

## ЭКРАНИРОВАНИЕ ЭКСИТОННЫХ СОСТОЯНИЙ ДВУМЕРНЫМИ НОСИТЕЛЯМИ ЗАРЯДА НИЗКОЙ ПЛОТНОСТИ В GaAs/AlGaAs КВАНТОВЫХ ЯМАХ

С.И.Губарев<sup>+1)</sup>, И.В.Кукушкин<sup>+\*</sup>, С.В.Товстоног<sup>+</sup>, М.Ю.Акимов<sup>+</sup>, И.Смет<sup>\*</sup>,  
К.фон Клитцинг<sup>\*</sup>, В.Вегшайдер<sup>□2)</sup>

<sup>+</sup> Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

<sup>\*</sup> Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, 70569 Stuttgart, Germany

<sup>□</sup> Walter Schottky Institute, Technische Universität München, D-85748 Garching, Germany

Поступила в редакцию 21 августа 2000 г.

Исследовано экранирование экситонных состояний системой двумерных электронов (или дырок) в одиночных квантовых ямах GaAs/AlGaAs. Обнаружено, что с ростом концентрации двумерных носителей заряда наблюдается пороговое исчезновение экситонных состояний как из спектров люминесценции, так и из спектров отражения, причем пороговая концентрация тем ниже, чем выше качество исследованных двумерных систем. В лучших структурах коллапс экситонных состояний происходит при неожиданно малых электронных плотностях  $n_e = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ , отвечающих безразмерному межчастичному расстоянию  $r_s = 8$ . Эта величина значительно превышает пороговые значения, обнаруженные в трехмерных системах ( $r_s \approx 2$ ), а также значения, наблюдаемые до сих пор в квантовых ямах. Решена проблема измерения концентрации двумерных носителей заряда малой плотности в условиях фотовозбуждения, для чего мы применили метод оптического детектирования размерного магнитоплазменного резонанса, который позволил надежно измерять плотность двумерной системы вплоть до  $10^9 \text{ см}^{-2}$ .

PACS: 71.30.+h, 71.35.Cc, 73.20.Dx

Свободные носители заряда экранируют кулоновское взаимодействие между фотовозбужденными электронами и дырками в полупроводнике, так что при некоторой их концентрации формирование связанных экситонных состояний в электронной (дырочной) плазме оказывается невозможным. Экспериментальные исследования коллапса связанных экситонных состояний в результате экранирования кулоновского взаимодействия свободными носителями заряда проводились ранее в объемных полупроводниках с различными уровнями легирования, а также в условиях оптического возбуждения [1, 2]. Из этих исследований следовало, что типичная концентрация, при которой происходит коллапс экситонных состояний, соответствует безразмерному межчастичному расстоянию (выраженному в единицах боровского радиуса экситона)  $r_s \approx 2$  [2]. Это значение пороговой концентрации находится в согласии с результатами теоретических расчетов, проведенных для электрон-дырочной плазмы [3]. Таким образом, к настоящему времени сложилось убеждение, что в трехмерных (3D) системах экранирование экситонных состояний происходит при плотностях, соответствующих межчастичному расстоянию  $r_s \approx 2$ . При этом необходимо отметить, что экранирование экситонных состояний обеспечивалось не заряженной (электронной или дырочной) системой, а нейтральной электронно-дырочной плазмой, в которой концентрации электронов и дырок совпадают.

<sup>1)</sup> e-mail: gubarev@issp.ac.ru

<sup>2)</sup> J.Smet, K.von Klitzing, W.Wegscheider.

С появлением двумерных (2D) электронных систем актуальным становится вопрос об особенностях экранирования экситонных состояний 2D электронами. В отличие от 3D систем, в одиночных квантовых ямах за счет селективного легирования барьера примесями удается пространственно разделить положительно заряженные примеси и электроны, так что оказывается возможным сосуществование в яме 2D электронного металлического канала низкой плотности с фотовозбужденными экситонами. Именно в таких системах можно экспериментально исследовать, как происходит экранирование экситонных состояний по мере увеличения концентрации 2D электронов в квантовой яме. Отметим еще раз, что речь в этом случае идет об экранировании экситонов заряженной электронной системой, а не нейтральной электронно-дырочной плазмой, как это было в 3D объектах.

