

Влияние экранирования двумерными носителями заряда на энергию связи экситонных состояний в GaAs/AlGaAs квантовых ямах

С. И. Губарев¹⁾, О. В. Волков, В. А. Ковальский, Д. В. Кулаковский, И. В. Кукушкин

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 14 октября 2002 г.

Исследован спектр возбужденных состояний экситонов в квантовых ямах GaAs/AlGaAs различной ширины и его изменение из-за экранирования электронно-дырочного взаимодействия двумерными электронами. Обнаружено резкое уменьшение энергии связи экситонов при увеличении концентрации двумерных электронов и изучена температурная зависимость параметров экранирования основного и возбужденного состояний экситонов вплоть до сверхнизких температур $T = 50$ мК.

PACS: 71.35.Cc, 78.66.Fd

Кулоновское взаимодействие между носителями заряда играет центральную роль в коллективных эффектах, обнаруженных в электронных системах пониженной размерности, таких как Дробный и Целочисленный квантовый эффект Холла, композитные фермионы [1, 2]. Поскольку в системе двумерных электронов взаимодействие в значительной степени экранировано, то изучение особенностей экранировки чрезвычайно важно для понимания природы таких коллективных явлений и их корректного теоретического описания. Несмотря на важность проблемы экранирования кулоновского взаимодействия, к настоящему моменту существует довольно мало экспериментальных работ, посвященных этой проблеме. Наиболее непосредственно эффекты экранирования кулоновского взаимодействия свободными носителями проявляются в экранировании связанного состояния электрона и дырки в квантовой яме (экситона) и коллапсе (диссоциации) таких связанных состояний при увеличении концентрации носителей заряда выше критического значения. [3, 4].

Следует отметить, что говоря о коллапсе экситонных состояний, мы вовсе не подразумеваем исчезновения связанного состояния из спектра возбуждений полупроводника, поскольку в двумерных системах образование связанных состояний возникает при сколь угодно слабом притягивающем потенциале. Как будет показано в настоящей работе, экранирование электронно-дырочного взаимодействия в экситоне системой двумерных электронов приводит скорее к резкому уменьшению энергии связи экситона при достижении пороговой концентрации, ко-

торое сопровождается уменьшением силы осциллятора экситонного перехода. Именно такое пороговое уменьшение силы осциллятора наблюдалось в совершенных структурах GaAs/AlGaAs при неожиданно низких концентрациях свободных носителей заряда [4]. При этом вопрос о влиянии экранирования на энергию связи экситонного состояния оставался экспериментально не изученным, хотя именно этот параметр является одним из важнейших для количественного описания экранированного взаимодействия в электронной системе.

Целью настоящей работы как раз и является экспериментальное изучение влияния экранировки двумерными носителями заряда на энергию связи основного и возбужденных состояний экситонов в GaAs/AlGaAs квантовых ямах.

Исследовались одиночные квантовые ямы GaAs/AlGaAs с шириной 180 Å и 300 Å в температурном диапазоне от $T = 4.2$ К до $T = 50$ мК. Несмотря на то, что сами структуры были нелегированны, наличие в них остаточных примесей приводило к возникновению в структурах двумерного канала низкой плотности (с концентрацией носителей заряда порядка $n_e = (1 - 20) \cdot 10^9$ см⁻²). Концентрацию носителей в канале можно было плавно менять путем подсветки структуры комбинированным излучением двух лазерных источников света: полупроводникового лазера с длиной волны генерации $\lambda = 7500$ Å (для внутриямного фотовозбуждения) и HeNe-лазера с $\lambda = 6328$ Å (для барьерного фотовозбуждения). Это позволяло изменять плотность электронов в канале от максимальной (различной в разных структурах и составляющей порядка $2 \cdot 10^{10}$ см⁻²) до $1 \cdot 10^9$ см⁻².

¹⁾e-mail: gubarev@issp.ac.ru

Как и в предыдущих работах [4, 5], концентрация носителей заряда в канале определялась с помощью оптического детектирования размерного магнитоплазменного резонанса. Для этого на исследуемых структурах изготавливались мезы в форме диска с диаметром 0.1 мм, а образцы помещались в СВЧ тракте в максимуме электрического поля. Из магнитопольных зависимостей дифференциального сигнала люминесценции, возникающего при модуляции мощности микроволнового возбуждения (частота – 16–40 ГГц), извлекалась частота плазменных колебаний, которая непосредственно связана с диаметром мезы и концентрацией двумерных электронов [6]. Такая методика позволяла определять концентрацию двумерного электронного газа вплоть до концентраций порядка $1 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ (описание методики измерений см. в [4, 5]).

