

ПРЯМЫЕ И ПРОСТРАНСТВЕННО НЕПРЯМЫЕ ЭКСИТОНЫ В СВЕРХРЕШЕТКАХ GaAs/AlGaAs В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

*А. И. Тартаковский^а, В. Б. Тимофеев^а, В. Г. Лысенко^б,
D. Birkeдал^с, J. Hvam^с*

^а *Институт физики твердого тела Российской академии наук
142432, Черноголовка, Россия*

^б *Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов
142432, Черноголовка, Россия*

^с *Microelectronic Centre, The Technical University of Denmark
DK 2800 Lyngby*

Поступила в редакцию 6 февраля 1997 г.

По спектрам люминесценции и возбуждения люминесценции исследованы энергетический спектр и энергии связи прямых и пространственно не прямых экситонов в сверхрешетках GaAs/AlGaAs с различными ширинами электронной и дырочной минизон, помещенных в сильное поперечное гетерослоям магнитное поле. Установлено, что основное состояние не прямых экситонов, образованных электронами и дырками и пространственно разделенных между соседними квантовыми ямами, расположено между основным $1s$ -состоянием прямых экситонов и порогом континуума диссоциированных экситонных состояний в минизонах. Непрямые экситоны в сверхрешетках имеют значительную силу осциллятора, когда энергия связи экситона превышает масштаб ширины результирующей минизоны. Найдено поведение энергии связи прямых и не прямых экситонов с тяжелыми дырками при изменении туннельной связи между квантовыми ямами. Показано, что сильное магнитное поле, усиливающее кулоновское взаимодействие между электроном и дыркой в экситоне, трансформирует систему симметрично связанных квантовых ям в сторону слабой связи. Исследованные пространственно не прямые экситоны аналогичны ванье-штарковским локализованным экситонам первого порядка в сверхрешетках с наклонными зонами (в условиях приложенного электрического смещения), однако в рассматриваемом случае локализация имеет чисто кулоновское происхождение.

1. ВВЕДЕНИЕ

Экситонные свойства до сих пор остаются в центре научных интересов, связанных с изучением оптических и электронных явлений в сверхрешетках, искусственно приготовленных на основе полупроводниковых гетероструктур [1–13]. С самого начала интерес к таким квантовым структурам был связан с исследованиями постепенной трансформации свойств от квазидвумерного предела (одиночная квантовая яма) к трехмерному твердому телу (сверхрешетка с сильной туннельной связью между квантовыми ямами или, иными словами, достаточно широкими электронной и дырочной минизонами). В этой проблеме одним из центральных являлся вопрос о структуре экситонных состояний, отвечающих нижней (абсолютный минимум M_0) и верхней (седло M_1) точкам нулевого наклона в спектре минизон. Однако уместно здесь заметить, что сам факт обнаружения «седловых» экситонов на верхнем краю спектра минизон в сверхрешетках остается спорным до настоящего времени [8, 9].

При приложении достаточно сильного электрического поля в направлении, перпендикулярном слоям сверхрешетки, одночастичные электронные и дырочные состояния становятся локализованными в отдельных квантовых ямах. Такая ванье-штарковская локализация электронов установлена и исследована в работах [10, 11] и это, в свою очередь, стимулировало эксперименты по обнаружению блоховских осцилляций [12] и электромагнитного излучения, обусловленного этими осцилляциями [13]. Все эти осцилляционные явления тесно связаны с пространственно не прямой природой ванье-штарковских локализованных состояний, включая экситонные состояния.

Однако пространственно не прямые экситоны могут существовать не только в связанных квантовых системах с нарушенной инверсионной симметрией. Согласно, например, теоретическим работам [4, 5, 14], в которых анализировался полный экситонный гамильтониан для симметрично связанных сверхрешеток, получены устойчивые решения для собственно энергетического спектра пространственно не прямых экситонов, т. е. когда электрон и дырка в экситоне разделены барьером. Напомним, что полная версия экситонного гамильтониана в рассматриваемом случае не имеет точного решения, так как пространственные координаты в плоскости слоев и в аксиальном направлении не разделяются. Поэтому задача в принципе решается приближенно. Так, в работе [4] экситонные состояния сверхрешетки отыскиваются с использованием приведенного базиса волновых функций, соответствующих одной электронно-дырочной минизоне. Это является достаточно хорошим приближением в условиях, когда ширина минизоны масштаба экситонной энергии связи. Итак, главный результат работ [4, 14] состоит в том, что кулоновское взаимодействие может локализовать электрон и дырку в соседних симметрично связанных квантовых ямах, что приводит в конечном итоге к формированию пространственно не прямого экситона.

Природа формирования не прямых экситонов в сверхрешетках очень близка к аналогичным событиям, которые происходят в симметричных двойных квантовых ямах [15–20]. Так же как и в двойных квантовых ямах, связанные экситонные состояния в сверхрешетках — прямые D и пространственно не прямые I — существенно модифицируются, т. е. изменяется их энергия связи и драматическим образом перераспределяются силы осцилляторов между этими состояниями при изменении соотношения между величинами экситонных энергий связи $E_{ex}(D)$, $E_{ex}(I)$ и шириной электронной и дырочной минизон $\Delta_e + \Delta_h$. Следуя близкой аналогии с симметричными двойными квантовыми ямами [20], экситонные состояния в сверхрешетках можно проанализировать, введя феноменологический параметр $\alpha = (\Delta_e + \Delta_h)/(E_{ex}(D) - E_{ex}(I))$. Таким образом, введенный параметр α характеризует туннельную связь между квантовыми ямами относительно кулоновского взаимодействия в экситоне. В сверхрешетках с широкими барьерами (узкими минизонами) $\alpha \ll 1$. В этом пределе экситонные состояния по своей природе преимущественно прямые D и не прямые I . Не прямые экситоны в этом случае чрезвычайно слабо связаны, а их сила осциллятора, благодаря небольшому электрон-дырочному перекрытию волновых функций, намного меньше силы осциллятора прямого экситона. По симметричным причинам (наличие центра инверсии в системе) все экситонные состояния — прямые и пространственно не прямые — классифицируются как симметричные и антисимметричные. В порядке возрастания энергии эти состояния располагаются следующим образом: D -симметричные, D -антисимметричные, I -антисимметричные, I -симметричные. Оптически активны (наблюдаемы в спектрах) только симметричные экситонные состояния. Совершенно очевидно, что расщепление в спектре между D - и I -экситонными состояниями определяется разницей в энерги-