Известно, что в 2D системах экранирование кулоновского взаимодействия свободными носителями менее эффективно, чем в 3D случае. В частности, это проявляется в том, что экранированный кулоновский потенциал на больших расстояниях спадает степенным образом [4], в отличие от экранирования в 3D газе, где потенциал спадает экспоненциально. Кроме того известно, что в 2D системах образование локализованных состояний возникает при сколь угодно слабом потенциале. Исходя из этих соображений, считалось, что в квазидвумерных системах экранирование кулоновского взаимодействия значительно ослаблено по сравнению с 3D случаем, и поэтому коллапс экситонных состояний в квантовых ямах должен возникать при плотностях носителей, соответствующих межчастичному расстоянию  $r_s < 2$  [5].

Именно такие пороговые значения концентрации были обнаружены в первых работах по экранированию экситонов 2D электронами [6], в которых сообщалось о наблюдении экситонного коллапса в GaAs/AlGaAs структурах при электронных плотностях порядка  $10^{11} \text{ см}^{-2}$ , что соответствует параметру  $r_s = 1.9$ . Однако квантовые ямы, использованные авторами в этих исследованиях, характеризовались очень большой величиной флуктуаций случайного потенциала, так что делокализация 2D электронов в этих структурах возникала при тех же высоких концентрациях 2D носителей, что и исчезновение из спектра экситонных состояний. При этом оставалось неясным, связано ли появление экситонных состояний при уменьшении электронной плотности с ослаблением экранировки или с локализацией 2D носителей заряда на случайном потенциале.

Из результатов работ, выполненных на 2D структурах CdTe/CdMgTe [7] и ZnSe/ZnMgSe [8], следовало, что ионизация свободных экситонов происходит при концентрациях, отвечающих большим  $r_s$ . Однако результаты этих исследований сильно обесценены отсутствием измерений концентрации носителей в исследованных структурах и поэтому пороговые концентрации, соответствующие экранировке экситонных состояний, носят скорее характер оценок.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование экранировки экситонных состояний 2D носителями заряда в GaAs/AlGaAs одиночных квантовых ямах высокого качества при одновременном аккуратном измерении концентрации 2D системы в условиях фотовозбуждения. Для этого нами изучалось исчезновение линии свободного экситона из спектров люминесценции и спектров отражения, а плотность 2D канала определялась методом размерного магнитоплазменного резонанса, который оптически детектировался одновременно с измерениями спектров люминесценции и отражения.

Исследования проводились на одиночных квантовых ямах GaAs/AlGaAs шириной 200–300 Å как селективно легированных (с концентрацией носителей  $n_e = 1.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ), так и нелегированных структур. Наличие остаточных примесей в нелегированных структурах приводило к возникновению в таких структурах

2D канала низкой плотности (с концентрацией носителей заряда порядка  $n_{e(h)} = (1 - 2) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ ) либо электронного, либо дырочного типа. Концентрация носителей в канале плавно менялась путем подсветки структуры комбинированным излучением двух лазерных источников света: полупроводникового лазера с длиной волны генерации  $\lambda = 7500 \text{ \AA}$  (для внутриямного фотовозбуждения) и HeNe-лазера с  $\lambda = 6328 \text{ \AA}$  (для барьерного фотовозбуждения). Использование комбинированного фотовозбуждения барьера и ямы позволяло уменьшать плотность 2D канала от максимальной (различной в разных структурах) до  $2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ , а в некоторых структурах можно было даже менять тип носителей в яме, переходя из  $n$ -типа ( $n_e \approx 10^{10} \text{ см}^{-2}$ ) в  $p$ -тип ( $n_h \approx 10^{10} \text{ см}^{-2}$ ), через нулевую концентрацию основных носителей заряда.

Оптические измерения проводились при  $T = 1.5 \text{ K}$  с помощью трехцветовой методики, что позволяло одновременно измерять спектры отражения и спектры люминесценции при одинаковых условиях оптического возбуждения. Концентрация носителей заряда в канале определялась с помощью оптического детектирования размерного магнитоплазменного резонанса. Для этого на исследуемых структурах изготавливались мезы в форме диска с диаметрами от 0.1 до 1 мм, а образцы помещались в СВЧ тракте в максимуме электрического поля. Исследовались магнитолевые зависимости дифференциального сигнала люминесценции, возникающего при модуляции мощности микроволнового возбуждения для различных фиксированных частот (диапазон изменения частоты – от 16 ГГц до 40 ГГц).

