

## Связывание электронных состояний в многослойных напряженных гетероструктурах Ge/Si с квантовыми точками 2-го типа

А. И. Якимов<sup>1)</sup>, А. В. Двуреченский, А. А. Блошкин, А. В. Ненашев

Институт физики полупроводников Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 10 января 2006 г.

В модели поля валентных сил с использованием межатомного потенциала Китинга рассчитаны механические напряжения в многослойной гетероструктуре Ge/Si(001) с вертикально совмещенными нанокластерами (квантовыми точками) Ge. Обнаружено, что неоднородное пространственное распределение упругих деформаций в такой среде приводит к появлению в напряженных слоях Si вблизи нанокластеров Ge трехмерной потенциальной ямы для электронов. Глубина потенциальной ямы достигает величины 100 мэВ, а ее пространственные размеры определяются диаметром нанокластеров Ge. Для структуры, состоящей из 4-х островков Ge диаметром 23 нм, расположенных один над другим, определены энергии связи электронов в этой яме и пространственное распределение плотности электронного заряда. Основное состояние имеет *s*-образную симметрию и характеризуется энергией связи электрона  $\sim 95$  и  $\sim 60$  мэВ для элементного состава Ge в нанокластерах  $c = 1$  и  $c = 0.7$ , соответственно. Существование в зоне проводимости напряженного Si связанных электронных состояний должно приводить к ослаблению правил отбора, определяющих низкую эффективность излучательной рекомбинации в непрямозонных полупроводниках, и позволяет объяснить наблюдающееся на опыте высокое значение силы осциллятора для межзонных переходов в многослойных структурах Ge/Si(001) с вертикальной корреляцией расположения нанокластеров Ge.

PACS: 73.20.Mf, 73.50.Pz

Если в современной микроэлектронике используется практически только кремний, то в оптоэлектронике одним только этим материалом обойтись, к сожалению, не удастся. Проблема заключается в низкой эффективности излучательной рекомбинации в Si вследствие непрямозонной природы его электронной структуры. Если бы удалось значительно повысить эффективность излучательной рекомбинации, это бы сделало возможным интеграцию на одной кремниевой подложке приборов и опто- и микроэлектроники. Определенные надежды на решение этой проблемы возлагались на гетероструктуры Ge/Si с квантовыми точками (КТ) Ge, в которых ожидалось ослабление правил отбора по квазиимпульсу как следствие размерного ограничения движения носителей заряда во всех трех измерениях [1]. Однако оказалось, что в реальных структурах Ge/Si(001), полученных в результате роста упруго напряженных гетеросистем, граница Ge/Si является гетеропереходом 2-го типа [2, 3] (рис.1а). Разрывы зон валентной (VB) и проводимости (CB) на гетерограницах здесь имеют одинаковый знак, в результате чего дырки локализуются в нанокластерах Ge, а электроны находятся в делокализованных состояниях зоны проводимости Si.

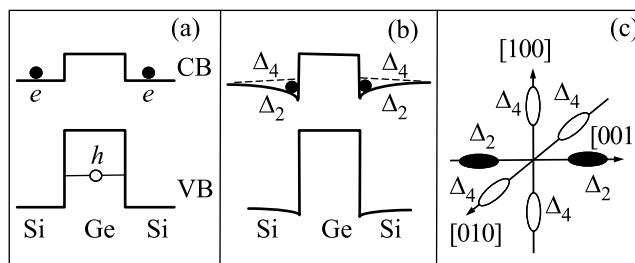


Рис.1. Схематическое изображение зонной диаграммы ненапряженной (а) и напряженной (б) гетероструктуры Ge/Si. (с) Изоэнергетическая поверхность дна зоны проводимости в Si

Таким образом, межзонные переходы в такой системе оказываются непрямыми не только в пространстве волновых векторов, но и в реальном пространстве.

