

Полупроводниковые гетероструктуры первого рода с непрямой зоной проводимости

© Т.С. Шамирзаев[†]

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

(Получена 20 мая 2010 г. Принята к печати 2 июня 2010 г.)

Несмотря на огромное количество публикаций, посвященных изучению полупроводниковых гетероструктур, до последнего времени слабо изученными остаются полупроводниковые гетероструктуры I рода с основным электронным состоянием, принадлежащим непрямым (X и L) минимумам зоны проводимости. В работе обсуждается возможность создания полупроводниковых гетероструктур I рода с электронными состояниями, принадлежащими непрямым минимумам зоны проводимости на основе полупроводниковых соединений A III–B V.

1. Введение

Развитие эпитаксиальных технологий роста привело к созданию низкоразмерных полупроводниковых гетероструктур: квантовых ям (КЯ), сверхрешеток (СР), квантовых точек (КТ) — объектов с новыми, не существующими в природе, электронными и оптическими свойствами, использование которых не только открыло широкие возможности для создания многочисленных полупроводниковых приборов, но и позволило проводить исследования физических явлений фундаментального характера [1–4]. Так, например, в низкоразмерных гетероструктурах процессы энергетической, спиновой релаксации и рекомбинации электронных возбуждений происходят иначе, чем в объемных полупроводниках [3].

Причины изменения поведения электронных возбуждений в полупроводниковых гетероструктурах можно разделить на: 1) общие для всех гетероструктур одинаковой размерности (например, появление дискретного спектра энергетических уровней электронов и дырок в КТ радикально изменяет процесс энергетической релаксации носителей заряда из-за ограничений на неупругое рассеяние, которые отсутствуют в структурах более высокой размерности [3,4]) и 2) связанные с особенностями энергетического спектра, реализующегося в конкретном типе гетероструктур (например, пространственное разделение электронов и дырок между различными слоями в гетероструктурах второго рода [2]).

К настоящему времени огромное число работ было посвящено изучению: 1) полупроводниковых гетероструктур второго рода, в которых электроны и дырки разделяются в реальном пространстве между слоями различных полупроводников с основным состоянием электрона, принадлежащим: a) непрямому (X или L) минимуму зоны проводимости (таких как, например, СР GaAs/AlAs [2,5], КТ Ge/Si [4,5]) или b) прямому Γ -минимуму зоны проводимости (например, КЯ GaAs/GaSb [6,7] и InSb/InAs [8]); 2) полупроводниковых гетероструктур первого рода, в которых оба носителя заряда (и электрон, и дырка)

локализованы в одном из составляющих структуру слоев полупроводников, с основным состоянием электрона, принадлежащим Γ -минимуму зоны проводимости (например, КЯ GaAs/AlGaAs [2] и КТ InAs/GaAs [2,4]). Удивительно, но в литературе практически отсутствуют публикации, посвященные получению и изучению еще одного возможного типа полупроводниковых гетероструктур: первого рода с основным состоянием электрона, принадлежащим непрямому (X или L) минимуму зоны проводимости. Свойства низкоразмерных непрямозонных полупроводников, в основном Ge и Si, изучались только в диэлектрических матрицах, таких, как, например, SiO₂ или Si₃N₄ [9]. Только в последнее время было показано, что непрямозонные полупроводниковые гетероструктуры первого рода могут реализовываться в системах InSb/GaSb [10], GaSb/AlSb [11] и InAs/AlAs [12–14].

В данной работе обсуждается возможность создания полупроводниковых гетероструктур первого рода с основным состоянием электрона, принадлежащим непрямому минимуму зоны проводимости на основе бинарных полупроводниковых соединений A III–B V. Для выявления таких гетероструктур рассчитывалась зонная диаграмма модельной гетероструктуры — тонкой псевдоморфной КЯ с резкими гетерограницами из различных пар соединений A III–B V: арсенидов, фосфидов и антимонидов с кубической симметрией элементарной ячейки (решетка сфалерита). В расчетах учитывались энергетические положения дна Γ -, X - и L -минимумов зоны проводимости. Отметим, что предложенная модельная структура в принципе годится и для грубой оценки вида зонного спектра в самоорганизующихся КТ, получаемых эпитаксиальными методами по механизму Странского–Крастанова, поскольку форма этих КТ такова, что основной вклад в размерное квантование электронов вносит пространственное ограничение вдоль одной координаты — направления роста [2].

