В спектрах ФЛ обнаружены переходы с участием состояний, локализованных на гетерограницах. В отличие от таммовских состояний, эти состояния связаны с особенностями химического состава интерфейсов в гетероструктурах, не имеющих общих атомов. В магнитном поле измерены константы диамагнитного сдвига и g-факторы прямых и непрямых экситонов и ИС, что позволило измерить их радиус локализации в плоскости интерфейсов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

В работе исследовались спектры ФЛ периодических структур ZnSe/BeTe типа II с разрывом зон, полученные методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках GaAs с ориентацией [001]. Исследовались гетероструктуры, содержащие 10 периодов, каждый из которых включает в себя слой ZnSe толщиной 20 нм и слой BeTe толщиной 10 нм. Благодаря малому различию в постоянных решетки соединений ZnSe, BeTe и GaAs (не превышающем 0.4%) данные гетероструктуры практически не испытывали механических напряжений. Исследованные образцы не подвергались специальному легированию.

Спектры возбуждались He–Cd-лазером с энергией кванта 3.81 эВ и плотностью мощности 100 Вт/см^2 при температуре 5 K. Спектры регистрировались с помощью спектрометра 0.5 м, оснащенного ПЗС-детектором. Магнитное поле создавалось в импульсном магните с длительностью импульса 1 с. За один импульс поля снимались спектры в полях от нуля до 45 Тл с интервалом 0.25 Тл.

Структуры ZnSe/BeTe относятся к гетероструктурам типа II, в которых электроны и дырки квантуются в соседних слоях. В результате, в них могут наблюдаться экситоны двух типов: пространственно-прямые, — в которых электрон и дырка удерживаются кулоновским взаимодействием в одном слое и пространственно-непрямые, — в которых электрон и дырка локализованы в соседних слоя. Однако благодаря кулоновскому взаимодействию они образуют экситон, «сидящий» непосредственно на гетерогранице.

Слои ZnSe и BeTe и в гетероструктуре не имеют общих атомов. В результате, на гетерограницах между этими слоями образуется химическое соединение ZnTe или BeSe, отличное от исходных. При этом величины разрывов зон между ZnSe–ZnTe и ZnTe–BeTe не совпадают [8, 9]. Толщина этих дополнительных слоев составляет всего один моноатомный слой. Химический состав интерфейсных слоев можно контролировать, создавая избыточную концентрацию атомов Te или Be в процессе роста интерфейсов.

В спектрах ФЛ (рис. 1 *a*, *b*) наблюдались линии люминесценции, которые мы связываем с пространственно-прямыми оптическими переходами в слоях ZnSe с энергией 2.803 эВ, непрямыми переходами из слоя BeTe в слой ZnSe с энергией 1.89 эВ и интерфейсной рекомбинацией с энергией 1.82 эВ электрона из слоя ZnSe с дыркой, локализованной в слое ZnTe на интерфейсе [3, 10]. Схема переходов показана на рис. 2.

Здесь же, на вставке показана схема неидеального интерфейса в гетероструктуре без общего атома A–C/A′–C′ (анион–катион/анион-штрих–катион-штрих). Такие флуктуации состава интерфейсов могут приводить к локализации экситонов в плоскости интерфейса. В структурах, в которых противоположные интерфейсы имели разный химический состав, линии ФЛ прямых переходов наблюдаются только в структурах с достаточно широкими слоями ZnSe, большими 10 нм. В этом случае кулоновского взаимодействия электрона и дырки оказывается достаточно, чтобы удержать электрон от перехода в

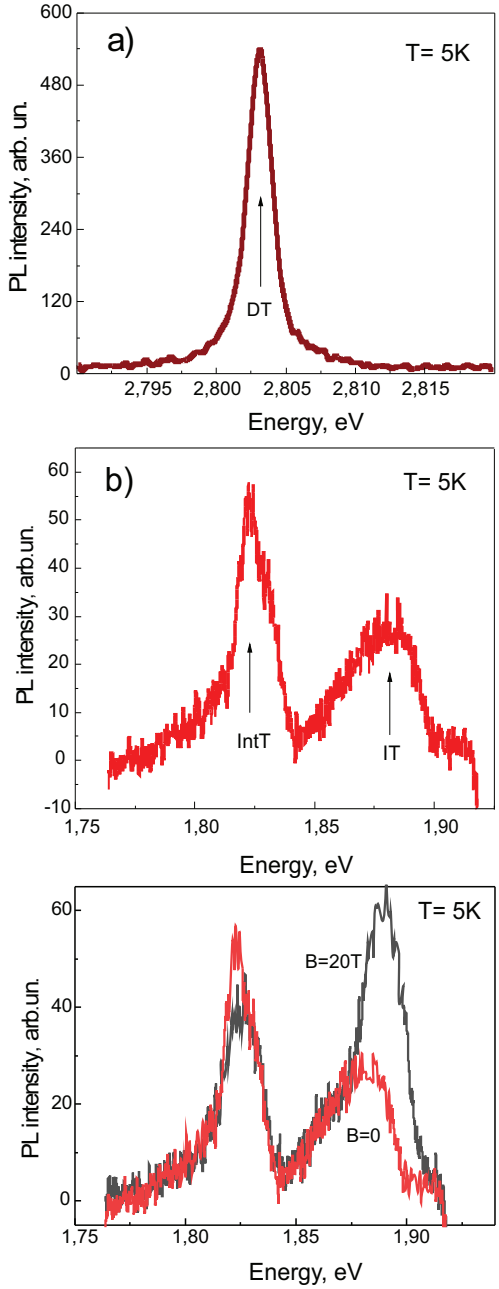

Рис. 1. Спектры фотолюминесценции структур ZnSe/BeTe с номинально одинаковыми интерфейсами типа ZnTe–ZnTe в спектральной области прямых экситонных переходов в слое ZnSe (*a*) и в области непрямых экситонных переходов (*b*). IT — линия излучения непрямого экситона, IntT — линия, связанная с рекомбинацией носителей через интерфейсные состояния. Нижняя панель — сравнение спектров в нулевом поле и в поле 20 Тл