ях связи этих экситонов. В сверхрешетках с узкими барьерами, $\alpha \gg 1$, экситонные состояния имеют смешанный, прямой-непрямой характер. В этом пределе, где кулоновское взаимодействие пренебрежимо мало, экситонные состояния классифицируются как произведение одночастичных электрон-дырочных состояний соответствующей симметрии. Интересен также случай промежуточной связи, когда ширина минизон масштаба кулоновской энергии связи в экситоне. В этом случае сила осциллятора непрямого экситона может составлять до нескольких процентов от соответствующей величины прямого экситона [4–14]. И, наконец, непрямые экситоны должны располагаться в спектрах сверхрешеток между основным состоянием прямого экситона и его континуумом диссоциированных состояний (точка минимума M_0).

Магнитное поле B , перпендикулярное слоям сверхрешетки, существенно воздействует на экситонные состояния. В пределе достаточно сильных магнитных полей энергии связи для прямых $E_{ex}(D)$ и непрямых $E_{ex}(I)$ экситонов можно аппроксимировать соответственно зависимостями

$$E_{ex}(D) \propto e^2/\epsilon l_0,$$

$$E_{ex}(I) \propto e^2/\epsilon(l_0^2 + d^2)^{1/2},$$

где $l_0 = (\hbar c/eB)^{1/2}$ — магнитная длина, а d — эффективное пространственное расстояние между электроном и дыркой в аксиальном направлении (или постоянная сверхрешетки). Видно, что энергия связи прямого экситона $E_{ex}(D) \propto B^{1/2}$, тогда как $E_{ex}(I)$ при этих же условиях растет медленнее и в пределе сильных полей стремится к постоянной величине. Таким образом, магнитное поле увеличивает расщепление между основными состояниями прямых и пространственно непрямых экситонов и тем самым при фиксированной туннельной связи в сверхрешетках трансформирует симметрично связанную систему квантовых ям в сторону слабой связи. При этом предполагается, что в отсутствие специальных резонансных условий вертикальное магнитное поле в первом приближении не влияет на ширину минизон.

В настоящей работе ставилась задача продемонстрировать, что непрямые экситоны формируются в симметрично связанных квантовых системах — сверхрешетках — и для их наблюдения не требуется нарушения инверсионной симметрии. С этой целью исследовался энергетический спектр прямых и пространственно непрямых экситонов в сверхрешетках при изменении туннельной связи (ширины барьера) между квантовыми ямами. Использование достаточно сильного магнитного поля, усиливающего кулоновскую связь в экситонах, давало возможность воздействовать на характер связи в сверхрешетках. Статья организована следующим образом. В разд. 2 описаны структуры и техника эксперимента. В разд. 3 изложено поведение энергий связи и сил осцилляторов прямых и пространственно непрямых экситонов при изменении ширины барьеров между квантовыми ямами в сверхрешетках. Магнитооптика прямых и пространственно непрямых экситонов представлена в разд. 4. Неожиданные для нас особенности поведения возбужденных состояний экситонов в магнитном поле и качественное толкование этих особенностей дано в разд. 5. Заключает статью разд. 6.

2. СТРУКТУРЫ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

В работе использовались сверхрешетки на основе гетероструктур GaAs/Al_xGa_{1-x}As ($x = 0.3$), выращенные с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии на изолирующей подложке GaAs, ориентированной вдоль кристаллографического направления [001]. Структуры не были специально легированными, поэтому во всех сверхрешетках был реализован режим плоских зон («flat band»). Исследовалось пять сверхрешеток, которые имели одинаковую ширину $L_w = 80$ Å квантовых ям GaAs и отличались ширинами L_b барьера AlGaAs, между ямами, а именно: $L_b = 20, 30, 50, 100$ и 200 Å. При вариации ширины барьера в указанных пределах, ширины результирующей электронной и дырочной минизон, $\Delta_e + \Delta_h$, изменялись от 25 до 0.1 мэВ. Каждая структура имела по 20 периодов $d = L_w + L_b$. Точное определение параметров сверхрешеток получено с помощью рентгеновской дифракции. Оптимизированные условия эпитаксиального роста обеспечили высокое качество сверхрешеток: хорошую воспроизводимость толщин слоев и совершенство границ раздела между слоями. О достаточно высоком качестве исследуемых структур можно судить по ширине экситонных линий в спектрах люминесценции и возбуждения люминесценции (около 1 мэВ), а также по величине стока сдвига линий в спектрах люминесценции и поглощения или отражения (менее 0.5 мэВ).