2. Детали расчетов

При построении энергетического спектра КЯ учитывались напряжения слоев, связанные с различием посто-

[†] E-mail: timur@thermo.isp.nsc.ru

Параметры бинарных соединений А III–В V

Параметры	InAs	GaAs	AlAs	InSb	GaSb	AlSb	InP	GaP	AlP
α (Å)	6.0583 ^b	5.6532 ^b	5.6611 ^b	6.4794 ^b	6.0959 ^b	6.1355 ^b	5.8697 ^b	5.4505 ^b	5.4672 ^b
c_{11} (Мбар)	0.833 ^a	1.223 ^a	1.250 ^a	0.659 ^a	0.908 ^a	0.877 ^a	1.022 ^a	1.439 ^a	1.320 ^a
c_{12} (Мбар)	0.453 ^a	0.571 ^a	0.534 ^a	0.356 ^a	0.413 ^a	0.434 ^a	0.576 ^a	0.652 ^a	0.630 ^a
b (эВ)	-1.8 ^a	-1.7 ^a	-2.3 ^b	-2.1 ^a	-2.0 ^a	-1.4 ^a	-1.6 ^a	-1.5 ^a	-1.5 ^b
Δ_0 (эВ)	0.38 ^a	0.34 ^{a,b}	0.28 ^{a,b}	0.81 ^a	0.82 ^a	0.65 ^a	0.11 ^a	0.08 ^a	0.07 ^b
E_2 (эВ)	3.7 ^c	6.5 ^c	6.11 ^c	4.53 ^c	6.46 ^c	6.0 ^c	3.3 ^c	6.5 ^c	6.75 ^c
a_v^{Γ} (эВ)	-5.66 ^d	-8.15 ^d	-8.93 ^d	-6.35 ^d	-8.01 ^d	-8.85 ^d	-5.93 ^d	-8.83 ^d	-9.52 ^d
a_v^X (эВ)	0.92 ^d	1.05 ^d	1.01 ^d	1.10 ^d	1.12 ^d	1.18 ^d	1.00 ^d	1.27 ^d	1.34 ^d
a_v^L (эВ)	-2.89 ^d	-3.70 ^d	-4.60 ^d	-2.51 ^d	-3.06 ^d	-3.64 ^d	-3.00 ^d	-3.83 ^d	-4.38 ^d
E_{Γ} (эВ)	0.417 ^b	1.519 ^b	3.099 ^b	0.235 ^b	0.812 ^b	2.386 ^b	1.4236 ^j	2.886 ^{b,j}	3.62 ^b
E_X (эВ)	1.58 ⁱ	1.981 ^b	2.228 ^f	1.07 ^j	1.141 ^b	1.696 ^b	2.19 ^j	2.35 ^b	2.52 ^b
E_L (эВ)	1.33 ⁱ	1.815 ^b	2.46 ^b	0.74 ^j	0.875 ^b	2.329 ^b	1.93 ^j	2.72 ^b	3.57 ^b
Потолок валентной зоны	-0.59 ^b	-0.9 ^b	-1.33 ^b	0 ^b	-0.03 ^b	-0.41 ^b	-0.94 ^b	-1.27 ^b	-1.74 ^b

Примечание: ^a [15], ^b [19], ^c [18], ^d [17], ^f [20], ^g [21], ⁱ [13], ^j [22].

янных решеток пары полупроводниковых соединений. Эти напряжения проявляются как изменение положения краев зон исходных полупроводников из-за изменения объема элементарной ячейки под действием гидростатической компоненты напряжения, расщепления вырожденных состояний валентной зоны и непрямых минимумов зоны проводимости под действием биаксиальной компоненты напряжения, изменения величины разрыва валентных зон [15]. Для структур, содержащих КЯ с резкими гетерограницами, напряжения локализованы в слое узкозонного полупроводника. Связанные с напряжением расщепления и изменения относительного положения краев зон могут быть рассчитаны в рамках макроскопической теории упругости [15,16]. Для псевдоморфно-напряженного слоя компоненты тензора напряжения, параллельные ϵ_{\parallel} и перпендикулярные ϵ_{\perp} плоскости гетерограницы, можно записать в следующем виде [15]:

$$\begin{aligned} \epsilon_{\parallel} &= a_{\parallel}/a_{\text{QW}} - 1, & \epsilon_{\perp} &= a_{\perp}/a_{\text{QW}} - 1, \\ a_{\perp} &= a_{\text{QW}}[1 - 2(c_{12}/c_{11})\epsilon_{\parallel}], \end{aligned} \quad (1)$$

где a_{\parallel} и a_{\perp} — постоянные решетки напряженного слоя узкозонного полупроводника (КЯ) в направлении, параллельном и перпендикулярном плоскости гетерограницы соответственно; постоянная решетки широкозонного полупроводника (барьера) совпадает с a_{\parallel} ; a_{QW} — постоянная решетки ненапряженного узкозонного полупроводника; c_{12} и c_{11} — упругие постоянные узкозонного полупроводника. Выберем систему декартовых координат, направив ось z перпендикулярно слою КЯ, и будем считать, что это направление совпадает с кристаллографическим направлением (001) в кубическом кристалле. В этом случае компоненты тензора напряжения будут записываться в виде $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_{\parallel}$ и $\epsilon_{zz} = \epsilon_{\perp}$. Изменение объема элементарной ячейки