слой BeTe. При слабом оптическом возбуждении и при достаточно большой толщине слоев ZnSe экситонная ФЛ для прямых переходов (DT) оказывается более интенсивной, чем для непрямых (IT) и интерфейсных (IntT) переходов. С уменьшением толщины слоев основной вклад в сигнал ФЛ дают интерфейсные состояния IntT. При достаточно большой интенсивности оптического возбуждения ФЛ из IntT насыщается для слоев любой толщины.

Пиковая интенсивность линии ФЛ прямого экситона примерно на порядок больше пиковой интенсивности непрямого экситона интерфейсной рекомбинации. При этом линии непрямого экситона и интерфейсной рекомбинации имеют заметно не гауссову форму, и ширина линиий составляет порядка 20 мэВ, что на порядок больше, чем для прямого экситона (2 мэВ). При данной интенсивности возбуждения интегральные интенсивности ФЛ всех линий практически одинаковы.

Линии ФЛ, соответствующие непрямым переходам IT и интерфейсной рекомбинации IntT, поляризованы линейно вдоль кристаллографических осей [110] и $[1\bar{1}0]$. Причем линии IT и IntT имели противоположный знак поляризации. В магнитном поле все линии в спектрах ФЛ испытывали квадратичный по полю диамагнитный сдвиг в сторону больших энергий. Линия ФЛ интерфейсной рекомбинации смещалась в сторону больших энергий с константой диамагнитного сдвига $d \approx 5.4$ мкэВ/Тл^2 (рис. 3 *a*, *b*), а линия непрямых переходов — с константой $d \approx 5.3$ мкэВ/Тл^2. Линия ФЛ прямого перехода также испытывала диамагнитный сдвиг с константой $d \approx 3.5$ мкэВ/Тл^2 (рис. 3, нижняя панель). На рис. 3 видно, что величины диамагнитного сдвига для ИС и для непрямых переходов практически не различаются. Простая оценка по классической формуле для диамагнитного сдвига в двумерном случае [11] позволяет оценить радиус локализации этих состояний в плоскости интерфейса:

$$d = \frac{e^2}{8\mu c^2} a_B^2,$$

где μ — приведенная масса носителей, участвующих в рекомбинации, a_B — эффективный боровский радиус этого состояния.

Зная эффективные массы электрона и дырки, можно оценить величину боровского радиуса. Эффективная масса электрона в ZnSe $m_e = 0.15m_0$ и дырки $m_h = 0.8m_0$ [12]. Получаем, что для прямого экситона боровский радиус составляет порядка 7.3 нм, для интерфейсных переходов и непрямого — порядка 9.0 нм. Из величины зеемановского расщепления наблюдаемых линий прямого экситона, непрямого перехода и ИС можно оценить величину g-фактора: $g \approx 0.88$, что соответствует величине g-фактора экситона в объемном ZnSe [12].

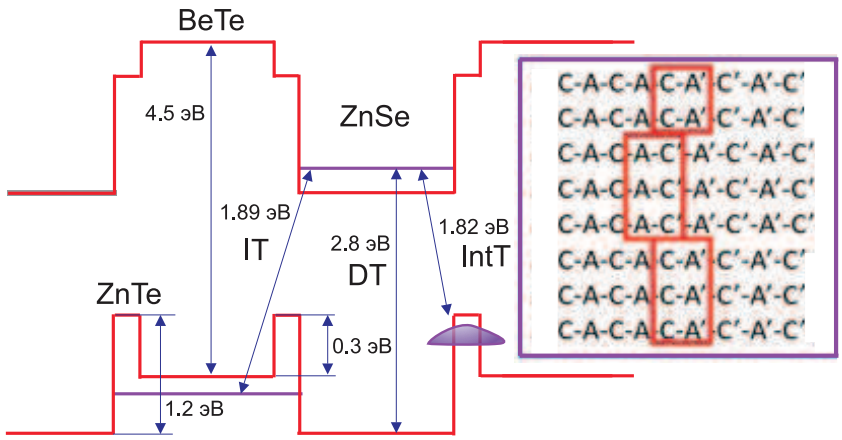

Рис. 2. Схема оптических переходов в структурах ZnSe/BeTe, не имеющих общих атомов, на интерфейсах. На рисунке стрелками показаны пространственно-прямые оптические переходы DT; пространственно-непрямые переходы IT и рекомбинация электронов и дырок на гетерогранице IntT. Изменение разрыва зон на интерфейсах ZnTe–ZnSe и ZnTe–BeTe показано схематически. На вставке отражена схема интерфейса

Действительно, размерное квантование слабо влияет на прямой экситон в данной гетероструктуре, и поправки к g-фактору за счет квантования [13] оказываются не существенными.

