

EXCITONS  
IN LOW-DIMENSIONAL  
SYSTEMS

V. I. BELYAVSKII

*Excitons in semiconductor nanostructures are briefly discussed considering these structures as low-dimensional systems.*

**Кратко рассмотрены экситоны в полупроводниковых наноструктурах как системах пониженной размерности.**

**ЭКСИТОНЫ  
В НИЗКОРАЗМЕРНЫХ  
СИСТЕМАХ**

В. И. БЕЛЯВСКИЙ

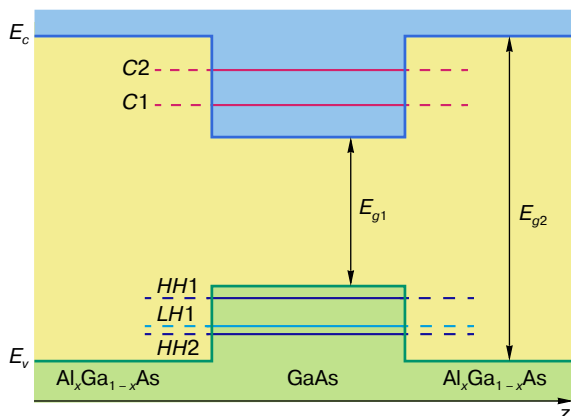
Воронежский государственный педагогический университет

**ВВЕДЕНИЕ**

За последнее десятилетие технология полупроводниковых материалов достигла высокой степени совершенства. Стало возможным создавать неоднородные композиции из различных полупроводников – гетероструктуры, – геометрические размеры которых контролируются с точностью до одного межатомного расстояния. Когда эти размеры составляют единицы или десятки нанометров, появляется уникальная возможность использовать подобные структуры (наноструктуры) в устройствах электроники. Существенно квантовый характер явлений в наноструктурах приводит к тому, что создаваемые на их основе электронные приборы основываются на принципиально иной идеологии по сравнению с традиционными приборами микроэлектроники. Возникло новое направление в физике, технике и технологии полупроводников – наноэлектроника.

К элементарным наноструктурам можно отнести так называемые квантовые ямы (КЯ), представляющие планарные гетероструктуры, в которых тонкий (нанометровых размеров) слой одного полупроводника помещен между более толстыми (несколько микрометров) слоями другого. Например, в наиболее изученной гетероструктуре  $Al_xGa_{1-x}As-GaAs$ , где  $x$  – атомная концентрация алюминия, ширина запрещенной зоны внутреннего слоя арсенида галлия (GaAs) меньше ширины запрещенной зоны соединения, образующего внешние (барьерные) слои. Зависимость положения краев электронных энергетических зон (валентной зоны,  $E_v$ , и зоны проводимости,  $E_c$ ) от координаты  $z$ , перпендикулярной границам между слоями (гетерограницам), схематически показана на рис. 1. На рисунке видно, что для электронов проводимости, как и для дырок в валентной зоне, внутренний слой GaAs играет роль потенциальной ямы, ограничивающей движение вдоль оси  $z$  (в плоскости, перпендикулярной  $z$ , движение остается свободным). Пространственное ограничение движения принято называть конфайнментом (от англ. confinement – пленение, тюремное заключение).

На основе КЯ могут быть созданы другие элементарные наноструктуры – *квантовые нити*, в которых движение электронов ограничено в двух измерениях, и *квантовые точки*, для которых конфайнмент



**Рис. 1.** Дно зоны проводимости  $E_c$  и потолок валентной зоны  $E_v$  как функция координаты  $z$  и схема подзон размерного квантования в гетероструктуре с квантовой ямой

имеет место для всех трех измерений. Подобные наноструктуры моделируют поведение электронов в пространстве пониженной размерности: КЯ обеспечивает почти двумерное ( $2D$ ) движение, квантовая нить — почти одномерное ( $1D$ ), а квантовая точка соответствует почти нульмерному ( $0D$ ) движению. Ограничение движения частицы в пространстве имеет следствием квантование ее энергии, причем в случае наноструктур имеет место сильная зависимость возникающих уровней энергии от размеров и формы элементов структуры. Поэтому такое квантование называется размерным квантованием. Элементы наноструктур состоят из большого числа атомов (так, квантовая точка содержит около  $10^5$ – $10^6$  атомов) и поэтому не могут считаться микроскопическими объектами. К тому же их свойства существенно отличаются от свойств составляющих их массивных полупроводников. Имеются колоссальные возможности создания искусственных систем с таким характером совокупности уровней энергии (энергетического спектра) размерного квантования, который необходим для реализации вполне определенных функций в устройствах нанoeлектроники. Фактически элементарные наноструктуры представляют собой “атомы” или “молекулы”, созданные не Природой, а руками человека.