из-за гидростатической компоненты напряжения можно записать как $\Delta\Omega/\Omega = \text{Tr}(\epsilon) = \epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz}$, а биаксиальная компонента напряжения записывается как $I = \epsilon_{zz} - \epsilon_{xx}$. Как показано в работе [17], изменения ширины прямых и непрямых запрещенных зон связаны с изменением объема элементарной ячейки выражением $E_g = E_{g0} + a_v\Delta\Omega/\Omega$, где E_{g0} — ширина запрещенной зоны ненапряженного полупроводника, a_v — „абсолютный“ деформационный потенциал, описывающий изменение ширины запрещенной зоны. В ненапряженных полупроводниках А III–В V с кристаллической решеткой, обладающей симметрией сфалерита, X -минимум зоны проводимости анизотропен по направлениям X_z , X_x и X_y , а электронные состояния вблизи его дна трехкратно вырождены. Биаксиальное сжатие слоя приводит к снятию вырождения, расщепляя трехкратно вырожденные состояния X -минимума на состояние X_z и двукратно вырожденное состояние X_{xy} . Направление изменения энергии расщепившихся электронных состояний относительно энергетического положения X минимума зоны проводимости в ненапряженном слое определяется знаком напряжения [18]:

$$\Delta E_{xy} = 2E_2I/3 \text{ и } \Delta E_z = -E_2I/3, \quad (2)$$

где E_2 — деформационный потенциал X точки зоны Бриллюэна [18]. L -минимум зоны проводимости также анизотропен и четырехкратно вырожден. Этот минимум зоны проводимости расщепляется при приложении напряжения в направлении (111). Однако в данной работе мы будем рассматривать только такие структуры, в которых напряжение приложено в направлении (001) и поэтому не оказывает влияния на энергетическое положение состояний L -минимума [15]. Для расчетов использовались параметры бинарных полупроводниковых соединений А III–В V, приведенные в таблице.

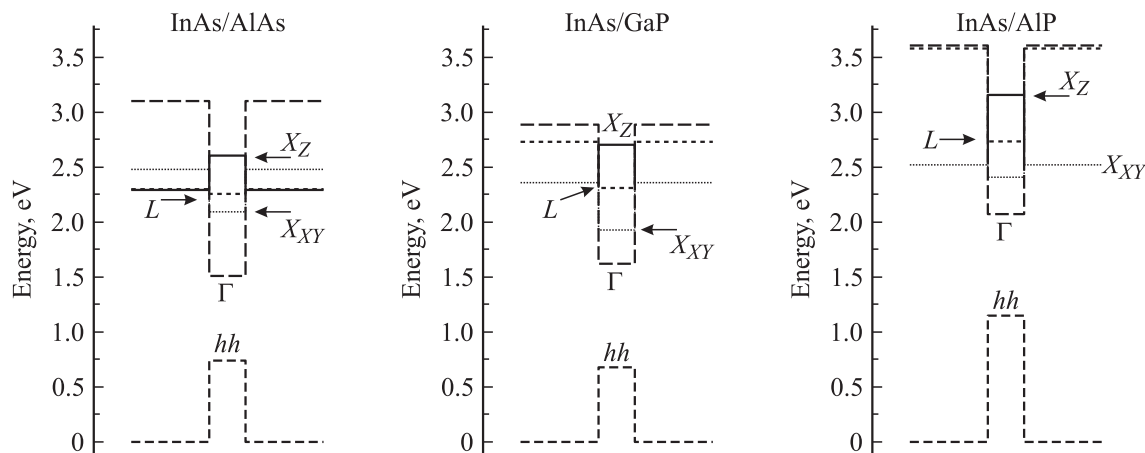


Рис. 1. Зонные диаграммы InAs КЯ в матрицах AlAs, GaP, AlP без учета эффекта размерного квантования.

3. Результаты расчетов

Поскольку нас интересуют непрямозонные гетероструктуры первого рода, мы (1) будем рассматривать узкозонные полупроводники в широкозонных матрицах, (2) исключим из анализа хорошо изученные в литературе гетероструктуры с другими видами энергетического спектра. Кроме того, анализ энергетического положения потолка валентных зон позволяет выявить гетероструктуры второго рода, такие как InP в AlSb, GaP в AlAs, InAs в AlSb и т.п. Зонные диаграммы для таких гетероструктур приводиться не будут.