3. ТЕОРИЯ

Построена простая микроскопическая модель, демонстрирующая возможность формирования ИС, локализованных вблизи гетероперехода между двумя бинарными полупроводниками. Энергия таких состояний попадает в запрещенную зону гетероструктуры. Для расчетов использовался модифицированный метод линейных комбинаций атомных орбиталей, предложенный в [14]. Гетеропереход рассматривается как соединение двух одномерных полубесконечных атомных цепочек, представляющих собой последовательность чередующихся катионов и анионов. На рис. 4 левая полубесконечная атомная цепочка описывает полупроводник ZnSe и заканчивается на катионе — атоме Zn. Правая цепочка начинается с атома Te (аниона) и описывает соединение BeTe.

Атомы в цепочках пронумерованы таким образом, чтобы на четных атомных позициях были расположены катионы, а на нечетных — анионы. В качестве набора собственных функций гамильтониана уравнения Шредингера были выбраны локализованные на n-ом атоме ВФ φ_n. Для катионов такие ВФ обладают симметрией s-типа, а соответствующие им собственные значения равны уровням энергии дна зон проводимости E_c^L и E_c^R для левого и правого полупроводников соответственно. Для анионов ВФ обладают симметрией p_z-типа, а соответствующие им собственные числа равны уровням энергии потолков валентных зон E_v^L и E_v^R для левого и правого полупроводников соответственно.

Набор φ_n предполагается ортонормированным:

$$\langle\varphi_m^*|\varphi_n\rangle = \int \varphi_m^*(z-m)\varphi_n(z-n)dz = \delta_{mn} = \begin{cases} 1, m=n, \\ 0, m\neq n. \end{cases}$$

Здесь звездочка означает комплексное сопряжение, z — координата вдоль цепочки.

Сначала получим законы дисперсии для объемных полупроводников. Верхние индексы «L» и «R», отражающие принадлежность к левой и правой цепочке атомов, будут временно опущены, поскольку представленный ниже вывод одинаково применим к обоим полупроводникам. Будем искать решение уравнения Шредингера

$$\widehat{H}\Psi = E\Psi \tag{1}$$

в виде линейной комбинации собственных ВФ гамильтониана:

$$\Psi = \sum C_n\varphi_n. \tag{2}$$

После подстановки (2) в (1), умножения (1) слева на $\varphi^*(m)$ и интегрирования по z уравнение (1) приобретает матричную форму:

$$\sum_n (H_{mn} - E\delta_{mn})C_n = 0. \tag{3}$$

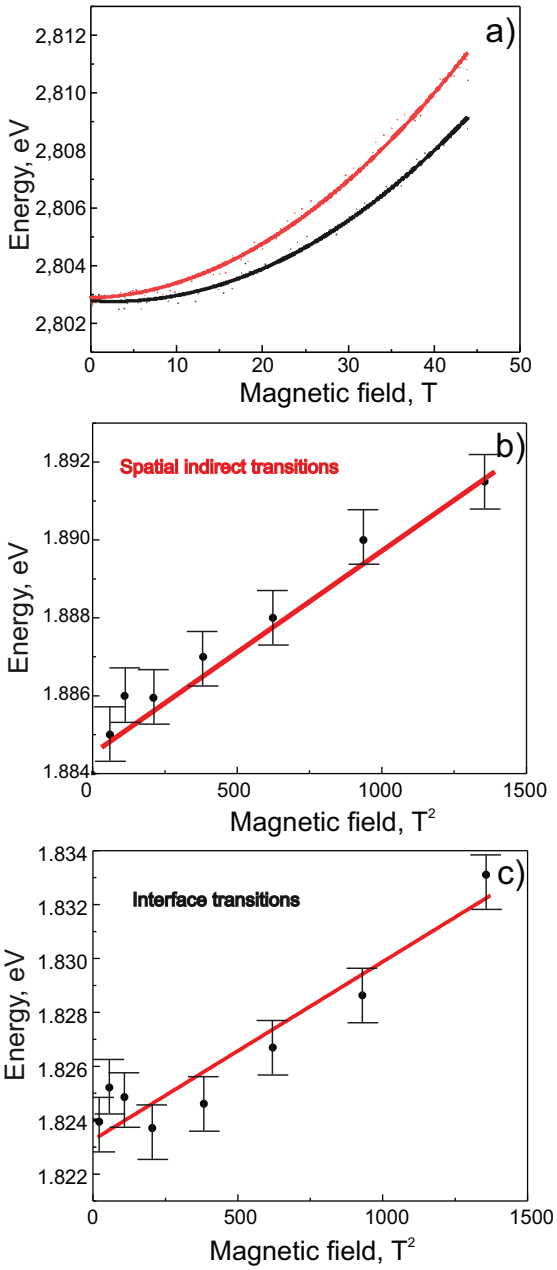

Рис. 3. Зависимость энергетического положения линий ФЛ для пространственно-прямого перехода от магнитного поля (*a*). Зависимость положения линий ФЛ непрямых переходов (IT) (*b*) и интерфейсных состояний (InR) (*c*) от магнитного поля. Линии проведена с помощью метода наименьших квадратов

Будем считать, что матричные элементы гамильтониана $H_{mn} = \langle\varphi_m|\widehat{H}|\varphi_n\rangle$ отличны от нуля, только если индекс n отличается от индекса m не более чем на единицу, что соответствует так называемому приближению сильной связи. В этом случае (3) приобретает вид

$$H_{n-1,n}C_{n-1} + (H_{nn} - E)C_n + H_{n,n+1}C_{n+1} = 0. \quad (4)$$

Для диагональных матричных элементов гамильтониана, исходя из определения собственных ВФ, имеем:

$$H_{nn} = \begin{cases} E_c, & n - \text{четное}, \\ E_v, & n - \text{нечетное}. \end{cases} \quad (5)$$