Образцы свободно монтировались в гелиевом криостате внутри сверхпроводящего соленоида. Максимально реализованные поля составляли 14 Тл. Во всех экспериментах магнитное поле было перпендикулярно слоям сверхрешеток. Спектры люминесценции и возбуждения люминесценции измерялись с использованием перестраиваемого по длинам волн титан-сапфирового лазера, который накачивался всеми линиями генерации непрерывного аргонового лазера. В работе применялась световодная техника для возбуждения и сбора сигнала люминесценции от образца. Все спектры анализировались с помощью двойного монохроматора, который обеспечивал достаточное спектральное разрешение (лучше 0.1 мэВ). При измерениях спектров возбуждения люминесценции выходной щелью монохроматора фиксировался узкий участок спектра на длинноволновом крыле линии люминесценции нижайшего экситонного состояния с тяжелыми дырками ($1sHH$) (в максимуме линии люминесценции или на расстоянии около 1 мэВ от него). Положения максимумов дискретных спектров возбуждения люминесценции не зависели от спектральной области детектирования в пределах ширины линии люминесценции основного состояния экситона. На выходе монохроматора сигнал люминесценции детектировался фотоумножителем с охлаждаемым GaAs фотокатодом и затем регистрировался в режиме счета фотонов.

3. ПРЯМЫЕ И НЕПРЯМЫЕ ЭКСИТОНЫ В СВЕРХРЕШЕТКАХ В ОТСУТСТВИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

а. Прежде всего остановимся на вопросе, касающемся поведения энергий связи прямых и непрямых экситонов с тяжелыми дырками при вариации ширины квантового барьера в сверхрешетках в отсутствие магнитного поля. Ответ на этот вопрос удастся получить, анализируя спектры возбуждения люминесценции. Для иллюстрации самой процедуры определения энергии связи основного состояния экситона с тяжелыми дырками обратимся к рис. 1, где приведены спектры возбуждения люминесценции для двух сверхрешеток с ширинами барьеров $L_w = 100$ Å и 50 Å (далее в тексте именуется соответственно как сверхрешетки 80/100/80 и 80/50/80). Самыми сильны-

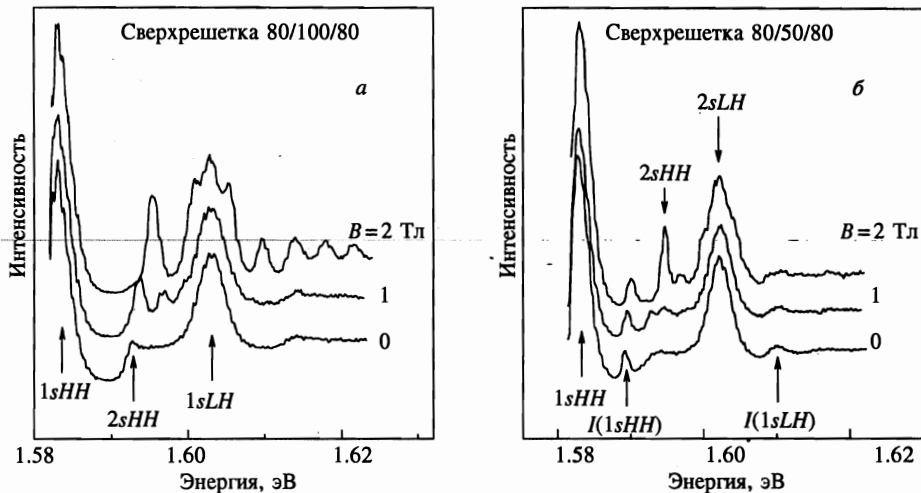


Рис. 1. Спектры возбуждения люминесценции сверхрешеток 80/100/80 (а) и 80/50/80 (б), записанные в магнитных полях до 2 Тл

ми в спектрах являются линии основных состояний экситонов с тяжелыми ($1sHH$) и легкими ($1sLH$) дырками (показаны на рисунке стрелками). Область диссоциированных состояний HH -экситонов проявляется в виде отчетливого континуума с резким «красным» порогом, над которым возвышается $1sLH$ -экситон. Первое возбужденное состояние экситона с тяжелой дыркой ($2sHH$) имеет вид особенности (слабого пика) на «красной» границе этого континуума. Эта особенность вырастает в отчетливую и достаточно интенсивную линию уже в малых магнитных полях 1–2 Тл. Во всех изученных структурах удается измерить разность энергий, отвечающих спектральному положению линий $2sHH$ - и $1sHH$ -экситонов, $\Delta(2s - 1s)$. Заметим, что $2sHH$ -экситонное состояние очень слабо связано в интересующих нас случаях и расположено в пределах 1 мэВ ниже порога континуума, что близко подходит к самой экспериментальной точности определения спектрального положения линий, имеющих ширину 1–1.5 мэВ. Таким образом, измеряемая в эксперименте величина $\Delta(2s - 1s)$ с точностью 15% отвечает энергии связи экситона на тяжелых дырках. Результаты соответствующих измерений $\Delta(2s - 1s)$ в функции величины барьера L_w приведены на рис. 2. На этом же рисунке штрихом показано поведение суммарной ширины электронной Δ_e и дырочной Δ_h минизон при вариации L_w , которые рассчитывались в одноэлектронном приближении в рамках модели Кронига–Пенни [21]. При изменении ширины барьера в указанных пределах структура экситона меняется от квазидвумерного ($L_w = 200 \text{ \AA}$) к ситуации близкой к трехмерной ($L_w = 20 \text{ \AA}$). В соответствии с этим энергия связи экситона на тяжелых дырках уменьшается, что согласуется с ранее полученными результатами в работе [2]. Качественно такой же результат получается и для экситонов с легкими дырками, хотя точность измерений в этом случае существенно ниже.