Первые обнадеживающие результаты были получены в многослойных структурах Ge/Si с вертикально совмещенным расположением КТ Ge. Было обнаружено, что в таких системах удается добиться эффективной фото- [4, 5] и электролюминесценции [6], а также значительного коэффициента межзонного поглощения света в фотоприемниках [7] и солнечных элементах [8] даже при комнатной температуре. Так, квантовый выход в области телекоммуникационных длин волн (1.3–1.5 мкм) в светодиодах с 10-ю слоями

<sup>1)</sup>e-mail: yakimov@isp.nsc.ru

вертикально совмещенных КТ Ge/Si составил около 0.02% [6], квантовая эффективность фотоприемника с 20-ю слоями КТ Ge на длине волны 1.3 мкм была достигнута на уровне 10% [7].

Для объяснения наблюдаемого роста эффективности излучательной рекомбинации в многослойных структурах с вертикальной корреляцией расположения КТ Ge была предложена модель, суть которой состоит в образовании минизоны для электронов в направлении роста, формируемой туннельно-связанными двумерными квантовыми ямами [9]. При этом возникает возможность межзонных переходов прямых в реальном пространстве. Однако появление минизоны крайне чувствительно к толщине слоев Ge, являющихся потенциальными барьерами для электронов. Образование минизоны должно подавляться при увеличении толщины слоев Ge вследствие уменьшения интеграла перекрытия волновых функций, а этого как раз и не наблюдается на опыте. В этом состоит недостаток существующей в настоящее время минизонной модели. Отсутствие адекватного понимания электронной структуры и механизма межзонных переходов сильно затрудняет проектирование эффективных излучающих и принимающих излучение устройств на основе гетеросистем Ge/Si.

Мы предлагаем альтернативный механизм, позволяющий объяснить высокую эффективность фото- и электролюминесценции, а также вероятность межзонного поглощения света в многослойных структурах Ge/Si с вертикально совмещенным расположением КТ Ge. Суть гипотезы состоит в следующем. Существенным фактором, приводящим к модификации структуры энергетических зон и совершенно не рассмотренным в приведенной выше картине, является неоднородное распределение упругих деформаций в среде, неизбежно сопровождающее формирование самоорганизующихся КТ в процессе эпитаксии упруго напряженных гетеросистем. Так, в работе [10] с помощью локальной сканирующей туннельной микроскопии было обнаружено, что в прилегающем к вершинам островков Ge слое Si ширина запрещенной зоны на 0.16 эВ меньше ее объемного значения. Численное моделирование распределения напряжений в такой системе показывает, что максимальная деформация в Si достигается именно в окрестности вершины островков Ge и представляет собой сжатие в направлении роста [001] (ось  $z$ ) и растяжение в плоскости структуры [11]. Такая деформация приводит к расщеплению  $\Delta$ -минимумов зоны проводимости Si, в результате которого низшими минимумами в деформированном Si оказываются две из шести  $\Delta$ -долин (назовем их  $\Delta_2$ -долинами, оставшиеся обозначим как

$\Delta_4$ -долины), расположенные на оси  $z$  в зоне Бриллюэна (рис.1b и 1c). Поскольку напряжения в Si спадают по мере удаления от слоя Ge, то в Si вблизи вершин германиевых нанокластеров должны существовать трехмерные треугольные потенциальные ямы для электронов (рис.1b), в которых могут находиться связанные электронные состояния. Для одного слоя КТ такие потенциальные ямы являются мелкими, а энергия связи электрона в них по оценкам, сделанным в работе [12], составляет всего несколько мэВ. Однако в многослойных структурах Ge/Si с вертикально совмещенным расположением островков Ge дальнедействующие поля упругих напряжений над нанокластерами Ge будут накапливаться в направлении роста, и глубина потенциальной ямы для электронов в зоне проводимости Si увеличится. Как следствие размерного ограничения, в такой потенциальной яме должны существовать локализованные электронные состояния с энергией связи электрона, заметно превышающей тепловую энергию при комнатной температуре (26 мэВ).