Для различающихся на единицу индексов (матричные элементы под и над диагональю):

$$H_{n,n=1} = \begin{cases} \alpha, & n - \text{четное}, \\ -\alpha, & n - \text{нечетное}. \end{cases} \quad (6)$$

Здесь α — так называемый резонансный интеграл ближайших соседей, который в силу симметрии базисных ВФ меняет знак в цепочке при переходе от одного атома к другому, обеспечивая тем самым прямозонный характер полупроводника с минимумом зоны проводимости и максимумом валентной зоны при нулевом волновом векторе (в Г-точке зоны Бриллюэна). Коэффициенты C_n в (2) выберем в виде, обеспечивающем блоховский характер ВФ:

$$C_n = \begin{cases} C_c \exp(ink), & n - \text{четное}, \\ C_\alpha \exp(ink), & n - \text{нечетное}. \end{cases} \quad (7)$$

Здесь k — безразмерный волновой вектор. Подстановка (5)–(7) в (4) дает систему двух уравнений для коэффициентов C_c и C_α, соответствующих катионам и анионам:

$$\begin{aligned} &(E_c - E)C_c + 2i\alpha C_a \sin k = 0, \\ &-2i\alpha^* C_c \sin k + (E_v - E)C_a = 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Условие для разрешимости системы (равенство нулю определителя) приводит к уравнению дисперсии с двумя ветвями

$$E = \frac{E_c + E_v}{2} \pm \frac{E_g}{2}\sqrt{1 + \frac{16\alpha^2 \sin^2 k}{E_g^2}}, \quad (9)$$

соответствующими зоне проводимости (знак «+») и валентной зоне (знак «–»). В (6) $E_g = E_c - E_v$ — ширина запрещенной зоны. Отметим, что вид дисперсионной кривой и эффективная масса оказываются одинаковыми для зоны проводимости и валентной зоны. Чтобы получить связь эффективной массы с α, разложим (9) в ряд по малости волнового вектора k:

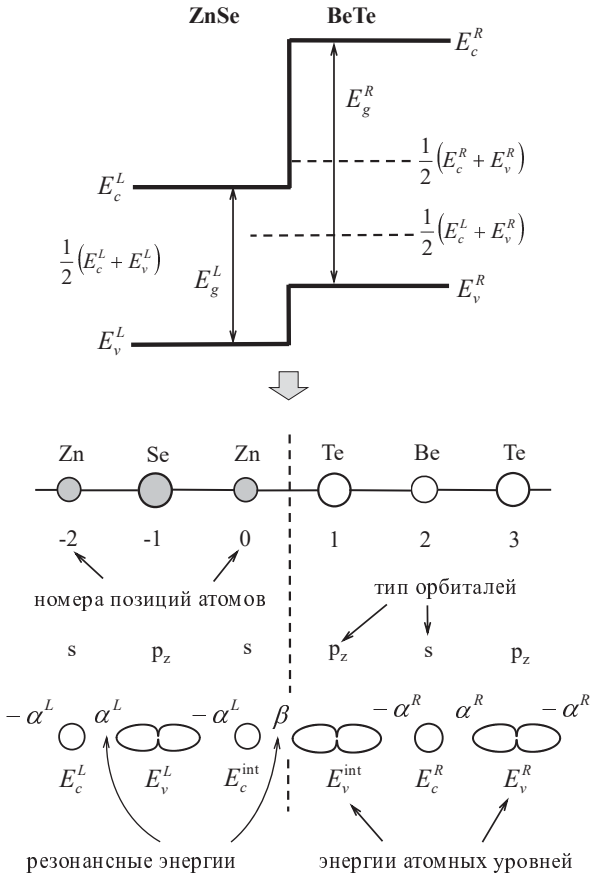

Рис. 4. Описание гетероперехода с помощью стыка двух одномерных полубесконечных атомных цепочек

$$E = \begin{cases} E_c + 4\alpha^2 k_0^2 b^2/E_g, \\ E_v - 4\alpha^2 k_0^2 b^2/E_g. \end{cases} \tag{10}$$

Здесь b — постоянная решетки (расстояние между атомами в цепочке), $k_0 = k/b$ — размерный волновой вектор. Домножая числитель и знаменатель дроби в (10) на квадрат постоянной планка $\hbar^2$, получим

$$\alpha^2 = \frac{E_g \hbar^2}{8 m m_e b^2}, \tag{11}$$

где m_e — масса свободного электрона, m — среднее арифметическое эффективных масс электрона и дырки в единицах m_e. Подставляя в (11) значения констант m_e и $\hbar$, получаем

$$\alpha \approx \frac{1}{b}\sqrt{\frac{E_g}{m}}, \tag{12}$$

где постоянная решетки b задается в ангстремах, α и E_g — в электронвольтах. Подставляя в (12) значения эффективных масс $m_e(\mathrm{ZnSe}) = 0.16m_0$, $m_h(\mathrm{ZnSe}) = 0.60m_0$ и постоянной решетки $b(\mathrm{ZnSe}) = 5.67$ Å из [15], получаем $\alpha(\mathrm{ZnSe}) = 0.48$ эВ. Для BeTe при подстановке величин $m_e(\mathrm{BeTe}) = 0.25m_0$, $m_h(\mathrm{BeTe}) = 0.95m_0$, а также $b(\mathrm{BeTe}) = 5.63$ Å из [16] получаем практически то же значение $\alpha(\mathrm{BeTe}) = 0.50$ эВ.