б. В сверхрешетках, начиная с барьеров $L_b = 50 \text{ \AA}$ и меньше, в спектрах возбуждения люминесценции между линиями $1sHH$ и $2sHH$ отчетливо наблюдается новая линия, $I(1sHH)$, которая не связана со спектром прямых экситонов (см. рис. 1б). О первом наблюдении этой линии в сверхрешетке 80/50/80 мы кратко сообщали в ста-

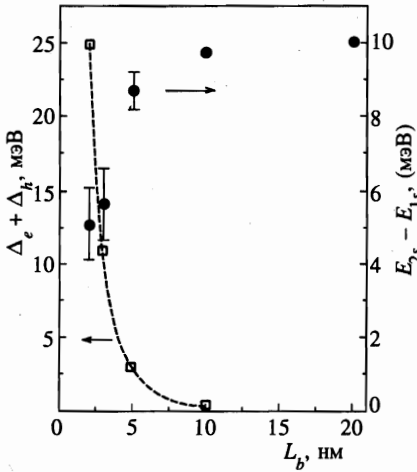


Рис. 2

Рис. 2. Разность энергий первого возбужденного и основного состояния экситона $E_{2s} - E_{1s}$ (правая шкала, черные кружки) и зависимость величины суммарной минизоны (левая шкала, штриховая линия) от ширины барьера между ямами

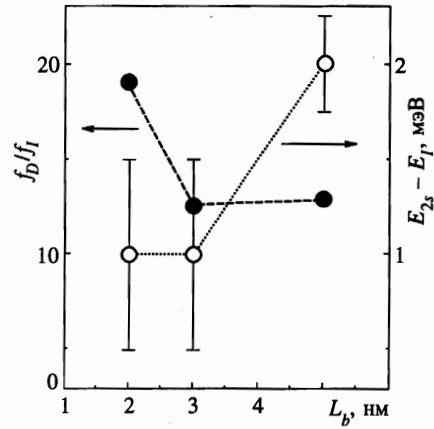


Рис. 3

Рис. 3. Разность энергий $E_{2s} - E_{1s}$ (правая шкала, белые кружки) и зависимость относительной силы осциллятора непрямого экситона (левая шкала, черные кружки) от ширины барьера между ямами

ть [22]. Эта линия в сверхрешетке 80/50/80 отвечает основному состоянию экситона на тяжелых дырках с пространственно разделенными электроном и дыркой на расстоянии, соответствующее одному периоду. Таким образом, речь в данном случае идет о пространственно непрямом экситоне, локализованном в аксиальном направлении в пределах одного периода сверхрешетки. В отличие от ванье-штарковской локализации в данном случае локализация имеет исключительно кулоновское происхождение. Состояние непрямого экситона связано слабее, чем соответствующее состояние прямого экситона. Наибольшая сила осциллятора I -экситона реализуется в сверхрешетках с промежуточным характером связи. Так, в сверхрешетке 80/30/80, где параметр α примерно равен единице, сила осциллятора непрямого экситона составляет около 10% от величины силы осциллятора прямого экситона на тяжелых дырках. При уменьшении ширины барьера ($L_b = 20$ Å и меньше) волновая функция непрямого экситона становится все больше протяженной в направлении z и может охватывать уже несколько периодов сверхрешетки. В этом пределе состояния непрямого экситона становятся все более делокализованными и в конечном итоге сливаются с континуумом диссоциированных состояний прямых экситонов [4]. На рис. 3 показано, как ведет себя энергия связи непрямого экситона, а также сила его осциллятора, измеренная относительно прямого экситона при изменении величины барьера. Из приведенного рисунка видно, что для сверхрешеток с шириной квантовых ям $L_w = 80$ Å наиболее оптимальные условия для наблюдения пространственно не прямых экситонов реализуются при ширинах квантового барьера около 30 Å.

В заключение этого раздела заметим, что качественно такое же поведение энергий

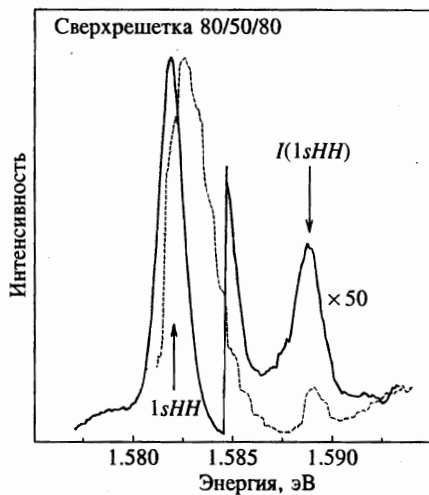


Рис. 4. Спектры люминесценции (сплошная линия) и возбуждения люминесценции (штриховая линия) сверхрешетки 80/50/80 в отсутствие магнитного поля

связи и сил осцилляторов при вариации ширины барьера демонстрируют пространственно непрямые экситоны на легких дырках (линия $I(1sLH)$ на рисунках), однако для их наблюдения оптимальные условия реализуются при относительно больших ширинах барьера ($L_b = 50 \text{ \AA}$) из-за большей ширины дырочной минизоны в случае легких дырок.

в. Связанные состояния, отвечающие пространственно непрямым экситонам, наблюдаются также и в спектрах люминесценции. Для сверхрешетки 80/50/80 это иллюстрирует рис. 4, где видно, что линия $I(1sHH)$ в спектрах люминесценции и возбуждения люминесценции совпадают. Сравнивая данные по спектрам люминесценции для $1sHH$ - и $I(1sHH)$ -экситонов, нетрудно прийти к заключению, что непрямые экситоны не находятся в тепловом равновесии с прямыми экситонами. Заметим, что в этих же условиях в спектрах люминесценции мы не видим каких-либо заметных следов возбужденного $2sHH$ -состояния прямого экситона. Это указывает на то, что термическая релаксация прямых экситонов идет намного быстрее. Фактическая населенность состояний, соответствующих непрямым экситонам, на много порядков превышает термически равновесную концентрацию. Это означает, что релаксация непрямого I -экситона к нижайшему в данной системе $1sHH$ -экситонному состоянию является относительно медленным процессом. Это заключение не является неожиданным, если учесть, что непрямые экситоны могут релаксировать в нижайшее состояние, соответствующее прямым экситонам, в результате нерезонансного туннелирования с испусканием фононов, что действительно является медленным процессом при таких ширинах барьеров между квантовыми ямами [23].

4. СПЕКТРЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПРЯМЫХ И ПРОСТРАНСТВЕННО НЕПРЯМЫХ МАГНИТОЭКСИТОНОВ

Природа обнаруженных в спектрах люминесценции и возбуждения люминесценции непрямым экситонов подтверждается поведением их спектров в магнитном поле. В пределе слабого магнитного поля, когда циклотронная энергия много меньше постоян-

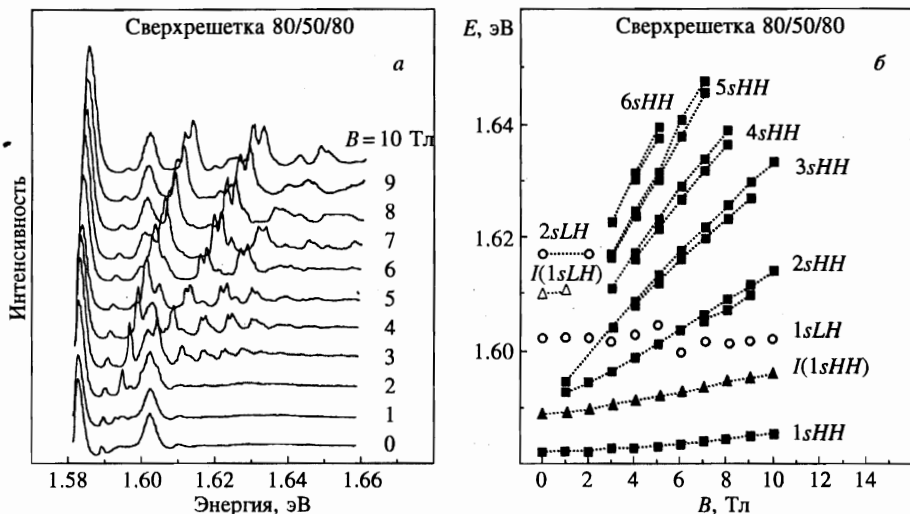


Рис. 5. Спектры возбуждения люминесценции сверхрешетки 80/50/80 при различных значениях магнитного поля (а) и энергетические положения пиков в этих спектрах (б) в зависимости от магнитного поля

ной Ридберга для экситонов, диамагнитный сдвиг экситона пропорционален площади сечения экситона, перпендикулярного магнитному полю B . Для двумерных экситонов боровские радиусы $a_n = a_0(2n + 1)$ для $n > 1$, n — главное квантовое число. Сама величина диамагнитного сдвига пропорциональна $\delta E_{dia} \propto a_0^2(2n + 1)^2 \propto 1/E_{ex}$. Поэтому для двумерных $1s$ - и $2s$ -экситонов отношение диамагнитных сдвигов равно 9. Обнаруженные не прямые экситоны в сверхрешетках с барьерами $L_b = 20, 30$ и 50 Å связаны слабее, чем прямой $1s$ -экситон, но сильнее, чем $2s$ -экситонное состояние в этих же структурах. Поэтому диамагнитный сдвиг непрямого экситона должен быть существенно меньше, чем у прямых $2s$ -экситонов. С другой стороны, достаточно сильное магнитное поле должно трансформировать симметричную туннельно связанную систему квантовых ям в сторону слабой связи. Это должно сопровождаться уменьшением силы осциллятора непрямого экситона из-за ослабевающего подмешивания состояний прямых экситонов.

На рис. 5а, 6 и 7 показаны спектры возбуждения люминесценции для сверхрешеток с барьерами $L_b = 50, 30$ и 20 Å, измеренные в магнитных полях до 14 Тл с шагом 1 Тл. Наиболее сильными в спектрах являются линии прямых $1sHH$ - и $1sLH$ -экситонов. С ростом магнитного поля эти экситонные состояния демонстрируют диамагнитный сдвиг, величина которого оказывается большей для экситона с тяжелой дыркой, поскольку это состояние слабее связано, чем $1sLH$ -экситон. При уменьшении ширины барьера ($L_b = 30, 20$ Å) диамагнитный сдвиг $1sLH$ -экситона практически нулевой, так как эффект сверхрешетки наиболее сильный для экситонных состояний с легкой дыркой.

Помимо основных состояний прямых экситонов, которые с ростом магнитного поля трансформируются в магнитоэкситонные состояния нижайшего уровня Ландау ($N = 0$), в спектрах возбуждения люминесценции наблюдаются магнитоэкситоны, соответствующие более высоким состояниям Ландау ($N > 1$). Оптически активны в спек-

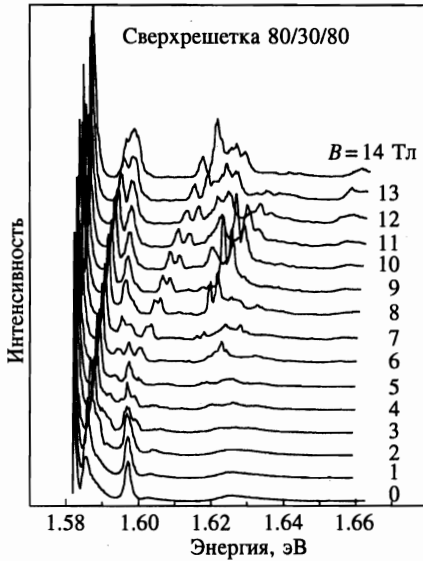


Рис. 6

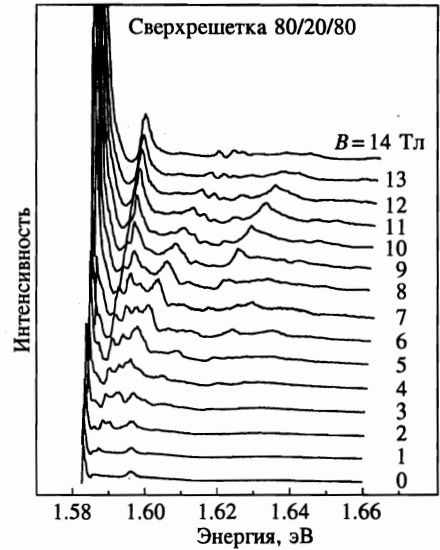


Рис. 7

- Рис. 6. Спектры возбуждения люминесценции сверхрешетки 80/30/80 при различных величинах магнитного поля
- Рис. 7. Спектры возбуждения люминесценции сверхрешетки 80/20/80 при различных величинах магнитного поля