Энергетический спектр всякой системы определяет ее отклик на внешнее электромагнитное возмущение. В частности, им определяются оптические спектры излучения и поглощения. В атомах и молекулах эти спектры состоят из резких линий, и совокупность этих линий является своеобразной визитной карточкой данного атома или молекулы. В твердых телах оптические спектры обычно представляют систему относительно слабых по интенсивности и широких полос; всякие особенности спектров (в виде, например, линейчатых компо-

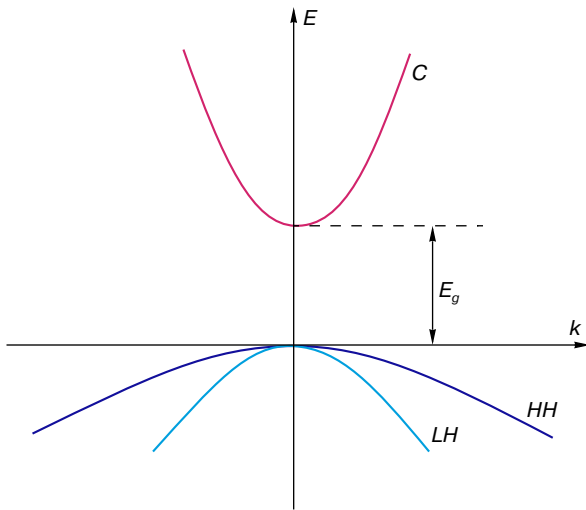
нент) если и проявляются, то при весьма низких (обычно гелиевых) температурах. В этом смысле наноструктуры, являясь безусловно макроскопическими объектами, уникальны, поскольку резкие линейчатые компоненты оптических спектров излучения и поглощения в них могут наблюдаться вплоть до комнатной температуры (R. Dingle, W. Wiegmann, С.Н. Henry, 1974). Это обстоятельство позволяет использовать наноструктуры в качестве элементов для осуществления, например, лазерной генерации (F. Capasso, 1994), что одновременно ведет к решению многих проблем, в частности таких, как миниатюризация, интенсивность излучения, величина мощности накачки, возможность плавной перестройки частоты излучения.

Столь яркие особенности оптических спектров наноструктур обусловлены в первую очередь структурой их электронного энергетического спектра, обеспечивающего существование долгоживущих возбужденных состояний, которые можно описать как возникновение и последующее уничтожение неких квазичастиц, называемых *экситонами* (от англ. excitation — возбуждение). Квазичастица представляет физический образ частицы, которая, согласно принципу Л. де Бройля, ставится в соответствие волне возбуждения, распространяющейся в системе. Квазичастица переносит импульс и энергию возбуждения и обладает конечным временем жизни, возникая и исчезая при взаимодействии, например, со светом или другими квазичастицами. Экситон является одной из наиболее важных и интересных квазичастиц в непроводящих твердых телах. В статье кратко обсуждаются свойства экситонов в полупроводниковых наноструктурах, обусловленные эффективным понижением размерности системы.

## ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКА

Электроны в твердых телах не могут обладать любыми энергиями — электронный энергетический спектр имеет характерную зонную структуру. Каждая энергетическая зона возникает из определенных энергетических уровней изолированных атомов, из которых построен кристалл. На рис. 2 показана схема энергетических зон электронного спектра, типичного для многих полупроводников. Показана только часть спектра, которой фактически определяются все макроскопические свойства: зона проводимости (которая в основном состоянии, то есть в состоянии с наименьшей энергией, пуста) и две перекрывающиеся валентные зоны (которые в основном состоянии заполнены электронами). Между этими зонами располагается запрещенная зона, ширина которой  $E_g$  в полупроводниках по порядку величины составляет  $1$  эВ.