Теперь рассмотрим атомы обоих полупроводников непосредственно вблизи интерфейса. Подстановка в (4) $n = 0$ и $n = 1$ дает

$$\begin{aligned} -\alpha^L C_a^L e^{ik_L} + (E_c^{int} - E)C_c^L + \beta C_a^R e^{ik_R} = 0, \\ \beta C_c^L + (E_v^{int} - E)C_a^R e^{ik_R} - \alpha^R C_c^R e^{2ik_R} = 0. \end{aligned} \tag{13}$$

Здесь E_c^{int} и E_v^{int} — энергии состояний, локализованных на катионе и анионе, непосредственно примыкающих к интерфейсу, и вследствие этого сдвинутых относительно уровней краев зон E_c^L и E_v^R; β — резонансный интеграл на интерфейсе. С учетом соотношения для коэффициентов $C_{(c,a)}^{(L,R)}$ из (8) получаем

$$\begin{aligned} C_c^L &= -C_a^L \frac{2i\alpha^L \sin k_L}{E_C^L - E}, \\ C_a^R &= C_c^R \frac{2i\alpha^R \sin k_R}{E_v^R - E}. \end{aligned} \tag{14}$$

Система уравнений (13) сводится к системе из двух уравнений относительно C_c^L и C_a^R, условие разрешимости которой приводит к дополнительному дисперсионному уравнению

$$\left[\frac{E_C^L - E}{e^{2ik_L} - 1} + E_C^{int} - E\right] \times \left[E_V^{int} - E - \frac{E_V^R - E}{1 - e^{2ik_R}}\right] - \beta^2 = 0, \tag{15}$$

имеющему смысл граничных условий на интерфейсе, поскольку в него входят оба волновых вектора k_L и k_R.

Нас интересуют локализованные на интерфейсе состояния, ВФ которых экспоненциально затухают по обе стороны от гетерограницы вследствие мнимости волновых векторов k_L и k_R. Энергия таких состояний будет попадать в область запрещенной зоны гетероструктуры, которая на рис. 4 соответствует интервалу энергий $E_c^L < E < E_v^R$.

Вводя новые переменные

$$\begin{aligned} &k_L \to +i\mu_L, \quad k_R \to -i\mu_R, \\ &x = 1 - \exp(-2\mu_L), \quad y = 1 - \exp(-2\mu_R), \end{aligned} \tag{16}$$

уравнение (9) для левого и правого полупроводников, а также (15) можно преобразовать к виду

$$E_L = \frac{E_c^L + E_v^L}{2} \pm \frac{E_g^L}{2}\sqrt{1 - \left(\frac{4\alpha^L}{E_g^L}\right)^2 \frac{x^2}{1-x}}, \qquad E_R = \frac{E_c^R + E_v^R}{2} \pm \frac{E_g^R}{2}\sqrt{1 - \left(\frac{4\alpha^R}{E_g^R}\right)^2 \frac{y^2}{1-y}},$$

$$E = \frac{1}{2}\left[E_c^L + E_v^R - Q\left(\delta_c \frac{x}{1-x} - \delta_v \frac{y}{1-y}\right)\right] \pm \sqrt{\frac{1}{4}\left[E_c^L - E_v^R - Q\left(\delta_c \frac{x}{1-x} + \delta_v \frac{y}{1-y}\right)\right]^2 + \beta^2 \frac{xy}{(1-x)(1-y)}}. \tag{17}$$

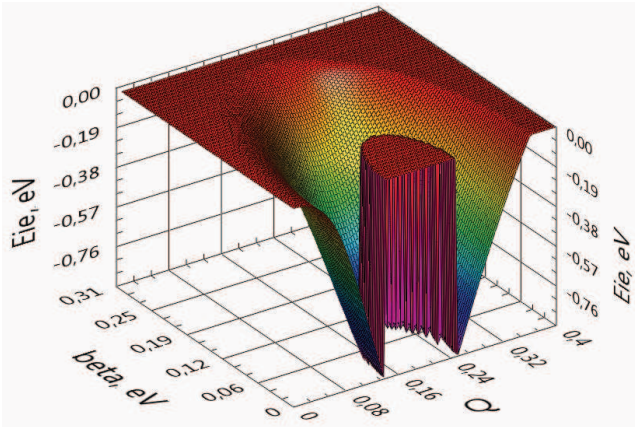

Рис. 5. Энергия интерфейсного состояния электронного типа Eie, отсчитанная от дна зоны проводимости ZnSe, в зависимости от величины сдвигов уровней энергии ближайших к интерфейсу атомов Q и интерфейсного резонансного интеграла β

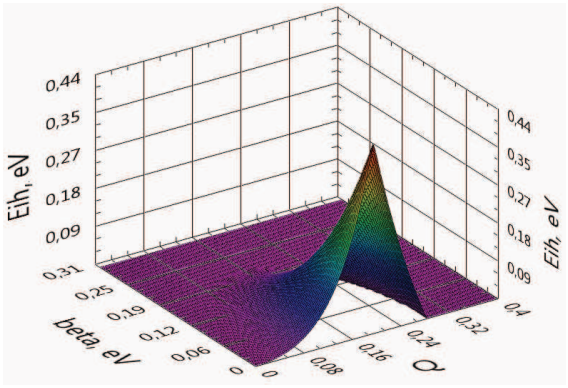

Рис. 6. Энергия интерфейсного состояния дырочного типа, отсчитанная от потолка валентной зоны BeTe, в зависимости от величины сдвигов уровней энергии ближайших к интерфейсу атомов Q и интерфейсного резонансного интеграла β