трах только те магнитоэкситоны, которые представляют собой связанные состояния электрона и дырки, принадлежащие одному и тому же уровню диамагнитного квантования. Соответствующие экситонные энергии для прямых и пространственно непрямых экситонов равны:

$$E_{D(I)}^N = E_g + \hbar(\omega_c^e + \omega_c^h) \left(N + \frac{1}{2} \right) - E_{ex}(D, I),$$

где $\hbar\omega_c^e$, $\hbar\omega_c^h$ — циклотронные энергии, а $E_{ex}(D, I)$ — энергии связи прямых (непрямых) экситонов, отвечающих уровню Ландау N , E_g — расстояние между электронными и дырочными уровнями размерного квантования. В спектрах возбуждения люминесценции исследованных сверхрешеток надежно идентифицируются магнитоэкситонные состояния вплоть до квантовых номеров $N = 6$.

Экситон $2sHH$ наблюдается как отчетливая линия уже в слабых магнитных полях (около 2 Тл). С ростом магнитного поля $2sHH$ -экситон, благодаря большому диамагнитному сдвигу, пересекает спектральное положение экситона на легких дырках $1sLH$. В области пересечения этих экситонных состояний во всех исследованных нами сверхрешетках наблюдается драматическое перераспределение сил осцилляторов у линий $2sHH$ и $1sLH$. Наблюдаемое явление антикроссинга является результатом достаточно сильного смешивания магнитоэкситонных состояний на легких и тяжелых дырках.

Теперь остановимся на диамагнитных свойствах прямых и непрямых экситонов. Аппроксимируя спектральный сдвиг экситонной линии в зависимости от магнитного поля в области небольших магнитных полей квадратичной зависимостью, находим,

что в сверхрешетке 80/50/80 для $1sHH$ -экситонного состояния величина диамагнитного сдвига составляет 37 мкэВ/Тл^2 . Найденная величина хорошо согласуется с результатом, полученным для квантовой ямы шириной 75 \AA в работе [2]. При уменьшении ширины барьера в сверхрешетках, а следовательно самой энергии связи прямого экситона, величина диамагнитного сдвига $1sHH$ -состояния возрастает. Так, в сверхрешетке 80/20/80 диамагнитный сдвиг $1sHH$ -экситона равен примерно 64 мкэВ/Тл^2 . Вместе с тем величина диамагнитного сдвига $2sHH$ -экситона почти на порядок больше, чем для основного состояния во всех исследованных сверхрешетках, что близко подходит к приведенным выше оценкам.

В то же время диамагнитные поправки к энергии основного состояния пространственно непрямого экситона заметно больше, чем для $1sHH$ -экситона и значительно меньше, чем для $2sHH$ -экситона. Эта поправка составляет примерно 100 мкэВ/Тл^2 в сверхрешетке 80/50/80. Таким образом, совершенно очевидно, что $I(1sHH)$ -экситон не имеет какого-либо отношения к возбужденным состояниям прямых экситонов. Мы заключаем, что $I(1sHH)$ -линия отвечает основному $1s$ -состоянию непрямого экситона с пространственно разделенными электроном и дыркой в пределах периода сверхрешетки.

В сверхрешетке 80/100/80 из-за большой величины барьера не прямой экситон очень слабо связан, а его сила осциллятора чрезвычайно мала. Поэтому это экситонное состояние расположено вплотную к области диссоциированных состояний экситонов на тяжелых дырках и не разрешается в спектрах возбуждения люминесценции в небольших магнитных полях. Однако «следы» непрямого магнитоэкситона обнаруживаются в сильных магнитных полях, $B > 11 \text{ Тл}$, в области, практически совпадающей с положением уровня Ландау $N = 0$ с легкими дырками.

В сверхрешетках с узкими барьерами, $L_b = 30, 20 \text{ \AA}$, в области основной линии непрямого экситона наблюдается сателлитная тонкая структура (см. рис. 6, 7). С ростом магнитного поля эта структура сливается с областью диссоциированных состояний прямых экситонов на тяжелых дырках, так что в спектре остается только одна линия непрямого экситона. Появление этой структуры и ее поведение в магнитном поле в сверхрешетках с узкими барьерами мы связываем с пространственно непрямыми экситонами, в которых электрон и дырка разнесены на два и три периода сверхрешетки, что согласуется с теоретическими представлениями, развитыми в работе [4].

В спектрах возбуждения люминесценции сверхрешетки 80/50/80 наблюдаются пространственно не прямые экситоны, в которых связаны и легкие дырки. На рис. 1б соответствующая линия обозначена как $I(1sLH)$. Соответствующее этой линии состояние демонстрирует существенно больший диамагнитный сдвиг, чем для основного состояния прямого экситона с легкой дыркой $1sLH$, но заметно меньший, чем для возбужденного $2sLH$ -состояния. При уменьшении магнитного поля ($B \rightarrow 0$), спектральное положение линии $I(1sLH)$ экстраполируется к порогу континуума диссоциированных экситонных состояний с легкими дырками. Все изложенные аргументы убеждают, что природа линии $I(1sLH)$ связана с пространственно непрямыми экситонами с легкими дырками.