Для связанного состояния волновой вектор  $\mathbf{k}$  не является "хорошим" квантовым числом: состояние, локализованное в пространстве, можно представить как смесь делокализованных состояний с различными  $\mathbf{k}$ . В результате, межзонные переходы в такой системе становятся прямыми в  $\mathbf{k}$ -пространстве, поскольку средний импульс и электрона в связанном состоянии в зоне проводимости Si, и дырки, локализованной в КТ Ge, равны нулю. Целью данной работы являлось выяснение возможности и условий существования локализованных электронных состояний, определение энергии связи электронов и электронной конфигурации электронных состояний в многослойных напряженных гетероструктурах Ge/Si с КТ Ge.

Структура с вертикально совмещенными КТ моделировалась стеклом из четырех нанокластеров  $\text{Ge}_c\text{Si}_{1-c}$ , расположенных один над другим в направлении роста структуры  $z$  и разделенных прослойками Si (рис.2). Каждый нанокластер имел форму усеченной пирамиды с ориентацией основания вдоль направлений [100] (ось  $x$ ) и [010] (ось  $y$ ). Длина основания пирамиды составляла 23 нм, высота 1.5 нм. Каждая пирамида располагалась на тонком (4.5 монослоя) смачивающем слое  $\text{Ge}_c\text{Si}_{1-c}$  (рис.2). Расстояние между первой и второй КТ, так же как между третьей и четвертой КТ составляло 3 нм, между второй и третьей – 5 нм. Выбранные геометрические параметры структуры (форма островков Ge и их размеры) соответствуют реальной, часто встречающейся экспериментальной ситуа-

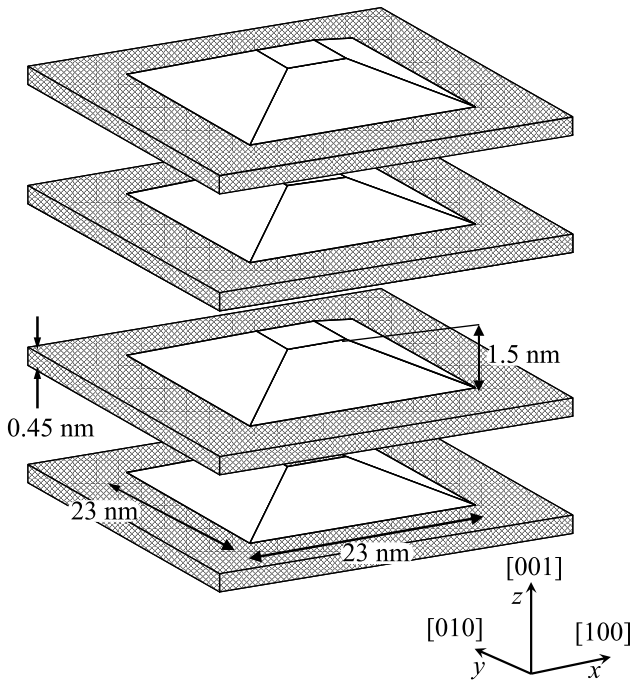


Рис.2. Схематическое изображение стека, состоящего из четырех пирамидальных нанокластеров  $Ge_cSi_{1-c}$ , расположенных один над другим в направлении роста структуры  $z$  и разделенных прослойками Si. Серые области соответствуют сплошным смачивающим слоям  $Ge_cSi_{1-c}$ , на которых расположены квантовые точки Ge

ции [13, 14]. Расчеты проводились для двух случаев, в первом считалось, что островки состоят из чистого Ge ( $c = 1$ ), во втором – элементный состав Ge в нанокластерах был выбран равным  $c = 0.7$  (30% составляют атомы Si, случайным образом расположенные внутри островка и смачивающего слоя). Последний случай соответствует условиям синтеза, при которых молекулярно-лучевая эпитаксия гетероструктур Ge/Si проводится при стандартных температурах роста порядка  $500^\circ\text{C}$ , когда становится заметным перемешивание Ge и Si вследствие взаимной диффузии. Островки с элементным составом Ge, близким к единице, формируются только при пониженной температуре роста ( $\sim 300^\circ\text{C}$ ) [15].