3.1. Гетероструктуры на основе InAs

Гетероструктуры на основе узкозонного полупроводника InAs хорошо изучены и широко используются для создания КЯ и КТ в различных матрицах [2,23–28]. В матрицах GaAs и InP реализуются прямозонные гетероструктуры первого рода [2,23], а в матрицах AlSb [24,25], InSb [26] и GaSb [27,28] — прямозонные гетероструктуры второго рода. Результаты расчета зонных диаграмм псевдоморфной InAs КЯ в остальных широкозонных матрицах AlAs, GaP и AlP приведены на рис. 1.

Из рисунка видно, что для InAs КЯ во всех трех матрицах имеют место зонные диаграммы первого рода со следующей последовательностью энергетических состояний дна Γ -, X - и L -долин зоны проводимости в InAs КЯ: нижнее состояние принадлежит Γ -долине, далее по мере возрастания энергии идут состояния X - и L -долин. На первый взгляд кажется, что во всех AlAs, GaP и AlP матрицах InAs реализует прямозонные гетероструктуры первого рода. Однако мы должны принять во внимание размерное квантование, которое в различной степени сдвигает энергетические уровни электронов, принадлежащих различным минимумам зоны проводимости. В наших предыдущих работах показано, что учет размерного квантования электронов приводит к реализации энергетической структуры первого рода с основным электрон-

ным состоянием, принадлежащим X -минимуму зоны проводимости InAs в InAs/AlAs КЯ [12] и InAs/AlAs КТ малых размеров [13,14]. Действительно, эффективная масса электронов в Γ -минимуме зоны проводимости InAs на порядок величины меньше, чем эффективная масса электронов в X -минимуме зоны проводимости. По мере уменьшения толщины слоя InAs размерное квантование увеличивает энергию электронных состояний в Γ -минимуме зоны проводимости быстрее, чем в X -минимуме, что приводит при определенных толщинах КЯ к пересечению состояний Γ - и X -минимума зоны проводимости и к реализации непрямозонной энергетической структуры, как это было показано нами в работе [14]. Таким образом, разумно ожидать, что учет размерного квантования позволит реализовать непрямозонные гетероструктуры первого рода для гетеропар InAs/GaP и InAs/AlP.

3.2. Гетероструктуры на основе InSb

InSb является самым узкозонным из рассматриваемых в работе соединений, поэтому необходимо рассматривать зонные диаграммы КЯ InSb во всех возможных матрицах. Для псевдоморфных КЯ InSb/InAs и InSb/InP наши расчеты дают зонную структуру второго рода. Для пары InSb/InP рассчитанная зонная структура хорошо согласуется с экспериментальными данными из работы [29], авторы которой наблюдали для КТ InSb в матрице InP не прямые в реальном пространстве оптические переходы между состояниями дырок и электронов в Γ точке зоны Бриллюэна.

Результаты расчета зонных диаграмм псевдоморфной InSb КЯ в матрицах GaAs, AlAs, AlP, GaP, GaSb и AlSb приведены на рис. 2. Из рисунка видно, что для КЯ InSb в матрицах GaP, AlP и AlAs даже без учета эффекта размерного квантования однозначно реализуется зонная структура первого рода с основным электронным состоянием, принадлежащим X -минимуму зоны проводимости. В GaAs-матрице дно X -минимума зоны проводимости КЯ лежит несколько ниже, чем дно зоны проводимости