При переходе от (15) к (17) дополнительно сделана замена:

$$\begin{aligned} E_c^{int} &= {E_c}^L + Q\delta_c,\ \delta_c = E_c^R - {E_c}^L, \\ E_v^{int} &= {E_v}^R - Q\delta_v,\ \delta_v = {E_v}^R - E_v^L, \end{aligned} \tag{18}$$

где δ_c, δ_v — величины разрывов зон на гетеропереходе, Q — безразмерный параметр, отражающий меру возмущения уровней энергии ближних к интерфейсу катиона и аниона. Изменение $0 \le Q \le 1$ обеспечивает одновременное варьирование положения уровней в диапазонах $E_c^L \le E_c^{int} \le E_c^R$ и $E_v^L \le E_v^{int} \le E_v^R$.

Локализованные на интерфейсе состояния, энергия которых Eie попадает в верхнюю половину запрещенной зоны гетероструктуры $({E_c}^L + {E_v}^R)/2 < Eie < {E_c}^L$, будем называть ИС электронного типа. В уравнениях (17) таким состояниям соответствует выбор знаков «+, −, +». Для решения системы при заданных Q и β необходимо подобрать пару таких модифицированных волновых векторов x и y, при которых правые части всех трех уравнений системы будут равны одной и той же энергии Eie — энергии электронного ИС.

Рассчитанная зависимость Eie от Q и β представлена на рис. 5. Энергия Eie отсчитывается от уровня дна зоны проводимости левого полупроводника ZnSe. Область с нулевым значением энергии соответствует множеству значений Q, β для которых система (14) не имеет решений электронного типа, лежащих в верхней половине запрещенной зоны гетероструктуры.

Как было показано ранее, энергия фотонов, излученных при рекомбинации, ассоциированной с переходами через интерфейсные состояния, на 0.05–0.1 эВ меньше, чем при рекомбинации непрямого экситона. На рис. 5 видно, что характерные положения уровня Eie на 0.05–0.1 эВ ниже края зоны проводимости могут быть достигнуты при $\beta \approx 0.25$ эВ, что по порядку величины близко к величине объемного резонансного интеграла $\alpha \approx 0.5$ эВ, полученного из величин эффективных масс носителей. Соответствующие значения $Q \approx 0.2$ также представляются разумными, поскольку означают, что уровни ближайших к интерфейсу атомов сдви-

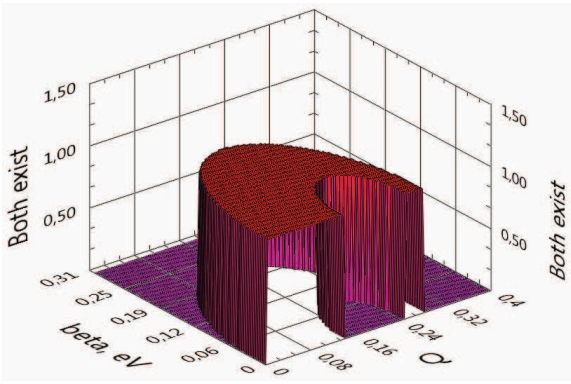

Рис. 7. Область значений Q и β, при которых одновременно существуют таммовские интерфейсные состояния электронного и дырочного типов

нуты примерно на 20% от величин разрывов зон на гетеропереходе, т. е. на 0.5 эВ и 0.2 эВ для зоны проводимости и валентной зоны соответственно.

В свою очередь, локализованные на интерфейсе состояния с энергией Eih, попадающей в нижнюю половину запрещенной зоны гетероструктуры $E_v^R < Eih < (E_c^L + E_v^L)/2$ будем назвать ИС дырочного типа. В системе (14) таким состояниям соответствует выбор знаков «−» во всех трех уравнениях. Рассчитанная зависимость Eih от параметров Q и β представлена на рис. 6. Энергия Eih отсчитывается от потолка валентной зоны правого полупроводника BeTe. Область с нулевым значением энергии соответствует множеству значений Q, β, для которых система (14) не имеет решений дырочного типа.

На рис. 7 представлена поверхность, у которой плоская область с единичным значением по вертикальной оси соответствует множеству значений Q и β, для которых система (17) допускает одновременное существование решений электронного и дырочного типов. На рис. 7 видно, что оба типа ИС могут существовать в широком диапазоне разумных значений Q и β.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

В нулевом магнитном поле пиковая интенсивность линии ФЛ, соответствующей рекомбинации через интерфейсные состояния, примерно в два раза превышает интенсивность линии непрямого экситонного перехода. С увеличением магнитного поля происходит перераспределение интенсивностей этих линий. В большом магнитном поле, превышающем 30 Тл, интенсивности обеих линий становятся сравнимыми, их ширины остаются такими же, как