Обычно состояние свободной частицы определяется ее импульсом, являющимся сохраняющейся величиной. В кристалле импульс, конечно, не



**Рис. 2.** Схема энергетических зон в полупроводнике: зона проводимости (C) и валентные зоны тяжелых (HH) и легких (LH) дырок

сохраняется, но благодаря высокой пространственной симметрии кристаллической решетки оказывается возможным ввести вектор, называемый квазиимпульсом, который во многих отношениях обладает свойствами настоящего импульса. Для дальнейшего различия между импульсом и квазиимпульсом несущественны. На рис. 2 представлена типичная зависимость энергии электрона в зоне проводимости и валентных зонах от квазиимпульса  $\hbar\mathbf{k}$  (вектор  $\mathbf{k}$  называется квазиволновым вектором) при достаточно малых его значениях  $k \leq \pi/a$ , где  $a$  – межатомное расстояние.

Одно из простейших возбужденных состояний кристалла можно представить как переход электрона из валентной зоны в зону проводимости. Электрон может переносить энергию возбуждения (и отрицательный электрический заряд), а оставшееся в валентной зоне вакантное место (дырка), также участвуя в переносе энергии возбуждения, переносит положительный заряд. Электрон и дырка могут в результате разного рода взаимодействий в системе изменять свои квазиимпульсы, то есть переходить из одного состояния в другое. Их поведение, например во внешнем электрическом поле, существенно зависит от взаимодействия между электронами и ионами всего кристалла, поэтому такая характеристика электрона или дырки, как масса, отнюдь не обязана совпадать с массой свободного электрона  $m_0$ . Можно ввести так называемые эффективные массы электрона и дырки. Обычно эффективная масса электрона  $m_c$  приблизительно на два порядка меньше  $m_0$ . Структура валентной зоны, показанная на рис. 2, предполагает наличие двух сортов дырок – так называемых тяжелых дырок с эффективной массой  $m_{HH}$  и легких дырок с эффективной

массой  $m_{LH}$ ; обычно  $m_{HH} > m_{LH}$ , что и определяет саму терминологию.

Следует особо подчеркнуть, что электроны проводимости и дырки представляют собой физические образы для описания возбужденных состояний кристалла в целом. Они обладают конечным временем жизни и являются квазичастицами. В результате взаимодействий в столь сложной системе, как кристалл, эти квазичастицы могут возникать и исчезать, переходя в другие состояния или превращаясь в другие квазичастицы. Переход электрона проводимости на вакантное место в валентной зоне (аннигиляция электрона и дырки) сопровождается излучением кванта света с частотой  $\omega \geq E_g/\hbar$ . Таким переходам в спектрах излучения и поглощения соответствуют широкие (и относительно слабые по интенсивности) полосы.

### ЭКСИТОНЫ ВАННЬЕ

Поскольку электрон и дырка обладают разными по знаку электрическими зарядами, находящимися в материальной среде с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$  (в типичных полупроводниках  $\epsilon \approx 10$ ), они взаимодействуют друг с другом, и энергия этого взаимодействия определяется законом Кулона

$$U(r) = -\frac{e^2}{\epsilon r}, \quad (1)$$

где  $r$  – расстояние между электроном и дыркой. В результате кулоновского притяжения могут возникать связанные состояния электронно-дырочной пары (ЭДП). По аналогии с задачей об атоме водорода энергию связанного состояния ЭДП можно записать как

$$E_n^{(3D)} = -\frac{Ry^*}{n^2}, \quad (2)$$

где  $n = 1, 2, \dots$ , значок  $3D$  подчеркивает трехмерный характер движения ЭДП, а эффективный Ридберг

$$Ry^* = \frac{\mu e^4}{2\epsilon^2 \hbar^2}; \quad (3)$$

здесь приведенная масса ЭДП

$$\mu = \frac{m_c m_0}{m_c + m_0}. \quad (4)$$

Энергетический спектр связанных состояний ЭДП (2) представляет совокупность дискретных уровней, образующих так называемую водородоподобную серию. Обычно эффективная масса электрона гораздо меньше массы дырки,  $m_c \ll m_0$ , и  $\mu \approx m_c$ . Поэтому наибольшая энергия связи (при  $n = 1$ ), равная  $Ry^*$ , в полупроводниках составляет около 5 мэВ.