Высокое качество исследуемых структур проявляется в том, что при низких концентрациях носителей в канале $n_e \leq 1 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ в спектрах люминесценции помимо линий, отвечающих рекомбинации основного состояния свободных ($HH1S$) и связанных (BE) экситонов на тяжелых дырках и свободных экситонов на легких дырках ($LH1S$) наблюдаются хорошо разрешенные линии возбужденных состояний экситонов $HH2S$, $LH2S$ и $HH3S$ (рис.1, верхняя кривая). Такая интерпретация наблюдаемых линий согласуется с известными экспериментальными данными [7] и подтверждается численными расчетами, выполненными нами для GaAs/AlGaAs КЯ данной ширины. Кроме того, наши исследования в перпендикулярном магнитном поле позволили однозначно отличить состояния экситонов с легкими и тяжелыми дырками и подтвердили указанную выше интерпретацию возбужденных состояний.

Из рис.1 видно, что с ростом концентрации двумерных носителей сначала происходит экранирование возбужденных состояний экситонов, поскольку они обладают значительно меньшей энергией связи и значительно более протяженной волновой функцией по сравнению с основным состоянием. Уменьшение энергии связи приводит к тому, что при гелиевых температурах $T = 1.5\text{--}4.2 \text{ К}$ происходит термическая диссоциация возбужденных состояний экситона, в результате которой линии, отвечающие переходам из возбужденных состояний, исчезают из спектров люминесценции исследуемых структур. Однако в области сверхнизких температур порядка 50 мК возбужденные состояния экситонов удается наблюдать в спектре люминесценции в значительно большем диапазоне изменения концентраций (нижние кривые на рис. 1). Основное состояние экситонов на тяжелых

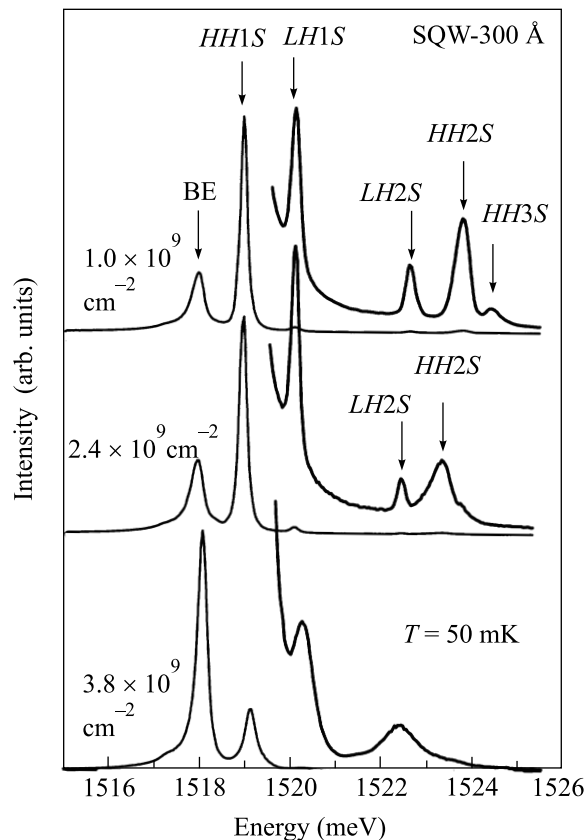


Рис.1. Спектры люминесценции, измеренные при $T = 50 \text{ мК}$ в квантовой яме шириной 300 \AA при трех концентрациях двумерных электронов. Концентрация электронов измерялась методом магнитоплазменного резонанса [4]

($HH1S$) и легких ($LH1S$) дырках обладает значительно большей энергией связи и, соответственно, экранируются при существенно больших концентрациях двумерных электронов. Из рис.1 видно, что экранирование возбужденных состояний сопровождается изменением спектрального положения соответствующих линий излучательной рекомбинации.