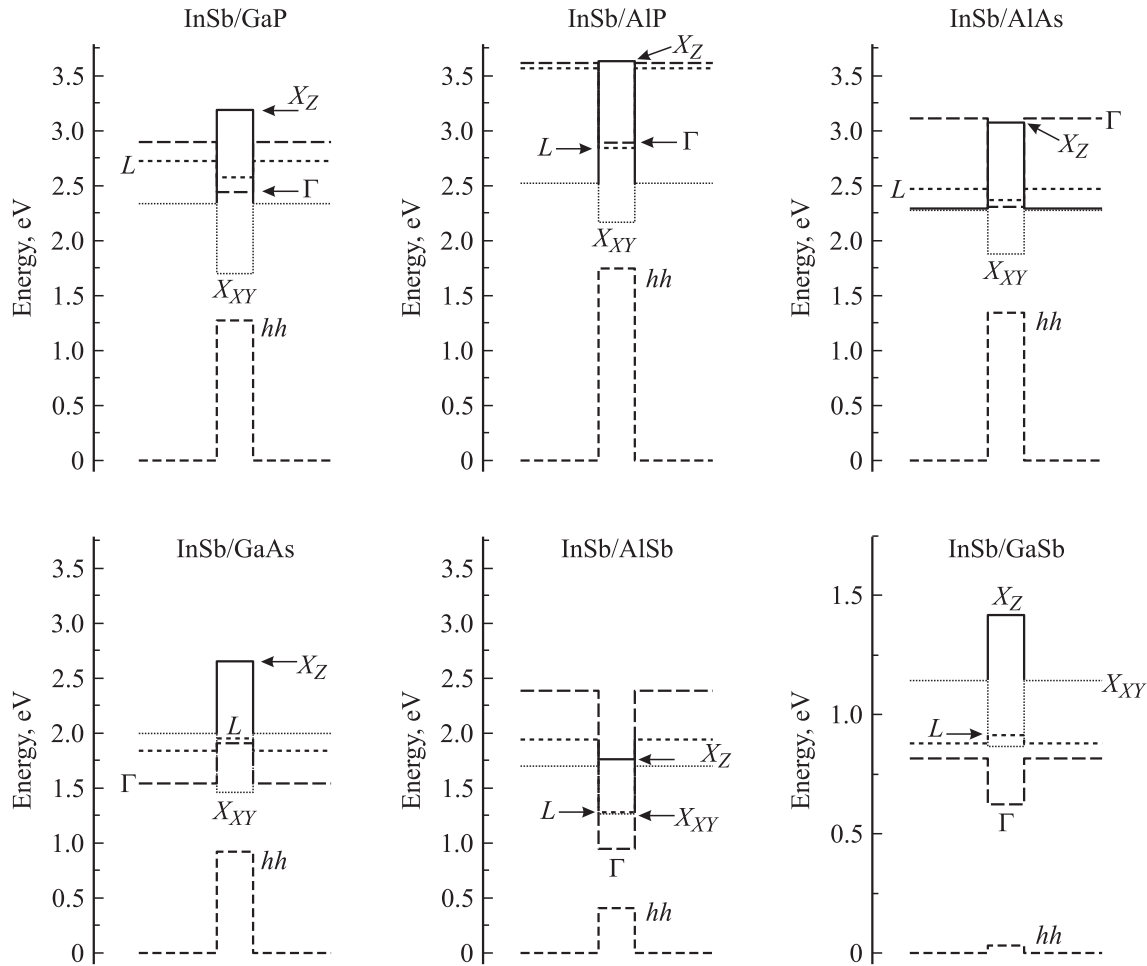


Рис. 2. Зонные диаграммы InSb КЯ в матрицах GaP, AlP, GaAs, AlAs, GaSb, AlSb без учета эффекта размерного квантования.

сти матрицы. Однако увеличение энергии электронных X -состояний из-за размерного квантования приведет к реализации в этой системе энергетической структуры второго рода, подобно тому как это наблюдается для КЯ и СР GaAs/AlAs [5]. И действительно, авторы работы [30] экспериментально показали, что КТ InSb/GaAs имеют энергетическую структуру второго рода.

Размерное квантование электронов необходимо учитывать и для однозначного определения природы нижнего электронного состояния в КЯ InSb/AlSb. Можно ожидать, что с уменьшением размера КЯ более быстрое возрастание энергии электронных состояний в Γ -минимуме зоны проводимости приведет к образованию гетероструктуры первого рода с основным электронным состоянием, принадлежащим X - или L -минимуму зоны проводимости InSb.

И наконец, InSb/GaSb КЯ является прямозонной структурой первого рода. Необходимо отметить, что в последней системе непрямозонная гетероструктура первого рода может быть получена при росте КЯ на подложках ориентации (111). Как показано в работе [10], в этом случае биаксиальная компонента напряжения приведет к расщеплению и смещению электронных состояний

L -минимума зоны проводимости InSb, так что нижним энергетическим состоянием в зоне проводимости псевдоморфной КЯ становятся состояния L -минимума.

3.3. Гетероструктуры на основе GaSb

Среди всех возможных гетероструктур на основе GaSb КЯ только четыре, в матрицах GaP, AlP, AlAs и AlSb, приведенные на рис. 3, представляют интерес для целей нашего исследования. В матрицах GaP, AlP и AlAs для КЯ GaSb однозначно реализуется зонная структура первого рода с основным электронным состоянием, принадлежащим X -минимуму зоны проводимости. Для КЯ GaSb в матрице AlSb для однозначного определения природы нижнего электронного состояния необходимо учитывать размерное квантование. В зависимости от ширины ямы мы можем ожидать реализацию как прямозонной, так и непрямозонной гетероструктуры. В хорошем соответствии с нашими соображениями в работе [11] было показано, что при изменении ширины КЯ действительно имеет место переход нижнего электронного состояния из Γ - в L -минимум зоны проводимости GaSb.