5. ОСОБЕННОСТИ В СПЕКТРАХ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ МАГНИТОЭКСИТОНОВ

Мы наблюдали несколько неожиданных особенностей в спектрах возбужденных состояний магнитоэкситонов, изученных в зависимости от магнитного поля. Здесь остановимся на двух, наиболее ярких из них.

а. Во всех исследованных нами сверхрешетках в спектрах возбуждения люминесценции обнаружено, что магнитоэкситонные состояния с тяжелыми дырками, соответствующие уровням Ландау $N \geq 1$, в достаточно сильных магнитных полях имеют ярко выраженную дублетную структуру зеемановского расщепления (см., например, рис. 6). Специально выполненные эксперименты в геометрии Фарадея с анализом циркулярной поляризации компонент дублета показали, что компонента со стороны меньших энергий отвечает σ^- -поляризации, а со стороны больших — σ^+ . Наблюдаемое расщепление связано с квантованием проекций спинов электрона и дырки в экситоне, так как в рассматриваемом случае речь идет об магнитоэкситонных s -состояниях. Величина самого дублетного расщепления оказалась неожиданно большой, если принять известные в литературе значения g -факторов для электрона и дырки [24]. Причина аномально большого зеемановского расщепления возможно кроется в том, что в системах с конфайнментом к s -состояниям экситона могут подмешиваться другие состояния подходящей симметрии, но имеющие гораздо больший орбитальный момент (например d -, f - и другие состояния) [25]. Из-за сильного смешивания с состоянием с большим угловым моментом и спин-орбитального взаимодействия эффективный g -фактор дырки в s -экситонном состоянии возрастает [26]. Это предположение верно, если при ослаблении конфайнмента (т. е. при уменьшении ширины барьера в сверхрешетках) величина дублетного расщепления уменьшается. Согласно закону сохранения углового момента, компоненты эффективного спина дырки m_J и электрона s в экситоне, а также и момент фотона m_{ph} связаны соотношением: $m_{ph} = s + m_J$. Для σ^\pm - поляризаций света $m_{ph} = \pm 1$. При оптических переходах естественно следует учитывать сохранение четности состояний в направлении размерного квантования. С учетом приведенных замечаний наблюдаемую дублетную структуру зеемановского расщепления возбужденных

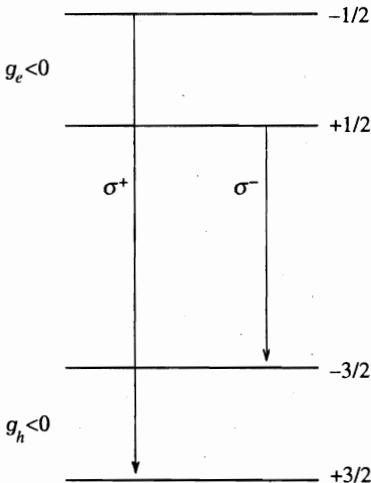


Рис. 8. Схема оптических переходов для экситонов с тяжелой дыркой в магнитном поле

s -магнитоэкситонных состояний на тяжелых дырках можно пояснить схемой оптических переходов, изображенной на рис. 8. Далее примем, что зеемановский гамильтониан экситона в магнитном поле, ориентированном вдоль оси z сверхрешетки, есть

$$H = \mu_0 B_z (g_e S_z + g_h \Sigma_z),$$

где μ_0 — магнетон Бора, $S_z = 1/2$ — спиновое квантовое число электрона, $\Sigma_z = 3/2$ — эффективное квантовое число тяжелой дырки. Отсюда нетрудно найти эффективный g -фактор дырки в экситоне (электронный g -фактор принимался постоянным и не зависящим от магнитного поля, $g_e = -0.4$). Таким образом, по величине расщепления было найдено, что эффективный g -фактор дырки в $2sHH$ -экситоне равен $g_h = -2.3$ в поле 10 Тл. В $3sHH$ -экситоне величина g -фактора несколько больше, $g_h = -3.2$. При уменьшении ширины барьера в сверхрешетках (сверхрешетки 80/30/80 и 80/20/80), что сопровождается ослаблением конфинмента, величина дублетного расщепления и соответствующего ему дырочного g -фактора магнитоэкситонов уменьшается, что качественно согласуется с концепцией смешивания магнитоэкситонных состояний [25].

б. Неожиданным оказалось также поведение интенсивности возбужденных магнитоэкситонных состояний (в частности $3sHH$ -состояния) в зависимости от магнитного поля. Наиболее ярко этот эффект проявляется в спектрах возбуждения люминесценции сверхрешетки 80/30/80 (см. рис. 6). В сверхрешетках с узкими минизонами, 80/50/80 и 80/100/80, этот эффект отсутствует. Видно, что при небольших полях сила осциллятора $3sHH$ -состояния, как и других более возбужденных состояний, невелика. В магнитных полях начиная с 8 Тл интенсивность в спектре этого состояния начинает драматически расти, так что при 9 Тл она возрастает более чем на порядок. При дальнейшем увеличении магнитного поля интенсивность $3sHH$ -магнитоэкситона уменьшается и приобретает исходную величину при 13 Тл. Острое немонотонное поведение интенсивности $3sHH$ -экситона в зависимости от магнитного поля указывает, что это состояние резонансно взаимодействует в области пересечения с другим, дипольно разрешенным состоянием. В этой же спектральной области начало резонансного поведения интенсивности демонстрирует также $2sHH$ -экситон, но, естественно, в другом диапазоне магнитных полей. Расчеты электронно-дырочного спектра размерного квантования сверхрешетки 80/30/80 показывают, что в спектральной области, где наблюдается резонансное поведение интенсивности $3sHH$ -, а также $2sHH$ -экситонов, располагаются: седловая точка M_1 электронно-дырочной минизоны легких дырок ($e(1) - LH(1)$) и минимум следующей зоны размерного квантования тяжелых дырок ($e(1) - HH(2)$). Уже в отсутствие магнитного поля видно заметное резонансное поглощение в этой области, по-видимому связанное с этими экстремумами минизон (см. рис. 6). Изложенные экспериментальные факты качественно указывают на резонансный характер взаимодействия возбужденных состояний магнитоэкситонов с магнитоэкситонными состояниями, соответствующими указанным экстремумам минизон. Однако природа этого взаимодействия неясна, и количественное описание этого явления впереди.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, по спектрам люминесценции и возбуждения люминесценции в сверхрешетках $GaAs/Al_x Ga_{1-x} As$ в режиме плоских зон исследованы пространственно не прямые экситонные состояния с тяжелыми и легкими дырками. Показано, что оптимальные условия для наблюдения не прямых экситонов реализуются, когда кулоновская энергия в экситоне порядка ширины электронно-дырочной минизоны в сверхрешетке.