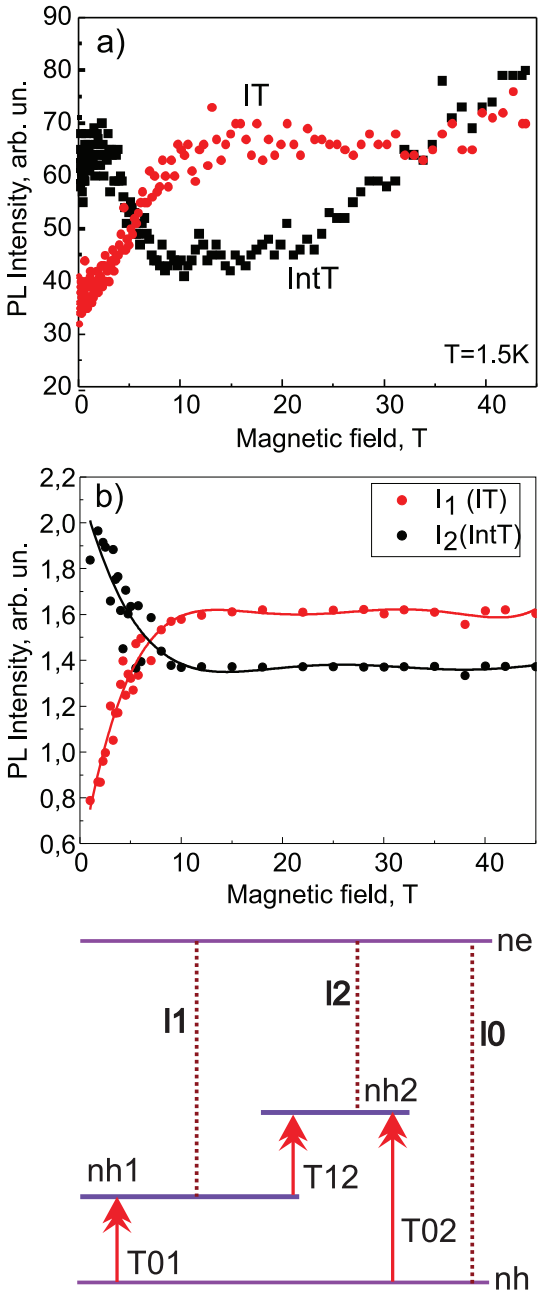

Рис. 8. *a* — Зависимость интенсивности линий ФЛ непрямых переходов (IT) и интерфейсных состояний (IntT) от магнитного поля. *b* — Расчет зависимости интенсивности ФЛ от магнитного поля. Нижняя панель — Схематическое изображение образования интерфейсного экситона

и в нулевом поле. В то же время суммарная интенсивность этих линий растет с увеличением поля (рис. 8).

В структуре ZnSe/BeTe интерфейс представляет собой монослой соединений ZnTe или BeSe. В реальной структуре из-за флуктуаций состава полно-

стью однородного слоя не получается. В результате на интерфейсе ZnTe получаем набор квантовых точек, локализующих дырки, окруженных барьерами ZnSe, BeTe и BeSe со всех сторон (рис. 2). Электроны при этом остаются в слое ZnSe. Спектр ФЛ такого ансамбля квантовых точек будет уширен в соответствии с распределение этих точек по размерам. То же относится и к интерфейсу BeSe.

Для пространственно-непрямых экситонов, когда дырка находится в слое BeTe, для дырок также будет получаться подобие квантовых точек, но открытых со стороны ZnSe. Электрон при этом остается в слое ZnSe. Из-за разброса этих точек по размерам линия ФЛ также будет неоднородно уширена.

Для непрямого экситона волновая функция дырки лучше перекрывается с волновой функцией электрона, так как в областях ZnSe электрон и дырка имеют структуру зон типа I. Боровский радиус такого экситона может оказаться несколько меньше, чем боровский радиус интерфейсного экситона, когда дырка «зажата» в квантовой точке ZnTe.

При фотовозбуждении с энергией ниже ширины запрещенной зоны BeTe электрон и дырка рождаются в слое ZnSe. Благодаря их кулоновскому взаимодействию дырка не может уйти в слой BeTe. В результате формируется прямой экситон. Образование непрямого экситона происходит непосредственно путем связывания электрона из слоя ZnSe с дыркой в слое BeTe. Образование интерфейсного экситона происходит двумя путями. Во-первых, в результате прямого захвата дырки в квантовую точку ZnTe, а во-вторых, при энергетической релаксации из слоя BeTe (рис. 8, нижняя панель).

В магнитном поле происходит локализация дырок в слое BeTe. В результате их захват в квантовые точки ZnTe через слой BeTe замедляется и остается только прямой захват в точку. При этом происходит перераспределение концентрации дырок между интерфейсными и непрямыми экситонами. Это приводит к перераспределению интенсивностей ФЛ интерфейсных и непрямых экситонов (рис. 8 *a*). В магнитных полях свыше 30 Тл интенсивности этих линий выравниваются. Характерное магнитное поле, в котором захват через BeTe «закрывается», составляет порядка 10 Тл. Это поле соответствует магнитной длине порядка 90 Å, что совпадает с боровским радиусом непрямого экситона.