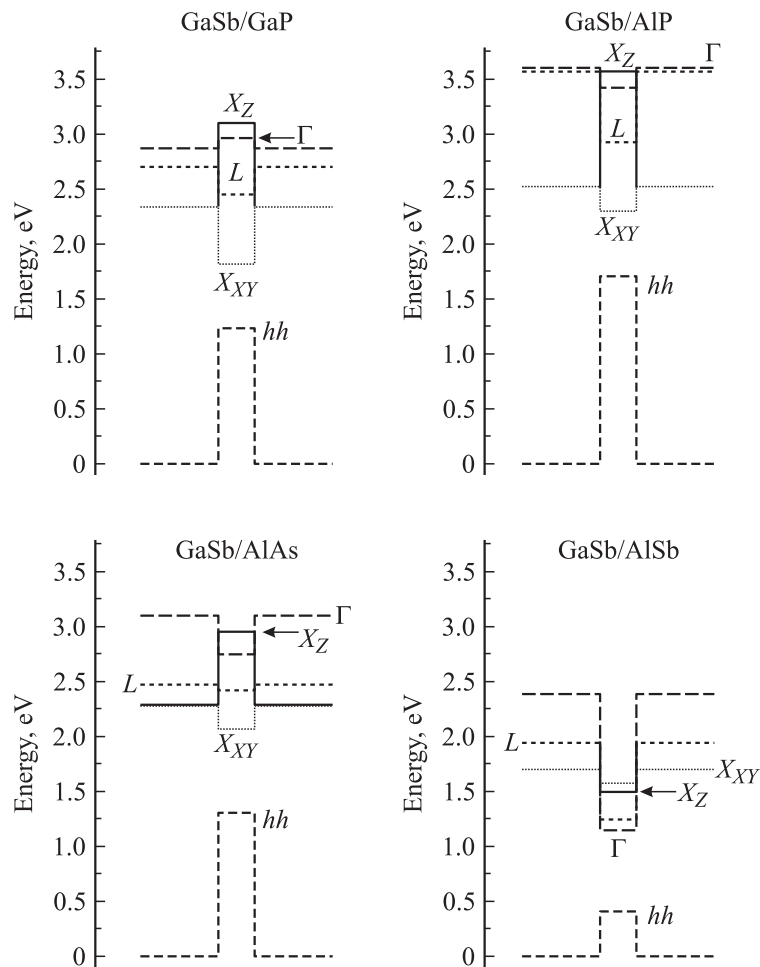


Рис. 3. Зонные диаграммы GaSb КЯ в матрицах GaP, AlP, AlSb, AlAs без учета эффекта размерного квантования.

3.4. Гетероструктуры на основе InP

В соответствии с положением потолка валентной зоны InP только три возможные комбинации могли бы в принципе привести к непрямозонной энергетической структуре первого рода — псевдоморфная КЯ InP в матрицах GaP, AlP и AlAs. Однако расчеты сразу же показывают, что в матрицах AlP и AlAs для КЯ InP реализуется энергетическая структура второго рода.

Результат расчета зонной диаграммы InP КЯ в матрице GaP приведен на рис. 4. Видно, что для однозначного определения природы нижнего электронного состояния необходимо учитывать размерное квантование. В работе [31] было экспериментально показано, что КТ InP/GaP имеют энергетическую структуру первого рода, с состоянием электрона, принадлежащим прямому Γ -минимуму зоны проводимости.

4. Обсуждение и выводы

Итак, расчеты зонных диаграмм псевдоморфно-напряженных КЯ на основе соединений А III–В V показывают, что формирование непрямозонных структур

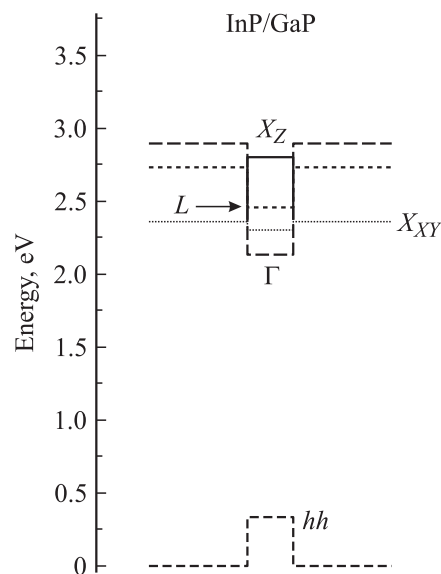


Рис. 4. Зонная диаграмма InP КЯ в матрице GaP без учета эффекта размерного квантования.