Область кристалла, вовлеченная в вычислительный процесс при расчете деформаций для одиночной КТ (нанокластер Ge и окружающая матрица Si), имела форму прямоугольного параллелепипеда и типичные размеры  $50a \times 50a \times 50a$  вдоль направлений  $x$ ,  $y$  и  $z$ , соответственно. Здесь  $a = 5.431 \text{ \AA}$  – постоянная решетки ненапряженного Si. Размеры основания усеченных пирамид  $Ge_cSi_{1-c}$  составляли  $28a \times 28a$ , высота пирамид  $2a$ . После определения трехмерного распределения механических напряжений в та-

кой структуре применялся принцип подобия, и все геометрические размеры увеличивались в 1.5 раза для того, чтобы получить требуемые размеры КТ ( $23 \times 23 \times 1.5 \text{ нм}$ ).

В дальнейшем мы использовали модель поля валентных сил (valence-force-field model), в которой учитывается взаимодействие атома только с ближайшими соседями и предполагается, что упругая энергия кристалла определяется только положением атомов, составляющих решетку. Для описания взаимодействия между атомами использовался потенциал Китинга [16, 17], в котором упругая энергия записывается в виде

$$W = \frac{3}{16} \sum_i \sum_j \frac{\alpha_{ij}}{d_{ij}^2} [(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)^2 - d_{ij}^2]^2 + \frac{3}{8} \sum_i \sum_{j>k} \frac{\beta_{ijk}}{d_{ij}d_{ik}} [(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_k) + \frac{d_{ij}d_{ik}}{3}]^2, \quad (1)$$

где индексы  $i, j, k$  нумеруют атомы, причем индекс  $i$  пробегает по всем атомам,  $j$  в первой сумме – по всем ближайшим соседям  $i$ -го атома, а пара индексов  $(j, k)$  во второй сумме соответствует всем парам ближайших соседей  $i$ -го атома,  $\mathbf{r}$  – положение атома,  $d_{ij}$  – длина ненапряженной связи, а  $\alpha_{ij}$  и  $\beta_{ijk}$  – силовые константы. Параметры модели Китинга, необходимые для расчета деформаций, приведены в работах [11, 18]. Для вычисления деформаций был использован подход, основанный на применении аппарата функций Грина, развитый Ненашевым и Двуреченским для “атомистической” задачи теории упругости [11, 19]. Деформации многослойной структуры получались алгебраическим сложением деформаций от каждой точки с учетом их взаимного расположения в пространстве. При таком подходе величина деформации оказывается завышенной не более чем на 10% [20]. Важной проблемой, требующей дополнительного внимания, являлся размер области, внутри которой вычисляются деформации: слишком маленькая область даст неточный результат, слишком большая потребует огромных затрат машинного времени. Для того чтобы убедиться в правильности подхода, нами были найдены компоненты тензора деформации в областях кристалла с различными размерами областей:  $32a \times 32a \times 32a$ ,  $32a \times 32a \times 50a$  и  $50a \times 50a \times 50a$ . Оказалось, что распределение деформаций не зависит от размера “ящика” с точностью до 5%.