Центр масс ЭДП в связанном состоянии движется свободно с некоторым квазиимпульсом  $\hbar K$  и характеризуется трансляционной эффективной массой  $M = m_c + m_v$ . Связанное состояние ЭДП представляет определенный тип возбужденного состояния кристалла в целом и может рассматриваться как некоторая квазичастица, называемая экситоном Ваннье. Впервые представление об экситонах было введено (Я.И. Френкель, 1931) для объяснения оптических свойств непроводящих кристаллов. Экситон рассматривался как возбужденное состояние одного из атомов (или молекул), составляющих кристалл, которое, переходя от атома к атому, может распространяться как волна возбуждения кристалла. В кристаллах с малой диэлектрической проницаемостью такое возбуждение сильно локализовано и имеет характерный пространственный масштаб порядка межатомного расстояния. Такие (локализованные в пределах одного атома или молекулы) экситоны принято называть экситонами Френкеля. В полупроводниках  $\epsilon \gg 1$  и, кроме того, обычно  $\mu \ll m_0$ . Поэтому характерный пространственный масштаб экситона Ваннье (R. Peierls, 1932; G. Wannier, 1937; N.F. Mott, 1938) при  $n = 1$  может быть оценен как эффективный боровский радиус

$$a_{\text{exc}} = \frac{\epsilon \hbar}{\mu e^2}. \quad (5)$$

Из (5) следует, что  $a_{\text{exc}} \gg a$ .

Наличие таких возбужденных состояний, как экситоны Ваннье, приводит к тому, что в оптических спектрах излучения и поглощения полупроводников должны наблюдаться достаточно резкие пики при частотах, меньших  $E_g/\hbar$ . В частности, должна проявляться водородоподобная серия пиков при частотах

$$\omega_n = \frac{1}{\hbar} \left( E_g - \frac{Ry^*}{n^2} \right), \quad (6)$$

при  $n \rightarrow \infty$  сходящаяся к  $\omega_\infty = E_g/\hbar$ . В реальных полупроводниках излучение и поглощение на частотах (6) обычно имеет место при весьма низких (гелиевых) температурах. Средняя тепловая энергия, соответствующая комнатной температуре, составляет около 25 мэВ и, конечно, вполне достаточна для того, чтобы за короткое время (меньшее времени излучения экситоном кванта света) 3D-экситон с энергией связи около 5 мэВ распался на составляющие его электрон и дырку. Экситонные линии (6) в оптических спектрах при комнатной температуре, естественно, отсутствуют. Уверенное наблюдение таких линий в наноструктурах ставит в первую очередь вопрос об энергии связи экситона в низкоразмерных системах.

## ЭКСИТОНЫ ВАННЬЕ В ПРОСТРАНСТВАХ ПОНИЖЕННОЙ РАЗМЕРНОСТИ

Сравнительно несложно получить точное решение задачи о 2D-экситоне Ваннье. Энергетический спектр 2D-экситона получается в виде (M. Shinada, S. Sugano, 1966)

$$E_n^{(2D)} = - \frac{Ry^*}{(n - 1/2)^2}, \quad (7)$$

где  $n = 1, 2, \dots$  Из (7) следует, что в 2D-пространстве энергия связи экситона при  $n = 1$  в четыре раза превышает аналогичную величину для 3D-пространства, а эффективный боровский радиус — соответственно в четыре раза меньше. Дальнейшее понижение размерности пространства до единицы при сохранении энергии взаимодействия обратно пропорциональному расстоянию между электроном и дыркой приводит к весьма примечательному результату (H. Hasegawa, R.E. Howard, 1961): водородоподобная серия уровней (2) сохраняется, однако из нее выпадает нижний уровень, энергия которого стремится к  $-\infty$ . Это означает, что в 1D-пространстве экситон Ваннье фактически не может существовать. Причина заключается в слишком быстром (для 1D-пространства) возрастании величины энергии взаимодействия электрона и дырки при  $r \rightarrow 0$ .

Наноструктуры, конечно, не являются строго 2D-, 1D- или 0D-системами, поскольку благодаря конфайнменту электроны и дырки оказываются “запертыми” либо в тонком слое, либо в тонкой нити, либо в относительно небольшой компактной области. При этом характерный пространственный масштаб, соответствующий конфайнменту, составляет несколько межатомных расстояний. Следует также иметь в виду, что различие диэлектрических проницаемостей компонентов наноструктуры, например материалов КЯ и барьерных слоев, приводит к неоднородной поляризации структуры, поэтому простое выражение (1) для энергии взаимодействия между электроном и дыркой, вообще говоря, требует пересмотра. На изменение характера кулоновского взаимодействия в гетероструктурах обратили внимание достаточно давно (А.В. Чаплик, М.В. Энтин, 1971). Оказывается, что, например, в случае КЯ кулоновское взаимодействие имеет вид (1) лишь при условии  $r \gg d$ , где  $d$  — ширина КЯ. При  $r \ll d$  имеет место логарифмическая зависимость энергии взаимодействия от расстояния:

$$U(r) = \frac{2e^2}{\epsilon d} \ln \frac{d}{r} + \text{const}. \quad (8)$$

Здесь  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость материала КЯ. Таким образом, на малых расстояниях взаимодействие благодаря конфайнменту и электрической неоднородности структуры существенно отличается от (1), что сказывается на величине энергии