На рис.2 показаны изменения энергетического положения термов основного и возбужденного состояний экситонов, измеренные в квантовых ямах с шириной 180 \AA и 300 \AA . Видно, что с ростом концентрации электронов в яме энергия основного состояния экситонов на легких и на тяжелых дырках почти не меняется и только при плотностях выше $3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ начинает смещаться в сторону более высоких энергий. Что же касается возбужденных состояний, то они смещаются в область низких энергий уже при очень малых концентрациях n_e , и при этом наиболее быстро смещается наименее связанное состояние $HH3S$. Поведение экситонных термов в более узкой

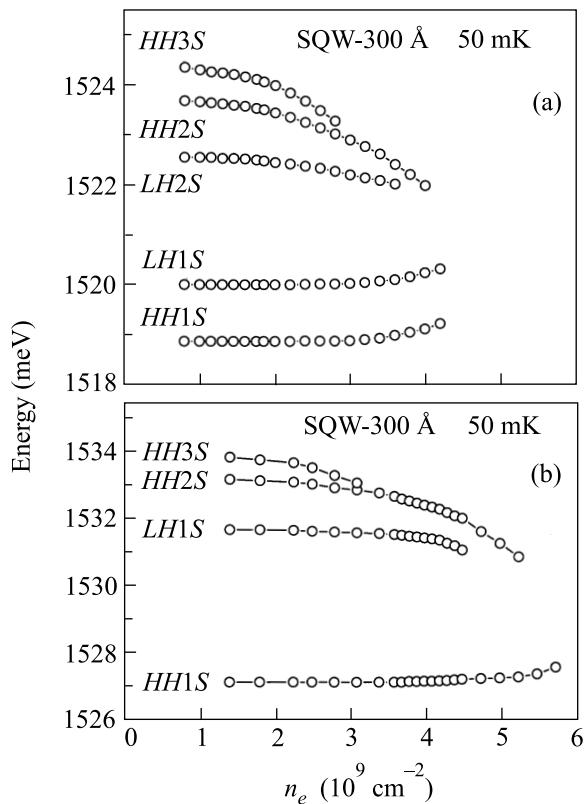


Рис.2. Зависимости спектрального положения основного ($HH1S$) и возбужденных ($LH1S$, $LH2S$, $HH2S$ и $HH3S$) состояний экситонов от концентрации электронов n_e в яме, измеренные в квантовых ямах GaAs/AlGaAs с шириной 300 Å (a) и 180 Å (b)

квантовой яме 180 Å качественно совпадает с наблюдаемым в яме шириной 300 Å с той разницей, что изменения происходят при большей концентрации электронов.

Уменьшение энергии связи экситонов из-за экранирования электронно-дырочного взаимодействия наиболее ярко проявляется в изменении энергетической щели между основным и возбужденным состояниями экситонов $E_{2S} - E_{1S}$. На рис.3а показана зависимость разности между энергиями основного ($HH1S$) и возбужденного ($HH2S$) состояний экситонов на тяжелых дырках от концентрации, измеренная в квантовых ямах с шириной 300 Å и 180 Å. Видно, что с ростом концентрации электронов эта разность уменьшается почти в два раза от 4.83 мэВ до 2.88 мэВ для ямы шириной 300 Å и от 6.05 мэВ до 3.59 мэВ для ямы шириной 180 Å. В узкой яме $L = 180$ Å экранирование оказывается менее эффективным и изменения происходят при больших концентрациях электронов. Такая зависимость представляется вполне естественной,

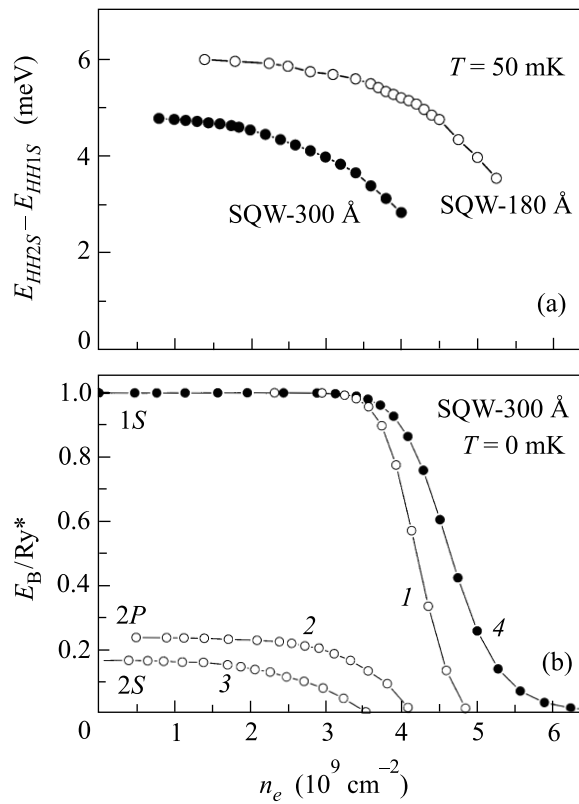


Рис.3. (a) Изменения энергетической щели между основным ($HH1S$) и возбужденным ($HH2S$) состояниями экситонов $E_{HH2S} - E_{HH1S}$ от концентрации двумерных электронов n_e , измеренные в квантовых ямах с шириной 300 Å и 180 Å. (b) Зависимость энергии основного $1S$ и возбужденных $2P$ и $2S$ состояний (кривые 1, 2 и 3, соответственно) экситонов от концентрации электронов, рассчитанные методом релаксации для квантовой ямы GaAs/AlGaAs с шириной 300 Å. Кривая 4 отвечает расчету основного состояния экситона вариационным методом Ритца