На рис.3 приведены профили компонент тензора деформации многослойной структуры  $Ge_{0.7}Si_{0.3}$  вдоль вертикальной оси  $z$  и горизонтальной оси  $x$ , проходящих через центр симметрии стека, состоящего из четырех вертикально совмещенных островков

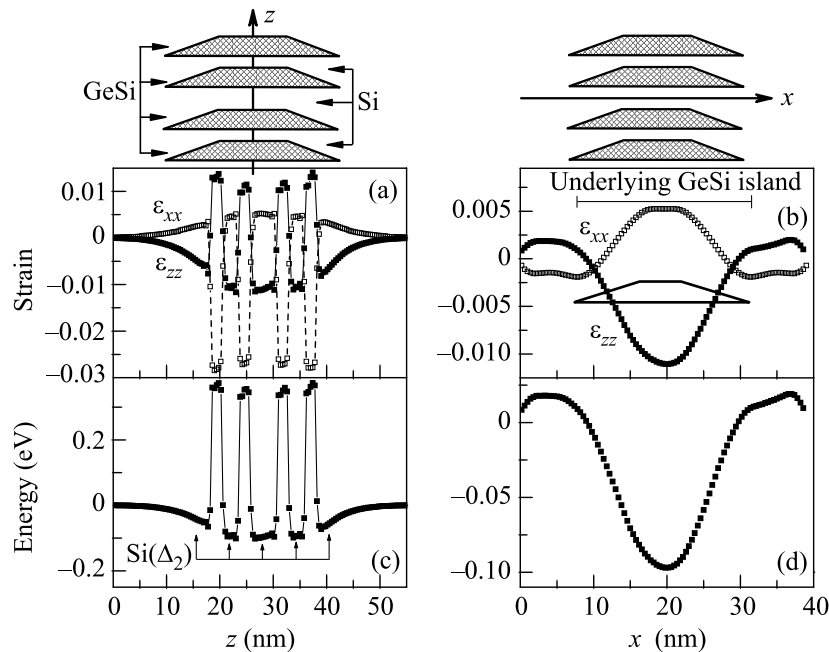


Рис. 3. Профили компонент тензора напряжений (a), (b) и дна зоны проводимости (c), (d) вдоль осей  $z$  и  $x$ , проходящих через центр симметрии стека, состоящего из четырех нанокластеров  $\text{Ge}_c\text{Si}_{1-c}$  ( $c = 0.7$ ). На панелях (b) и (d) значение  $x = 20$  нм соответствует центру основания островков GeSi

GeSi (рис.2). Для состава  $c = 1$  наблюдается качественно похожая картина. Положительные значения компонент тензора напряжений соответствуют растяжению кристалла, отрицательные – сжатию. Из рисунка видно, что слой Si под и над КТ Ge растянут в плоскости  $xy$ . В латеральном направлении деформации затухают на расстоянии порядка диаметра нанокластера Ge. В вертикальном направлении механические напряжения релаксируют на расстоянии порядка 15 нм.

Перейдем к рассмотрению распределения потенциальной энергии электрона. Потенциальная энергия электрона в зоне проводимости напряженной гетероструктуры может быть записана в виде [21]

$$V(\mathbf{r}) = \Delta E_c x(\mathbf{r}) + \Xi_d \text{Tr}[\epsilon(\mathbf{r})] + \Xi_u \epsilon_{zz}(\mathbf{r}), \quad (2)$$

где  $\epsilon_{ij}$  – соответствующие компоненты тензора напряжений,  $\Delta E_c$  – разрыв зоны проводимости между ненапряженными слоями Si и GeSi; функция  $x(\mathbf{r}) = 1$ , если радиус-вектор  $\mathbf{r}$  указывает на точку внутри области GeSi, и  $x(\mathbf{r}) = 0$  в противном случае. Константы  $\Xi_d$  и  $\Xi_u$  называются деформационными потенциалами. Величина  $(\Xi_d + \frac{1}{3}\Xi_u) = a_c$  представляет собой гидростатический деформационный потенциал.  $\text{Tr}[\epsilon(\mathbf{r})]$  – след тензора напряжений, который отвечает гидростатической части тензора напряжений. Величины констант  $a_c$  и  $\Xi_u$  были взяты нами