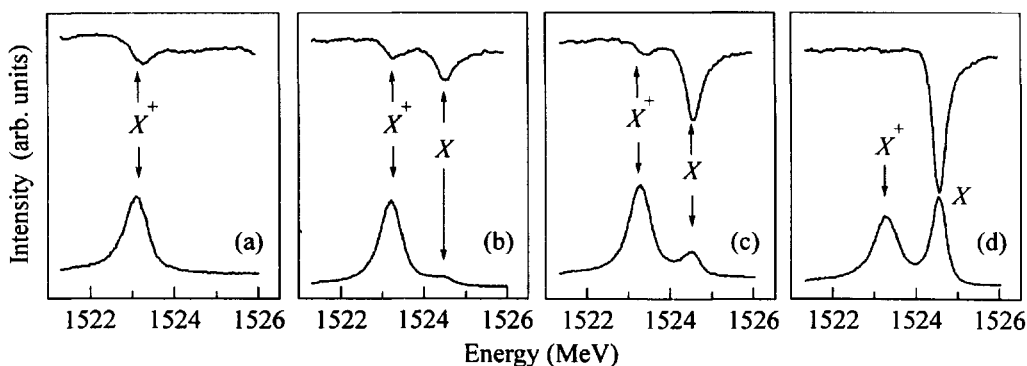


Рис.1. Спектры люминесценции и отражения, измеренные в квантовой яме GaAs/AlGaAs при различных концентрациях 2D канала (при переходе от (а) к (d) концентрация уменьшается). Стрелками указаны спектральные положения свободного экситона  $X$  и положительно заряженного триона, локализованного на примеси в барьере  $X^+$

На рис.1 показаны изменения, наблюдающиеся в спектрах люминесценции и отражения нелегированной квантовой ямы при изменении концентрации носителей в 2D канале. Этот рисунок иллюстрирует экранировку экситонов дырочным каналом, однако абсолютно аналогичное поведение было обнаружено и для случая электронной системы. При высоких концентрациях (рис.1а) в спектрах люминесценции и отражения доминирует линия локализованного заряженного триона  $X^+$  [9]. С уменьшением концентрации 2D носителей (в данном случае дырок) интенсивность линии излучения триона уменьшается и в спектре возникает линия излучения свободного экситона  $X$  (рис.1б и рис.1с), которая доминирует в спектре люминесценции при самых малых плотностях 2D носителей (рис.1д). Очень похожее поведение  $X$ - и  $X^+$ -линий наблюдается и в спектрах отражения. При низких концентрациях в спектрах отражения присутствует только линия свободного экситона  $X$  (рис.1д), соответствующая экситонному состоянию электрона и тяжелой дырки. Эта линия резко исче-

зает из спектров отражения при достижении некоторой пороговой концентрации 2D носителей заряда в яме. Таким образом, как видно из рис.1, коллапс экситонного состояния проявляется в виде порогового исчезновения экситона одновременно из спектров люминесценции и отражения.

Одним из наиболее деликатных вопросов, возникающих при исследовании оптических свойств 2D электронной системы, является определение концентрации 2D носителей в условиях оптической подсветки. В случае электронного канала при концентрациях электронов порядка  $n_e = 3 \cdot 10^{10} - 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  величина  $n_e$  может быть определена из спектров магнитолюминесценции по квантованию энергетического спектра электронов на уровни Ландау [10]. В образцах с высокой подвижностью носителей заряда квантование Ландау в спектрах люминесценции можно наблюдать в магнитных полях порядка 0.2 Тл. Из числа полностью заполненных уровней Ландау и его изменения от магнитного поля можно надежно определить плотность 2D электронов [10]. Однако этот метод не применим в случае 2D дырочного канала (из-за тяжелой массы дырки и сложной структуры валентной зоны), а также в случае 2D электронного газа малой плотности,  $n_e < 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . При таких малых концентрациях оказывается невозможным и применение транспортных измерений, из-за возникающих непреодолимых контактных проблем.

Для определения концентрации носителей в 2D системах малой плотности в условиях фотовозбуждения нами был использован метод размерного магнитоплазменного резонанса. В 2D электронной системе конечного размера происходит смешивание циклотронной и плазменной мод, которое приводит к зависимости частоты магнитоплазменного резонанса как от концентрации 2D носителей, так и от размера структуры [11, 12]. Для мезы, имеющей форму диска с диаметром  $d$ , частоты верхней и нижней магнитоплазменных мод описываются следующим выражением:

$$\omega_{DMR} = \pm \frac{\omega_{CR}}{2} + \sqrt{\omega_p^2 + \left(\frac{\omega_{CR}}{2}\right)^2}, \quad (1)$$

где  $\omega_{CR} = eB/m^*$  – циклотронная частота, а

$$\omega_p^2 = 3\pi^2 n_e e^2 / 4m^* \epsilon_{eff} d \quad (2)$$

– плазменная частота 2D носителей заряда с концентрацией  $n_{2D}$ ,  $\epsilon_{eff} = (1 + \epsilon_0)/2$  – эффективная диэлектрическая проницаемость,  $m^*$  – эффективная масса.