связи  $2D$ -экситона в основном ( $n = 1$ ) состоянии (Л.В. Келдыш, 1979):

$$E_1 = \frac{e^2}{\epsilon d} \left\{ \ln \left[ \left( \frac{\epsilon}{\epsilon'} \right)^2 \frac{d}{a_{\text{exc}}} \right] + \text{const} \right\}. \quad (9)$$

Здесь  $\epsilon'$  – диэлектрическая проницаемость барьерных слоев. Предполагается также, что эффективный борковский радиус экситона (5) гораздо больше ширины КЯ:  $a_{\text{exc}} \gg d$ . При выполнении этого сильного неравенства логарифм в (9) велик, и энергия основного состояния экситона в КЯ существенно отличается от значения  $E_1^{(2D)}$ , определяемого из (7). При  $\epsilon' \ll \epsilon$  может оказаться, что  $|E_1| > |E_1^{(2D)}|$ , так как туннельное проникновение электрона и дырки в области барьерных слоев с малой диэлектрической проницаемостью приводит к эффективному увеличению их кулоновского притяжения согласно (1).

Сравнивая результаты, полученные для  $3D$ - и  $2D$ -экситонов, со значениями энергии связи, определенными из оптических экспериментов в реальных структурах с КЯ, можно убедиться в том, что поведение экситонов в таких структурах не может быть удовлетворительно описано на основе простых  $3D$ - или  $2D$ -моделей. Свойства реального экситона оказываются как бы между свойствами  $3D$ - и  $2D$ -экситонов. Можно предположить, что эти свойства соответствуют экситону, находящемуся в некотором пространстве дробной размерности  $\alpha$ , причем  $2 < \alpha < 3$ . Задача квантовой механики о движении двух частиц, притягивающихся по закону Кулона, в пространстве дробной размерности недавно нашла свое решение (Х.-Ф. Не, 1991). Энергетический спектр связанных состояний имеет вид

$$E_n^{(\alpha D)} = - \frac{Ry^*}{\left( n + \frac{\alpha - 3}{2} \right)^2}, \quad (10)$$

где  $n = 1, 2, \dots$ . Из (10), в частности, следуют выражения (2) и (7) для  $3D$ - и  $2D$ -экситонов, видно также, что энергия  $1D$ -экситона при  $n = 1$  стремится к  $-\infty$ .

К сожалению, не существует физически обоснованного способа выбора величины  $\alpha$  для конкретной структуры с КЯ. Достаточно разумным (но не более того) представляется предположение (Н. Mathieu, P. Lefebvre, P. Christol, 1992) о том, что  $\alpha$  может быть связано с безразмерным параметром  $\beta$ , определяемым как отношение среднего расстояния между электроном и дыркой вдоль оси  $z$  к эффективному борковскому радиусу экситона. В  $3D$ -пространстве  $\beta \rightarrow \infty$ , а в  $2D$  – к нулю. Можно предположить простое выражение для дробной размерности, соответствующее этим предельным случаям,  $\alpha = 3 - \exp(-\beta)$ . Поскольку  $\beta$ , очевидно, зависит от ширины  $d$  КЯ, можно построить зависимость энергии связи экситона от  $d$  (рис. 3). При  $d \rightarrow \infty$  энергия связи стремится к своему предельному  $3D$ -значению; при

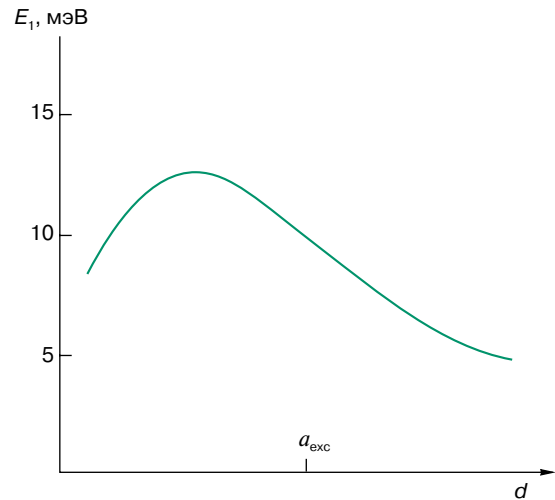


Рис. 3. Энергия связи экситона в основном состоянии как функция ширины квантовой ямы