Существенно, что для наблюдения таких состояний не требуется нарушения инверсионной симметрии. Сильное магнитное поле, поперечное гетерослоям сверхрешетки, усиливающее кулоновскую связь в экситоне, трансформирует систему взаимодействующих квантовых ям в сторону слабой связи. Пространственно не прямые экситоны в сверхрешетках аналогичны ванье-штарковским локализованным экситонам первого порядка в сверхрешетках с наклоненными зонами, однако в рассматриваемом случае локализация не прямых экситонов имеет кулоновское происхождение.

Авторы глубоко благодарят К. Соеренсена за изготовление сверхрешеток.

Настоящая работа выполнялась при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 96-02-17535), Научно-технической программы «Физика твердотельных наноструктур», а также INTAS (грант 576i95). Авторы приносят искреннюю благодарность перечисленным фондам.

Литература

1. H. Chu and Y.-C. Chang, Phys. Rev. B **36**, 2946 (1987).
2. A. Chomette, B. Lambert, B. Deveaud, F. Clerot, A. Regreny, and G. Bastard, Europhys. Lett. **4**, 461 (1989).
3. H. Chu and Y.-C. Chang, Phys. Rev. B **39**, 10861 (1989).
4. D. M. Whittaker, Phys. Rev. B **41**, 3238 (1990).
5. M. M. Dignam and J. E. Sipe, Phys. Rev. B **43**, 4097 (1991).
6. P. M. Young, H. Ehrenreich, P. M. Hui, and N. F. Johnson, J. Appl. Phys. **74** (12), 7369 (1993).
7. B. Deveaud, A. Chomette, F. Clerot, A. Regreny, J. C. Maan, R. Romestain, and G. Bastard, Phys. Rev. B **40**, 5802 (1989).
8. K. Fujiwara, K. Kawashima, T. Yamamoto, N. Sano, R. Gingolani, H. T. Grahn, and K. Ploog, Phys. Rev. B **49**, 1809 (1994).
9. K. Fujiwara, Y. Kawashima, T. Yamamoto, and K. Ploog, Sol. State Electronics **37**, 889 (1994).
10. E. Mendez, F. Agullí-Rueda, and F. Hong, Phys. Rev. Lett. **60**, 3426 (1988).
11. P. Voisin, J. Bleuse, C. Bouche, S. Gaillard, C. Alibert, and A. Regreny, Phys. Rev. Lett. **61**, 1639 (1988).
12. K. Leo, P. Bolivar, F. Bruggemann, and R. Schwedler, Solid State Commun. **84**, 943 (1992).
13. H. Roskos, M. C. Nuss, J. Shah, K. Leo, D. A. B. Miller, A. M. Fox, S. Schmitt-Rink, and K. Kohler, Phys. Rev. Lett. **68**, 2216 (1992).
14. D. Birkedal, K. El Sayed, G. Sanders, V. G. Lyssenko, C. Stanton, and J. M. Hvam, Nuovo Cimento **17D**, 1359 (1995).
15. M. M. Dignam and J. E. Sipe, Phys. Rev. B **43**, 4084 (1991).
16. C. W. Bryant, Phys. Rev. B **47**, 1683 (1993).
17. T. Westgaard, Q. X. Zhao, B. O. Fimland, K. Johannesssen, and L. Johnsen, Phys. Rev. B **45**, 1784 (1992).
18. L. V. Butov, A. Zrenner, G. Abstreiter, A. V. Petinova, and K. Eberl, Phys. Rev. B **52**, 12153 (1995).
19. M. Bayer, V. B. Timofeev, F. Faller, T. Gutbrod, and A. Forchel, Phys. Rev. B **54**, 8799 (1996).
20. A. V. Dzubenko and A. L. Yablonskii, Phys. Rev. B **53**, 16335 (1996).
21. G. Bastard, *Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterojunctions*, Les editions de physique, Les Ulli, France, 1988.
22. D. Birkedal, K. El Sayed, G. Sanders, C. Spiegelberg, V. G. Lyssenko, C. Stanton, J. M. Hvam, V. B. Timofeev, and M. Bayer, Phys. Rev. B **54**, 10316 (1996).
23. B. Deveaud, A. Chomette, A. Regreny, F. Clerot, Europhys. Lett. **11**, 367 (1990).
24. M. J. Snelling, E. Blackwood, C. J. M. McDonagh et al., Phys. Rev. B **45**, 3922 (1992).
25. G. E. W. Bauer and T. Ando, Phys. Rev. B **37**, 3130 (1998); Phys. Rev. B **38**, 6015 (1988).
26. В. Б. Тимофеев, М. Байер, А. Форхел, М. Потемски, Письма в ЖЭТФ **64**, 52 (1996).