первого рода является, скорее, правилом, чем исключением. Тем не менее к настоящему времени опубликовано счетное число экспериментальных работ с описанием такого рода структур [10–14]. На наш взгляд, одной из причин такого положения дел является „экзотичность“ большей части из рассчитанных нами структур. Действительно, в первую очередь для получения описанных выше гетероструктур необходимы подложки, согласованные по параметру решетки с материалом матрицы. В настоящее время для эпитаксиального роста наиболее широко используются подложки GaAs и почти все описанные непрямозонные гетероструктуры первого рода были получены либо в матрице AlAs (как в случае КЯ и КТ InAs/AlAs), идеально согласованной с GaAs по параметру решетки, либо с использованием специального буферного слоя, согласующего параметр решетки GaAs с параметром решетки матрицы (как в случае КЯ GaSb/AlSb). Подложки GaP, GaSb используются гораздо реже, чем GaAs, и, наконец, нам неизвестны подложки, согласованные по параметру решетки с AlSb и AlP.

Что касается возможного использования полупроводниковых гетероструктур первого рода с непрямою зоной проводимости, то они могут быть удобными объектами для анализа физических процессов, изучение которых в других типах гетероструктур затруднено. Характерным примером такого процесса является спиновая релаксация экситонов в КТ. В теоретических работах [32,33] было показано, что сильная локализация носителей заряда в КТ приводит к подавлению механизмов, определяющих переворот спина электронов в зоне проводимости, таких как механизмы Эллиота–Яфета и Дьяконова–Переля. Согласно расчетам, характерные времена спиновой релаксации носителей заряда и экситонов в КТ при низких температурах и в слабых магнитных полях лежат в миллисекундном диапазоне времен [32]. Время жизни экситона в КТ ограничено временем его рекомбинации. В хорошо изученных прямозонных полупроводниковых КТ первого рода характерные времена рекомбинации экситона лежат в наносекундном диапазоне [2]. Поэтому подавление основных механизмов спиновой релаксации в КТ приводит к тому, что время жизни спиновых состояний экситонов становится заметно больше, чем время жизни экситона в прямозонной КТ [34,35]. Таким образом, для экспериментального изучения спиновой релаксации экситонов в КТ требуются полупроводниковые гетероструктуры, обеспечивающие длительное время жизни экситона, сравнимое и большее, чем время жизни его спинового состояния. Этому критерию как раз и соответствуют полупроводниковые КТ первого рода с основным состоянием электрона, принадлежащим непрямому минимуму зоны проводимости. В таких структурах разность квазиимпульсов электрона и дырки существенно превышает величину импульса фотона, испускаемого при рекомбинации экситона, построенного из этих носителей заряда, поэтому требование на выполнение закона сохранения квазиимпульса при рекомбинации приводит к временам жизни экситонов, лежащим в миллисекундном диапазоне [36]. На первый

взгляд, этому же условию удовлетворяют и гетероструктуры второго рода с непрямозонными КТ, в которых время жизни экситонов может быть даже больше, чем в аналогичных структурах первого рода, за счет пространственного разделения электрона и дырки. Однако в гетероструктурах второго рода одна из образующих экситон квазичастиц находится в зоне матрицы с непрерывной плотностью состояний, поэтому для экситонов в таких КТ нет жестких ограничений на подавление рассеяния, приводящих к длительному времени жизни спина экситонных состояний.

Таким образом, в работе обсуждена возможность создания гетероструктур первого рода с основным состоянием электрона, принадлежащим непрямому минимуму зоны проводимости. Показано, что формирование гетероструктур с такой зонной диаграммой типично для бинарных полупроводниковых соединений А III–В V. Рассмотрен вариант возможного использования КТ первого рода с непрямою структурой зоны проводимости.

Работа поддержана РФФИ (проект № 10-02-00240) и программой фундаментальных исследований президиума РАН (проект № 27).