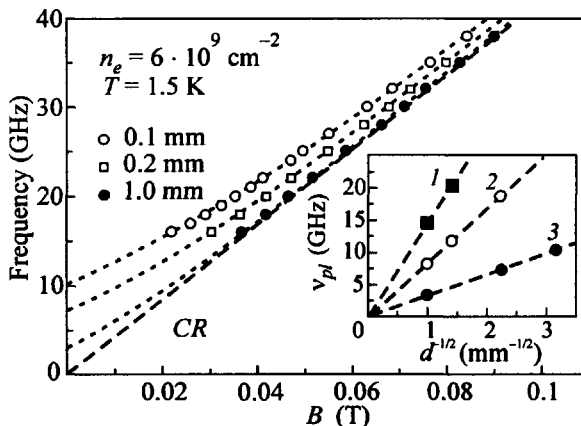


Рис.2. Магнитопольная зависимость размерного магнитоплазменного резонанса, измеренная на мезаструктурах различного диаметра  $d$  для 2D электронной системы низкой плотности. На вставке показана зависимость плазменной частоты  $\nu_{pl}$  от диаметра мезы  $d$ , измеренная для трех плотностей 2D электронов: 1 –  $n_e = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , 2 –  $n_e = 4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , 3 –  $n_e = 6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$

На рис.2 показана зависимость резонансного магнитного поля (для верхней ветви магнитоплазменного резонанса) от частоты СВЧ возбуждения, измеренная для мез

различного диаметра. Из этого рисунка видно, что при фиксированной частоте микроволнового возбуждения уменьшение диаметра мезы приводит к сдвигу резонанса в сторону меньших магнитных полей, что соответствует увеличению вклада плазменной частоты в формуле (1). На рис.2 показана зависимость частоты магнитоплазменного резонанса от магнитного поля, вычисленная по формуле (1) для мез различного диаметра с единственным подгоночным параметром  $n_s$ . Видно, что из этой аппроксимации экспериментальных данных можно определить плазменную частоту  $\omega_p$  как значение резонансной частоты в поле  $B = 0$ . На вставке к рис.2 показана зависимость плазменной частоты  $\nu_{pl}$  от диаметра мезы  $d$ , измеренная для трех различных концентраций 2D электронной системы. Видно, что плазменная частота пропорциональна  $d^{-1/2}$  (в соответствии с выражением (2)), а наклон линейной зависимости определяется электронной плотностью. Концентрация 2D электронов, определенная методом размерного магнитоплазменного резонанса, точно соответствовала результатам транспортных и магнитооптических измерений, которые были возможны при слабом фотовозбуждении и относительно высоких плотностях 2D электронов.

Исследования магнитоплазменного резонанса позволяют не только точно определять концентрацию носителей заряда вплоть до значений порядка  $n_s = 10^9 \text{ см}^{-2}$ , но и обеспечивают измерение времени релаксации импульса, величина которого свидетельствует о качестве структуры. Для лучших образцов полуширина резонансной линии составляла менее 0.0025 Тл, что соответствует электронному времени рассеяния 200 пс. В области очень низких концентрацией время рассеяния уменьшается, а резонансный контур уширяется, однако для мез с диаметром 0.1 мм можно было надежно измерять электронную плотность вплоть до концентраций  $10^9 \text{ см}^{-2}$ . При уменьшении электронной плотности и переходе от электронного канала к дырочному интенсивность линии магнитоплазменного резонанса на электронах уменьшалась, а затем возникала другая резонансная линия (на дырках), сдвинутая в область значительно более сильных магнитных полей (см вставки к рис.3). Поведение магнитоплазменного резонанса, в случае дырочного канала, также хорошо описывается формулой (1) и позволяет определить как массу 2D дырок, так и их концентрацию.

На рис.3 показано изменение отношения интенсивностей линий свободного и заряженного экситонов (линий  $X$  и  $X^{(+,-)}$ ) при вариации концентрации электронов (положительные концентрации) или дырок (отрицательные концентрации). Видно, что отношения интенсивностей линий  $X$  и  $X^{(+,-)}$ , измеренные как в спектрах отражения, так и в спектрах люминесценции, демонстрируют синхронный очень крутой спад при одной и той же пороговой плотности 2D канала. Критические концентрации, при которых происходит экситонное экранирование в лучших из исследованных структур, оказались необычайно низкими: для электронного канала  $n_e = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ , а для дырочного  $n_h = 7 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ . Исследования квантовых ям различного качества показали, что по мере ухудшения качества структур (проявляющееся в уширении резонансного контура при одинаковой концентрации носителей заряда) пороговые изменения в экситонном спектре сдвигаются в область больших плотностей 2D канала. Так, в структурах низкого качества, в которых время релаксации уменьшалось не более чем на порядок (до 10 пс), пороговая плотность достигала значений  $n_e = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ .

Значения пороговой концентрации свободных носителей заряда, при которых происходит коллапс экситонных состояний в лучших из исследованных квантовых ям, соответствуют величине безразмерного межчастичного расстояния  $r_s = 8$ . Эта величина заметно превосходит критическое значение  $r_s = 2$ , найденное в 3D системах. Одно из возможных объяснений подобного расхождения может состоять в том, что в 3D случае практически невозможно реализовать случай экранирования одиночно-

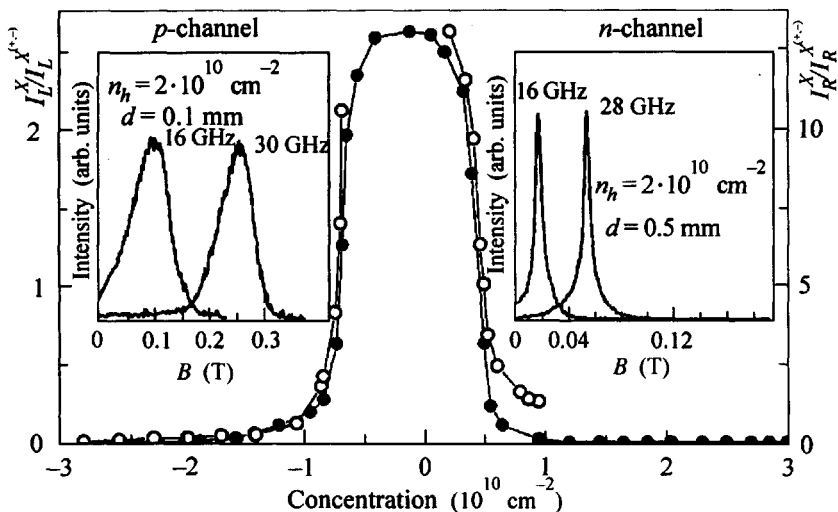


Рис.3. Изменение отношения интенсивностей линий свободного и заряженного экситонов (линий  $X$  и  $X^{(+,-)}$ ) при вариации концентрации электронов (положительные концентрации) или дырок (отрицательные концентрации), измеренное в спектрах люминесценции ( $\bullet$ ) и отражения ( $\circ$ ). На вставках показаны характерные спектры размерного магнитоплазменного резонанса, записанные для  $n$ -канала (резонанс на электронах) и  $p$ -канала (резонанс на дырках)

го экситона заряженной электронной плазмой. Напротив, исследования экситонного коллапса в этих системах всегда выполнялись в электрон-дырочной плазме с равными концентрациями дырок и электронов.

Таким образом, изучение спектров отражения и люминесценции показывает, что экранирование свободных экситонов в квантовой яме происходит пороговым образом и при неожиданно низких концентрациях свободных носителей заряда. Примененный метод оптического детектирования размерного магнитоплазменного резонанса позволил точно определять плотность носителей заряда (и для электронов и для дырок), при которой происходит экситонный коллапс. Обнаружено, что критическая концентрация, при которой происходит экранирование экситонных состояний, уменьшается при улучшении качества структур.

Работа была выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, а также ИНТАС (грант # 99-1146).

1. Т.Райс, Дж.Хенсел, Т.Филлипс, Г.Томас, *Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках*, М.: Мир, 1980, с.127.
2. И.В.Кукушкин и др., *ЖЭТФ* **84**, 1145 (1984).
3. В.Е.Висти, А.П.Силин, *ФТТ* **20**, 1850 (1978).
4. T.Ando et al., *Rev. Mod. Phys.* **64**, 437 (1982).
5. G.E.W.Bauer, *Phys. Rev.* **B45**, 9153 (1992).
6. G.Finkelstein, H.Strikman, and I.Bar-Josef, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 976 (1995).
7. V.Huard et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 187 (2000).
8. W.Ossau et al., *J. Physica* **B256-258**, 323 (1998).
9. О.В.Волков и др., *Письма в ЖЭТФ*, **70**, 588 (1999).
10. I.Kukushkin and V.B.Timofeev, *Adv. in Phys.* **45**, 147 (1996).
11. B.A.Allen, Jr., H.L.Stormer, and J.C.M.Hwang, *Phys. Rev.* **B28**, 4875 (1983).
12. B.M.Ashkinadze et al., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 812 (1999).