$d \leq a_{\text{exc}}$  энергия связи заметно возрастает, не достигая, однако, предельного  $2D$ -значения. При  $d \rightarrow 0$  энергия связи уменьшается, что связано с тем, что при уменьшении  $d$  электрон и дырка локализованы в основном в областях барьерных слоев, и энергия связи стремится к  $3D$ -значению, характерному для материала барьеров. Разумеется, зависимость, подобная показанной на рис. 3, может быть получена и более прямыми способами, не связанными с предположением о дробной размерности пространства.

### ЭКСИТОНЫ В СТРУКТУРАХ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

Экситонные спектры реальных полупроводниковых наноструктур, разумеется, значительно сложнее тех, которые получаются из простых соотношений, основанных на эффективном понижении размерности пространства. Наличие потенциала, обеспечивающего конфинмент электронов и дырок и размерное квантование их энергетического спектра, приводит к тому, что, например, в структуре с КЯ благодаря  $1D$  квантованию потенциала, который показан на рис. 1, каждая из энергетических зон, представленных на рис. 2, распадается на систему  $2D$ -подзон размерного квантования. На рис. 1 показаны две подзоны проводимости ( $C1$  и  $C2$ ), две подзоны тяжелых дырок ( $HH1$  и  $HH2$ ) и одна подзона легких дырок ( $LH1$ ). Электрон или дырка в каждой подзоне являются вполне  $2D$ -квазичастицами, межподзонные же переходы приводят к тому, что состояние такой квазичастицы приобретает некоторые черты, присущие  $3D$ -системам. Можно поэтому ожидать, что в КЯ должны возникать экситоны разных типов, например связанные с подзонами размерного квантования валентной зоны тяжелых

дырок и зоны проводимости ( $HHv'$ – $Cv$ -экситоны; здесь  $v$  и  $v'$  – номера подзон зоны проводимости  $C$  и зоны тяжелых дырок  $HH$ ); возможны также  $LHv'$ – $Cv$ -экситоны, связанные с подзонами легких дырок и подзонами проводимости. Действительно, в совершенных наноструктурах в оптических спектрах наблюдается несколько (до десятка) экситонных серий, каждую из которых можно уверенно отнести к экситонам указанных типов, несмотря на то что  $HH$ - и  $LH$ -подзоны не вполне независимы.

С последним замечанием связано одно весьма любопытное обстоятельство. Взаимосвязь  $HH$ - и  $LH$ -подзон, так называемое смешивание состояний тяжелых и легких дырок (Y.C. Chang, J.N. Schulman, 1985), усиливающееся с ростом квазиимпульса дырки, приводит к тому, что в некоторых дырочных подзонах эффективные массы могут стать отрицательными. Пусть  $m_v < 0$  – эффективная масса дырки в такой подзоне. Взаимодействие этой дырки с электроном (с эффективной массой  $m_c$ ) в одной из подзон проводимости характеризуется приведенной массой (4), которая в зависимости от соотношения между  $m_c$  и  $m_v$  может быть как положительной, так и отрицательной. В последнем случае ЭДП не может иметь связанных состояний, поскольку сила кулоновского притяжения электрона и дырки в этом случае приводит к относительному ускорению, соответствующему их отталкиванию друг от друга.

Отрицательной эффективной массе обязан своим существованием своеобразный экситон, соответствующий связанному состоянию двух дырок. Сравнительно несложно представить структуру с КЯ, в которой две дырочные подзоны имеют разные по знаку эффективные массы, такие, что их приведенная масса отрицательна. Возбуждение дырок в таких подзонах должно приводить к их отталкиванию в соответствии с законом Кулона для одноименно заряженных частиц, однако на самом деле из-за знака приведенной массы имеет место не отталкивание, а притяжение дырок, приводящее к образованию связанных состояний. Подобный экситон в отличие от обычного электрически нейтрального имеет положительный заряд, равный по величине удвоенному заряду электрона. В оптических спектрах он должен приводить к водородоподобной серии, которая, однако, сходится не в фиолетовую, а в красную область спектра, то есть в область меньших частот. Подобный эффект не является особым свойством наноструктур: так называемая обратная водородоподобная серия наблюдалась на кристаллах иодистого висмута  $BiI_3$  (Е.Ф. Гросс, В.И. Перель, Р.И. Шехмаметьев, 1971) и была интерпретирована именно как следствие возникновения связанных состояний двух дырок или двух электронов. Особенностью и огромным преимуществом искусственных наноструктур перед многими твердыми телами, созданными Природой, является как раз то, что в них можно относительно легко реализовать