поскольку энергия связи экситона в узкой яме больше, а ширина волновой функции экситона в плоскости ямы – меньше, и, следовательно, порог экранирования должен быть сдвинут в узкой яме в область больших концентраций электронов. На рис.3б показано поведение энергий связи экситонных $1S$, $2P$ и $2S$ термов (кривые 1, 2 и 3), рассчитанных методом релаксации для случая линхардовского экранирования квазидвумерными электронами в КЯ шириной 300 Å. Для сравнения на том же рисунке представлена зависимость энергии основного состояния ($1S$) вычисленная менее точным вариационным методом Ритца [8]. Несмотря на то, что в расчетах не учитывается сложный характер валентной зоны в квантовой яме, метод релаксации позволяет опи-

сать экспериментально наблюдаемое уменьшение энергий связи различных экситонных термов и дает для пороговых концентраций значения, близкие к наблюдаемым в эксперименте.

Следует обратить внимание на то, что уменьшение энергии связи $1S$ экситонного состояния не сопровождается заметным изменением спектрального положения экситонного терма и только в области больших концентраций электронов наблюдается слабый сдвиг в область больших энергий. Такое поведение, на наш взгляд, связано с тем, что экранировка кулоновского взаимодействия, помимо уменьшения энергии связи экситона, приводит также к перенормировке запрещенной щели полупроводника, в результате чего положение экситонного терма определяется комбинированным влиянием этих двух вкладов, которые почти компенсируют друг друга.

Из зависимостей, представленных на рис.2, можно определить как изменение энергии связи основного состояния экситонов, так и положение запрещенной щели полупроводника в квантовой яме при вариации концентрации квазидвумерных электронов. При нулевой концентрации двумерных электронов в канале энергия связи $HH2S$ состояния экситона составляет согласно теоретическим расчетам, $\sim E_{HH2S}^b = 1.15$ мэВ [7], в то время как при экранировке она уменьшается более чем в 10 раз и, по-видимому, в момент исчезновения возбужденных состояний из спектров люминесценции не превышает 0.1 мэВ. Поэтому при концентрации электронов $4 \cdot 10^9$ см $^{-2}$ положение $HH2S$ терма с точностью лучшей, чем 0.1 мэВ, совпадает с перенормированной щелью полупроводника.

Помимо измерений зависимости энергий связи $1S$ и $2S$ экситонных состояний, нами была также изучена температурная зависимость пороговой концентрации, при которой происходит резкое уменьшение силы осциллятора экситонного перехода, аналогично тому, как это было сделано в оригинальной работе [4], но в области значительно более низких температур вплоть до $T = 50$ мК.

Влияние температуры на экранирование связанных состояний в квазидвумерных системах носит двоякий характер. С одной стороны, при понижении температуры увеличивается доля электронов, локализованных на флуктуациях случайного потенциала, что уменьшает концентрацию подвижных электронов в яме, эффективно участвующих в экранировании кулоновского взаимодействия. С другой стороны, как это было показано в работе [8], с понижением температуры экранирование экситонных состояний двумерными электронами становится более эффек-

тивным, поскольку наибольший вклад в экранирование дают электроны с малыми импульсами k . В лучших структурах экранирование экситонных состояний происходит при столь низких концентрациях, что при температурах $T = 1.5$ – 4.2 К электронный газ оказывается невырожденным. Как было показано в работе [8], эффективность экранировки в этом случае сильно зависит от температуры.