Список литературы

- [1] Ж.И. Алфёров. УФН **172**, 1068 (2002).
- [2] R. Tsu. *Superlattice to Nanoelectronics* (Amsterdam, Elsevier, 2005).
- [3] D. Bimberg, M Grundmann, N.N. Ledentsov. *Quantum Dot Heterostructures* (N. Y., Wiley, 1999).
- [4] A.D. Yoffe. *Adv. Phys.*, **50**, 1 (2001).
- [5] H.W. van Kesteren, E.C. Cosman, P. Dawson, K.J. Moore, C.T. Foxon. *Phys. Rev. B*, **39**, 13 426 (1989).
- [6] K. Suzuki, R.A. Hogg, Y. Arakawa. *J. Appl. Phys.*, **85**, 8349 (1999).
- [7] F. Hatami, M. Grundmann, N.N. Ledentsov, F. Heinrichsdorff, R. Heitz, J. Bohrer, D. Bimberg, S.S. Ruvimov, P. Werner, V.M. Ustinov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. *Phys. Rev. B*, **57**, 4635 (1998).
- [8] G.H. Yeap, S.I. Rybchenko, I.E. Itskevich, S.K. Haywood. *Phys. Rev. B*, **79**, 075 305 (2009).
- [9] D. Kovalev, M. Ben Chorin, J. Diener, F. Koch, A.L. Efros, M. Rosen, N.A. Gippius, S.G. Tikhodeev. *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 1585 (1995).
- [10] S.I. Rybchenko, R. Gupta, K.T. Lai, I.E. Itskevich, S.K. Haywood, V. Tasco, N. Deguffroy, A.N. Baranov, E. Tournié. *Phys. Rev. B*, **76**, 193 309 (2007).
- [11] T. Wang, F. Kieseling, A. Forchel. *Phys. Rev. B*, **58**, 3594 (1998).
- [12] T.S. Shamirzaev, A.M. Gilinsky, A.K. Kalagin, A.V. Nenashev, K.S. Zhuravlev. *Phys. Rev. B*, **76**, 155 309 (2007).
- [13] T.S. Shamirzaev, A.V. Nenashev, A.K. Gutakovskii, A.K. Kalagin, K.S. Zhuravlev, M. Larsson, P.O. Holtz. *Phys. Rev. B*, **78**, 085 323 (2008).
- [14] T.S. Shamirzaev, A.V. Nenashev, K.S. Zhuravlev. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 213 101 (2008).
- [15] C.G. Van de Walle. *Phys. Rev. B*, **39**, 1871 (1989).
- [16] A. Stroppa, M. Peressi. *Phys. Rev. B*, **71**, 205 303 (2005).
- [17] S.H. Wei, A. Zunger. *Phys. Rev. B*, **60**, 5404 (1999).

- [18] M.C. Muñoz, G. Armelles. Phys. Rev. B, **48**, 2839 (1993).
- [19] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan. J. Appl. Phys., **89**, 5815 (2001).
- [20] *Semiconductor Optics and Transport Phenomena*, ed. by W. Schafer, M. Wegener (Berlin; Springer 2002).
- [21] T.B. Boykin. Phys. Rev. B, **56**, 9613 (1997).
- [22] *New Semiconductor Materials. Characteristics and Properties* <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/InSb/bandstr.html>
- [23] H. Pettersson, R.J. Warburton, J.P. Kotthaus, N. Carlsson, W. Seifert, M.-E. Pistol, L. Samuelson. Phys. Rev. B, **60**, R11 289 (1999).
- [24] M. Yano, M. Okuizumi, Y. Iwai, M. Inoue. J. Appl. Phys., **74**, 7472 (1993).
- [25] E.L. Ivchenko, M.O. Nestoklon. Phys. Rev. B, **70**, 235 332 (2004).
- [26] L. He, G. Bester, A. Zunger. Phys. Rev. Lett., **94**, 016 801 (2005).
- [27] J.M. Rorison. Phys. Rev. B, **48**, 4643 (1993).
- [28] R. Magri, A. Zunger. Phys. Rev. B, **65**, 165 302 (2002).
- [29] J.A. Prieto, G. Armelles, T. Utzmeier, F. Briones, J.C. Ferrer, F. Peiró, A. Cornet, J.R. Morante. Phys. Rev. Lett., **80**, 1094 (1998).
- [30] E.R. Glaser, B.R. Bennett, B.V. Shanabrook, R. Magno. Appl. Phys. Lett., **68**, 3614 (1996).
- [31] A.R. Goñi, C. Krstukat, F. Hatami, S. Dreßler, W.T. Masselink, C. Thomsen. Phys. Rev. B, **67**, 075 306 (2003).
- [32] A.V. Khaetskii, Yu.V. Nazarov. Phys. Rev. B, **61**, 12 639 (2000).
- [33] A.V. Khaetskii, Yu.V. Nazarov. Phys. Rev. B, **64**, 125 316 (2001).
- [34] D. Gammon, E. Snow, B.V. Shanabrook, D. Katzer, D. Park. Science, **273**, 87 (1996).
- [35] M. Paillard, X. Marie, P. Renucci, T. Amand, A. Jbeli, J.M. Gérard. Phys. Rev. Lett., **86**, 1634 (2001).
- [36] Т.С. Шамирзаев, А.М. Гилинский, А.К. Бакаров, А.И. Торопов, Д.А. Тэннэ, К.С. Журавлев, К. фон Барцисковски, Д.Р.Т. Цан. Письма ЖЭТФ, **77**, 459 (2003).

Редактор Л.В. Беляков

Semiconductor heterostructures of type I with the indirect structure of conduction band

T.S. Shamirzaev

Rzhanov Institute of Semiconductor Physics,
Siberian Branch, Russian Academy of Science,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract In spite of the enormous number of publication devoted to studies of semiconductor heterostructures, the heterostructures of type I band alignment with the lowest electron states at the indirect (X or L) minimum of the conduction band have been scarcely studied yet. In this work we discuss the possibility to construct such semiconductor heterostructures on the basis of different III–V semiconductor compounds.