широкий комплекс свойств, нередко весьма необычных, для разного рода приборных применений. Кроме того, исследуя такие структуры, удается заглянуть в мир, размерность которого отличается от привычной размерности нашего пространства.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экситонами во многом определяются физические свойства полупроводников и структур на их основе. Важнейшей характеристикой экситона является его энергетический спектр. Как в общих чертах выглядит экситонный спектр в наноструктурах, кратко описано в этой статье.

И эксперимент и теория показывают, что обычно максимальное значение энергии связи экситона существенно не превышает 10 мэВ, следовательно, замечательное свойство экситонных спектров наноструктур проявляться вплоть до комнатной температуры требует иного объяснения. Уместно вспомнить, что экситон является квазичастицей, одной из важнейших характеристик которой (помимо энергетического спектра) является ее время жизни. По-видимому, в заметном возрастании времени жизни экситонов в совершенных наноструктурах следует искать причину этого удивительного эффекта. Увеличение времени жизни может быть связано с высокой степенью кристаллического порядка и относительно малым содержанием примесей в области КЯ, а также с подавлением (из-за квазидвумерного характера экситонов) некоторых каналов взаимодействия экситонов с тепловыми колебаниями атомов. Действительно, гетерограницы в реальных структурах с КЯ представляют собой островки атомной толщины, размеры которых существенно превышают характерный размер экситона (5). Движение экситона в пределах каждого островка является свободным, а время его жизни ограничивается только взаимодействием с тепловыми колебаниями. В результате время свободного пробега экситона может оказаться больше времени, необходимого для излучения кванта света (обычно это время составляет  $10^{-8}$ – $10^{-7}$  с в таких полупроводниках, как арсенид галлия).

Островковый характер гетерограниц предполагает наличие в одной и той же структуре слоев КЯ разной толщины, отличающихся друг от друга на одно межатомное расстояние. Уровни размерного квантования электронов и дырок, а также и экситонные спектры в таких слоях могут заметно различаться. В частности, при изменении толщины на одно межатомное расстояние может измениться знак приведенная масса ЭДП для одной из пар  $2D$ -подзон. Как следствие, экситон определенного типа может либо отсутствовать, либо проявляться в оптических спектрах структуры. Сильная зависимость экситонных спектров от параметров КЯ является основой мощного и весьма точного метода

диагностики качества наноструктур, в том числе определения их геометрических размеров.

Экситонам в полупроводниках и структурах на их основе посвящено большое количество публикаций. Общие сведения об этих замечательных квазичастицах можно получить из учебников по физике полупроводников, например из книги [1]. Вопросы, касающиеся экситонов в наноструктурах, достаточно популярно изложены в обзорных статьях [2, 3]. Экзотические экситоны с отрицательными эффективными массами в дырочных подзонах рассмотрены в [4].

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Бонч-Бруевич В.Л., Калашиников С.Г.* Физика полупроводников. М.: Наука. 1977. 672 с.
2. *Kash K.* // J. Luminescence. 1990. Vol. 46. P. 69–82.

3. *Herman M.A., Bimberg D., Christen J.* // J. Appl. Phys. 1991. Vol. 70. P. R1–R52.

4. *Белявский В.И., Конаев Ю.В., Павлов С.Т., Шевцов С.В.* // Физика твердого тела. 1995. Т. 37. С. 3147–3168.

\* \* \*

Владимир Ильич Белявский, физик-теоретик, доктор физико-математических наук, профессор, зав. кафедрой общей физики Воронежского государственного педагогического университета. Область научных интересов: физика полупроводниковых низкоразмерных систем, теория дислокаций в полупроводниках, оптика полупроводников и естественных сверхрешеток, теория внутреннего трения в твердых телах и физика аморфных металлических сплавов. Автор более 100 научных публикаций.