На рис.4 показаны изменения отношения интенсивностей линий свободного и связанного экситонов

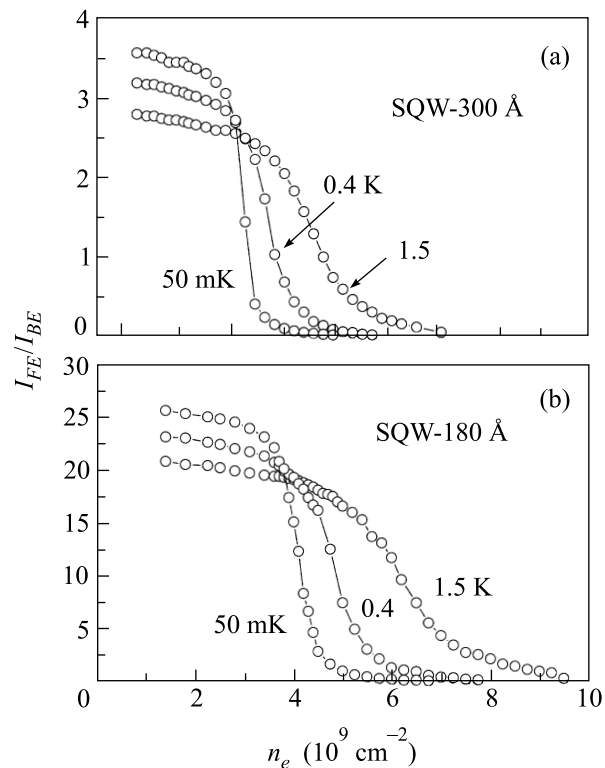


Рис.4. Зависимости отношения интенсивностей люминесценции свободного, I_{FE} , и связанного, I_{BE} , экситонов от концентрации электронов, измеренные при различных температурах $T = 1.5$ К, $T = 0.4$ К и $T = 50$ мК в квантовых ямах с шириной 300 Å (а) и 180 Å (б)

в зависимости от концентрации электронов, измеренные в двух квантовых ямах шириной 180 Å и 300 Å. Как видно из этого рисунка, с понижением температуры пороговая концентрация уменьшается, что свидетельствует о слабости эффектов локализации и о совершенстве исследованных образцов. Температурная зависимость пороговой электронной плотности, при которой происходит экранирование экситонов, удовлетворительно объясняется в рамках расчетов, проведенных в работе [8]. При температуре 50 мК пороговая концентрация для квантовой ямы шири-

ной 300 \AA составляет $3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$, что соответствует безразмерному параметру $r_s = 10.5$. В более узкой квантовой яме шириной 180 \AA пороговая концентрация выше, что тоже соответствует расчетам, выполненным в [8].

Результаты экспериментов находятся в согласии с результатами вычислений, выполненных в линхардовском приближении с учетом нелинейного характера экранирования квазидвумерным электронным газом в квантовых ямах развитым недавно в работе [8]. Учет нелинейного характера экранирования позволил добиться удовлетворительного согласия с экспериментом как по величине пороговой концентрации, так и по характеру наблюдаемых изменений в спектрах в условиях коллапса экситонных состояний. Помимо энергии связи, было также рассчитано изменение силы осциллятора экситонного перехода от концентрации электронов в квантовой яме. В соответствие с расчетами, интенсивность экситонного перехода с ростом плотности двумерного газа уменьшается менее резко, чем энергия связи. Это и приводит к тому, что в оптических экспериментах линия экситонов наблюдается даже при относительно высоких концентрациях электронов, когда энергия связи экситонов уже существенно уменьшилась.

Таким образом, в настоящей работе исследовано, как уменьшаются энергии связи основного и возбужденных состояний экситонов при увеличении концентрации электронов в яме из-за эффектов экрани-

рования электрон-дырочного взаимодействия системой квазидвумерных электронов. Экспериментально измерена зависимость энергии связи экситонов от плотности электронов в канале. Обнаружено, что при понижении температуры от 1.5 К до 50 мК переход, связанный с диссоциацией экситонов, заметно обостряется и смещается в область более низких электронных концентраций.

Работа была выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, ГНТП "Наноструктуры", а также гранта ИНТАС # 99-1146.

-
1. D. C. Tsui, H. L. Stormer, and A. C. Gossard, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1559 (1982).
 2. J. K. Jain, *Adv. in Physics* **41**, 105 (1992).
 3. G. Finkelstein, H. Strikman, and I. Bar-Josef, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 976 (1995).
 4. С. И. Губарев, И. В. Кукушкин, С. В. Товстоног и др., *Письма в ЖЭТФ* **72**, 469 (2000).
 5. М. Ю. Акимов, И. В. Кукушкин, С. И. Губарев и др., *Письма в ЖЭТФ* **72**, 662 (2000).
 6. S. J. Allen, H. L. Stormer, and J. C. M. Hwang, *Phys. Rev.* **B28**, 4875 (1983).
 7. D. C. Reynolds, K. K. Bajaj, C. Leak et al., *Phys. Rev.* **B37**, 3117 (1988).
 8. Д. В. Кулаковский, С. И. Губарев, Ю. Е. Лозовик, *ЖЭТФ* **121**, 915 (2002).