из работы [21]. Разрыв зон между Si и  $\text{Ge}_c\text{Si}_{1-c}$  для случая  $c = 1$  известен и равен 0.34 эВ [21]. Однако поскольку величина  $\Delta E_c$  не является линейной функцией состава, ее определение для  $c < 1$  требует дополнительного комментария. Для произвольного элементного состава Ge значение  $\Delta E_c$  может быть найдено из соотношения

$$\Delta E_c = E_g^{\text{GeSi}} + \Delta E_v - E_g^{\text{Si}}, \quad (3)$$

где  $E_g^{\text{Si}}$  – ширина запрещенной зоны Si,  $E_g^{\text{GeSi}}$  – ширина запрещенной зоны твердого раствора  $\text{Ge}_c\text{Si}_{1-c}$ ,  $\Delta E_v$  – разрыв валентной зоны. Для валентной зоны линейная связь между составом Ge и разрывом зоны в гетероструктурах Ge/Si все-таки справедлива и обоснована в работах [22, 23]. Различные теоретические и экспериментальные исследования показали, что разрыв валентной зоны для чистого Ge на Si составляет величину вблизи 0.7 эВ [23–26]. Поэтому

$$\Delta E_v = 0.7 \times c \text{ [эВ]}. \quad (4)$$

Авторы работы [27] с помощью спектроскопии фотолюминисценции получили, что величина запрещенной зоны для ненапряженных  $\text{Ge}_c\text{Si}_{1-c}$  в  $\Delta$ -долине при температуре 4.2 К может быть аппроксимирована формулой

$$E_g^{\text{GeSi}} = 1.155 - 0.43c + 0.206c^2 \text{ [эВ]}. \quad (5)$$

Тогда из выражений (3)–(5) находим  $\Delta E_c = 0.29$  эВ для  $c = 0.7$ . На рис.3 показаны соответствующие профили дна зоны проводимости вдоль тех же направлений  $z$  и  $x$ . Важным результатом здесь является то, что глубина потенциальной ямы, сформированная отщепленными вниз по энергии  $\Delta_2$ -долинами, в плоскости  $xy$  достигает значения порядка 100 мэВ. Поскольку эта яма мельче той, которая формируется в вертикальном направлении (в направлении  $z$ ), то именно глубина потенциальной ямы в латеральном направлении и определяет энергию связи электронов.

Энергии связи электрона  $E_i$  и пространственная конфигурация электронных волновых функций находились на основе численного решения трехмерного уравнения Шредингера в приближении эффективной массы:

$$\left( \frac{\hat{p}_x^2 + \hat{p}_y^2}{2m_{xy}} + \frac{\hat{p}_z^2}{2m_z} \right) \psi + V\psi = E\psi, \quad (6)$$

где потенциал  $V = V(\mathbf{r})$  (см. выражение(2)). Значения продольной и поперечной масс электрона в  $\Delta$ -долинах Si выбирались как  $m_{xy} = 0.19m_0$  и  $m_z = 0.92m_0$ , где  $m_0$  – масса свободного электрона. Размер области пространства в процессе вычислительного эксперимента составлял  $62b \times 62b \times 120b$ , где  $b$  – половина постоянной решетки объемного Si. Для расчета энергий электрона и огибающих волновых функций был использован метод свободной релаксации [28, 29]. В нестационарном уравнении Шредингера  $i\hbar\partial\psi/\partial t = H\psi$ , сделав формальную замену  $\tau = it$ , получаем уравнение для “мнимого” времени  $\tau$ :

$$-\hbar\partial\psi/\partial\tau = H\psi. \quad (7)$$

Уравнение (7) решалось методом конечных разностей для положительных  $\tau$  с начальными условиями  $\psi|_{\tau=0} = \psi_0$ , где  $\psi_0$  – произвольная “затравочная” волновая функция. Волновую функцию  $\psi$  можно разложить по собственным функциям Гамильтониана, удовлетворяющими решению уравнения  $H\phi = E\phi$ , а эволюцию функции  $\psi$  от  $\tau$  представить в виде  $\psi(\tau) = \sum_i C_i \phi_i \exp(-E_i\tau/\hbar)$ . При  $\tau \rightarrow \infty$  слагаемые с большими энергиями обращаются в нуль, и во всей сумме остаются только компоненты, соответствующие основному состоянию. Если начальную волновую функцию  $\psi_0$  взять ортогональной основному состоянию, то алгоритм сойдется к первому возбужденному состоянию, однако для исключений ошибок счета производилась дополнительная ортогонализация каждые 20 шагов. Такая процедура может повторяться последовательно для нахождения и других возбужденных состояний.