Мы провели расчет интенсивностей ФЛ непрямых и интерфейсных переходов в зависимости от величины магнитного поля. В расчете интенсивностей ФЛ интерфейсных и непрямых экситонов использовалась обычная система кинетических уравнений, схематически показанная на нижней панели рис. 8. В условиях динамического равновесия

$$I_1 - T_{01} + T_{12} = 0,$$
$$I_2 - T_{02} - T_{12} = 0,$$
$$I_0 + I_1 + I_2 = G.$$

Здесь $T_{01} = \alpha n_h^0 (N_1 - n_h^1)$ — скорость захвата дырок из валентной зоны в яму BeTe, $T_{02} = \beta n_h^0 (N_2 - n_h^2)$ — скорость захвата дырок из валентной зоны в ИС, $T_{12} = \gamma n_h^1 (N_2 - n_h^2)$ — скорость захвата дырок из ямы BeTe на интерфейс, $I_1 = A n_h^1 n_e^0$ — интенсивность излучения для непрямого перехода, $I_2 = B n_h^2 n_e^0$ — интенсивность излучения для интерфейсного перехода, $I_0 = C n_e^0 n_h^i$ — интенсивность излучения для прямого перехода. Величины n_h^0, n_h^1, n_h^2 обозначают число дырок в валентной зоне, в яме BeTe и на интерфейсных уровнях соответственно; N_1, N_2 — число состояний в яме BeTe и интерфейсных состояний соответственно (мы предполагаем, что $N_1, N_2 \gg n_e^0, n_h^i$); α, β, γ — вероятности захвата дырок из валнтной зоны в яму BeTe, из зоны в ИС и из ямы BeTe в ИС. A, B представляют вероятности излучательной рекомбинации через непрямой переход и через ИС.

Результат расчета зависимости интенсивности ФЛ от магнитного поля представлен на рис. 8 *b*. Мы использовали следующие параметры: $\alpha = 1.75$, $\beta = 1.5$, $\gamma = 0.123 \cdot e^{-H/2}$ (H — напряженность магнитного поля).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследованы спектры фотолюминесценции в магнитных полях до 45 Тл в области прямых и непрямых межзонных оптических переходов в структурах с квантовыми ямами ZnSe/BeTe типа II, не имеющих общих атомов, на интерфейсах. В спектрах в области непрямых переходов наблюдались состояния носителей, локализованных на интерфейсах. Энергии этих переходов ниже энергии непрямых экситонов на величину порядка 70 мэВ. Построена теория состояний, локализованных на интерфейсах. Показано, что такие состояния существуют в исследованных структурах и вычислены их энергии локализации.

Измерены константы диамагнитного сдвига и g-факторы экситонов, что позволило определить боровский радиус этих состояний. Обнаружено, что в поле около 10 Тл происходит перераспределение интенсивности ФЛ от ИС к непрямым экситонам

с дальнейшим выравниванием их интенсивностей в больших полях. Поле 10 Тл соответствует магнитной длине примерно 9 нм, что совпадает с радиусом непрямого экситона.

Построена модель, описывающая перераспределение интенсивности ФЛ в магнитном поле.

Благодарности. Авторы выражают особую благодарность С. А. Крукеру (S. A. Crooker) и Д. Р. Яковлеву за проведение эксперимента в сильных магнитных полях и предоставление данных.

Финансирование. Работа ДДБ, ТЭЗ, ЛВК поддержана Российским научным фондом (грант №25-22-20074) и Санкт-Петербургским научным фондом в соответствии с договором № 25-22-20074 от 05 июня 2025 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. I. Tamm, Phys. Zs. Sowjetunion **1**, 733 (1932).

2. H. M. James, Phys. Rev. **76**, 1611 (1949).

3. А. А. Горбацевич, И. В. Токатлы, Письма в ЖЭТФ **67**, 393 (1998).

4. M. O. Nestoklon, Int. J. Nanosci. **2**, 411 (2003).

5. H. Kroemer, C. Nguyen, and B. Brar. J. Vac. Sci. Technol. B **10**, 1769 (1992).

6. А. С. Гуревич, В. П. Кочерешко, А. В. Платонов, А. Ваар, Д. Р. Яковлев, Г. Ландвер, ФТТ **46**, 759 (2004).

7. A. V. Platonov, V. P. Kochereshko, E. L. Ivchenko, G. V. Mikhailov, D. R. Yakovlev, M. Keim, W. Ossau, A. Waag, and G. Landwehr, Phys. Rev. Lett. **83**, 3546 (1999).

8. F. Bernardini, M. Peressi, and V. Fiorentini, Phys. Rev. B **62**, 16302 (2000).

9. D. Segev and S. Wei, Phys. Rev. B **68**, 165336 (2003).

10. А. С. Гуревич, В. П. Кочерешко, А. В. Платонов, Б. А. Зякин, А. Ваар, Г. Ландвер, ФТТ **47**, 1886 (2005).

11. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика. Нерелятивистская теория*, Наука, Москва (1989).

12. G. V. Astakhov, D. R. Yakovlev, V .P. Kochereshko, W. Ossau, W. Faschinger, J. Puls, F. Henneberger, S. A. Crooker, Q. McCulloch, D. Wolverson, N. A. Gippius, and A. Waag, Phys. Rev. B **65**, 165335 (2002).

13. L. Kotova and V. Kochereshko, J. Lumin. **270**, 120551 (2024).

14. J. D. Levine and S. G. Davison, Phys. Rev. B **174**, 911 (1968).

15. H. J. Lozykowski and V. K. Shastri, J. Appl. Phys. **69**, 3235 (1991).

16. M. Nagelstraßer, H. Dröge, H.-P. Steinrück, F. Fischer, T. Litz, A. Waag, G. Landwehr, A. Fleszar, and W. Hanke. Phys. Rev. B **58**, 10394 (1998).

17. A. S. Gurevich, V. P. Kochereshko et al., Proc. SPIE **6321**, 632109 (2006).