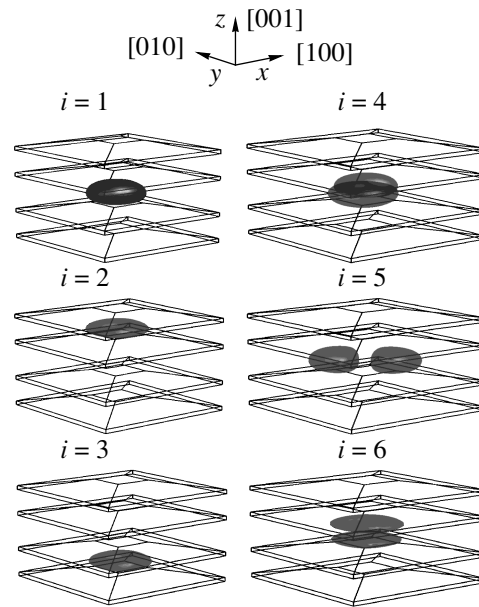


Рис.4. Пространственное распределение плотности электронного заряда для первых шести связанных состояний. Индекс  $i$  нумерует электронные состояния. Поверхность волновых функций выбиралась равной  $|\psi_{\max}|/e$ , где  $|\psi_{\max}|$  – максимальное значение волновой функции,  $e$  – основание натурального логарифма. При таком выборе внутри изображенной поверхности  $|\psi|^2$  сосредоточено приблизительно 75% электронного заряда. Данные приведены для состава Ge в квантовых точках, равного 0.7

На рис.4 представлено пространственное распределение плотности электронного заряда для первых шести связанных состояний. Значения энергии связи электронов  $E_i$  ( $i = 1, \dots, 6$ ) для этих же состояний показаны на рис.5 для составов  $c = 1$  и  $c = 0.7$ .

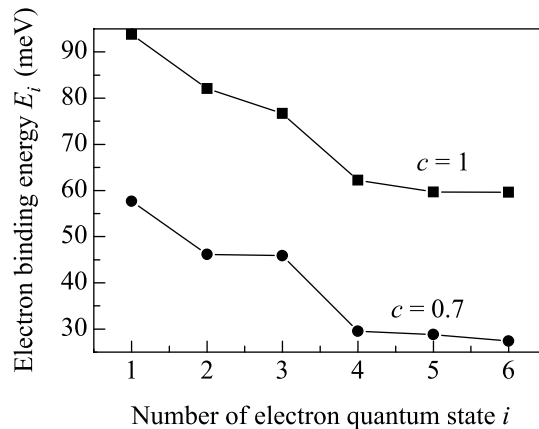


Рис.5. Энергия связи электронов  $E_i$  ( $i = 1, \dots, 6$ ) для первых шести связанных состояний и составов Ge в нанокластерах  $c = 1$  и  $c = 0.7$

Поверхность волновых функций выбиралась равной  $|\psi_{\max}|/e$ , где  $|\psi_{\max}|$  – максимальное значение волновой функции,  $e$  – основание натурального логарифма. При таком выборе внутри изображенной поверхности  $|\psi|^2$  сосредоточено приблизительно 75% электронного заряда. Из рисунка видно, что три состояния с наименьшими энергиями электрона имеют  $s$ -образную симметрию, в то время как следующие три состояния характеризуются  $p$ -образной симметрией и ориентированы вдоль направлений  $[001]$ ,  $[110]$  и  $[\bar{1}10]$ . Радиус локализации электрона имеет величину около 10 нм, что намного превышает радиус локализации дырки внутри островков Ge (2–3 нм) [30].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 06-02-16143), А. В. Ненашев благодарит фонд “Династия” за поддержку.

1. T. Takagahara and K. Takeda, Phys. Rev. B **46**, 15578 (1992).
2. V. Ya. Aleshkin and N. A. Bekin, J. Phys.: Condens. Matter **9**, 4841 (1997).
3. A. I. Yakimov, N. P. Stepina, A. V. Dvurechenskii et al., Semicond. Sci. Technol. **15**, 1125 (2000).
4. N. D. Zakharov, V. G. Talalaev, P. Werner et al., Appl. Phys. Lett. **83**, 3084 (2003).
5. K. W. Sun, S. H. Sue, and C. W. Liu, Physica E **28**, 525 (2005).
6. W.-H. Chang, A. T. Chou, W. Y. Chen et al., Appl. Phys. Lett. **83**, 2958 (2003).
7. M. El. Kurdi, P. Boucaud, S. Sauvage et al., Physica E **16**, 523 (2003).
8. A. Alguno, N. Usami, T. Ujihara et al., Appl. Phys. Lett. **83**, 1258 (2003).
9. В. А. Егоров, Г. Э. Цырлин, А. А. Тонких и др., ФТП **46**, 53 (2004).
10. T. Meyer, M. Klemenc, and H. von Kanel, Phys. Rev. B **60**, R 8493 (1999).
11. А. В. Ненашев, А. В. Двуреченский, ЖЭТФ **118**, 570 (2000).
12. А. И. Якимов, А. В. Двуреченский, Н. П. Степина и др., ЖЭТФ **119**, 574 (2001).
13. K. Brunner, Rep. Prog. Phys. **65**, 27 (2002).
14. A. G. Milekhin, A. I. Nikiforov, M. Yu. Ladanov et al., Physica E **21**, 464 (2004).
15. A. Milekhin, N. P. Stepina, A. I. Yakimov et al., Eur. Phys. Journal **16**, 355 (2000).
16. P. N. Keating, Phys. Rev. **145**, 637 (1966).
17. R. Martin, Phys. Rev. B **1**, 4005 (1970).
18. J. H. Seok and J. Y. Kim, Appl. Phys. Lett. **78**, 3124 (2001); J. Y. Kim and J. H. Seok, Mater. Sci. Eng. B **89**, 176 (2002).
19. A. V. Dvurechenskii, A. V. Nenashev, and A. I. Yakimov, Nanotechnology **13**, 75 (2002).
20. O. G. Schmidt, K. Eberl, and Y. Rau, Phys. Rev. B **62**, 16715 (2000).
21. C. G. Van de Walle, Phys. Rev. B **39**, 1871 (1989).
22. C. G. Van de Walle and R. M. Martin, Phys. Rev. B **34**, 5621 (1986).
23. L. Colombo, R. Resta, and S. Baroni, Phys. Rev. B **44**, 5572 (1991).
24. C. G. Van de Walle and R. M. Martin, J. Vac. Sci. Technol. B **4**, 1055 (1986).
25. G. P. Schwartz, M. S. Hybertsen, J. Bevk et al., Phys. Rev. B **39**, 1235 (1989).
26. J. F. Morar, P. E. Batson, and J. Tersoff, Phys. Rev. B **47**, 4107 (1993).
27. J. Weber and M. I. Alonso, Phys. Rev. B **40**, 5683 (1989).
28. A. A. Kiselev and U. Rössler, Phys. Rev. B **19**, 14283 (1994).
29. F. B. Pedersen and Yia-Chung Chang, Phys. Rev. B **53**, 1507 (1996).
30. A. I. Yakimov, A. V. Dvurechenskii, A. V. Nenashev, and A. I. Nikiforov, Phys. Rev. B **68**, 205310 (2003).