

НАДБАРЬЕРНЫЕ ЭКСИТОНЫ: ПЕРВОЕ МАГНИТООПТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

М.Р.Владимирова, А.В.Кавокин, М.А. Калитеевский, С.И.Кохановский,
М.Э.Сасин, Р.П.Сейсян¹⁾

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН
194021 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 6 января 1999 г.

После переработки 24 апреля 1999 г.

Экспериментально обнаружено надбарьерное локализованное экситонное состояние в полупроводниковой сверхструктуре с брэгговским ограничением на базе гетеросистемы (In,Ga)As/GaAs. Четкий экситонный резонанс, соответствующий интерференционному механизму локализации, был обнаружен в спектре поглощения этой структуры при энергии 1.548 эВ, т.е. на 33 мэВ выше энергии объемного экситона в GaAs. Надбарьерный экситон обладает силой осциллятора, превышающей в два раза силу осциллятора основного экситонного состояния в системе, и вызывает отчетливые осцилляции Ландау в спектрах магнитопоглощения.

PACS: 71.35, 73.20.Dx, 73.61.Ey,

1. Локализация в отталкивающем потенциале. Более 60 лет назад Вигнер и фон-Нейман [1] теоретически показали, что электрон может быть пространственно локализован не только притягивающим, но и отталкивающим потенциалом в случае, если форма этого потенциала подобрана некоторым специальным образом. Локализация при положительных энергиях возникает из-за многократного надбарьерного отражения электронной волновой функции на изгибах потенциала. В 1975 г. Стиллинджер [2] предложил полупроводниковые сверхструктуры (сложные многослойные гетероструктуры) в качестве объекта, в котором возможна вигнер-нейманновская локализация. Для экспериментального наблюдения таких локализованных состояний требовались сверхрешетки со вставленными уширенными слоями и идеально гладкими интерфейсами.

В последние пять лет появился ряд работ, сообщающих о наблюдении надбарьерных локализованных электронов и экситонов в сверхрешетках с уширенными слоями [3-8]. Природу этих состояний легко понять, проводя аналогию между сверхрешеткой и обычной кристаллической решеткой. Сверхрешетка, как квази-кристалл, обладает своей зонной структурой, отличной от зонной структуры komponующих ее полупроводниковых кристаллов. Зонная структура сверхрешетки характеризуется чередованием одномерных разрешенных и запрещенных минизон, имеющих энергии как выше, так и ниже барьера. Уширенный слой в сверхрешетке является аналогом примесного центра в кристаллической решетке. В запрещенных минизонах возникают дискретные уровни, связанные с этими "примесями", в том числе и при надбарьерных энергиях. Оптимальными с точки зрения пространственной локализации надбарьерных электронов являются брэгговски упорядоченные сверхрешетки, в которых толщины слоев равны четверти волны де-Бройля электрона с энергией, соответствующей надбарьерному состоянию. При этом уширенный барьер имеет

¹⁾ e-mail: rseis@ffm.ioffe.rssi.ru

толщину, равную половине длины волны де-Бройля. Глубина проникновения электронной волновой функции в область сверхрешеточных "зеркал" легко вычисляется методом матриц переноса. Она составляет

$$L = d \ln^{-1} \left[\frac{m_B E}{m_A (E - V)} \right], \quad (1)$$

где d – период сверхрешетки, E – энергия электрона, отсчитанная от дна зоны проводимости в материале "ямы", V – высота барьера, m_A и m_B – эффективные массы электрона в материалах "ямы" и "барьера", соответственно. Видно, что глубина проникновения электрона в эффективный барьер обращается в нуль при $E = V$. Таким образом, интерференционная надбарьерная локализация электрона может быть более эффективна, чем локализация в обычной квантовой яме. Ранее [7,8] мы показали, что сила осциллятора локализованного над барьером экситона может на порядок превысить силу осциллятора объемного экситона.

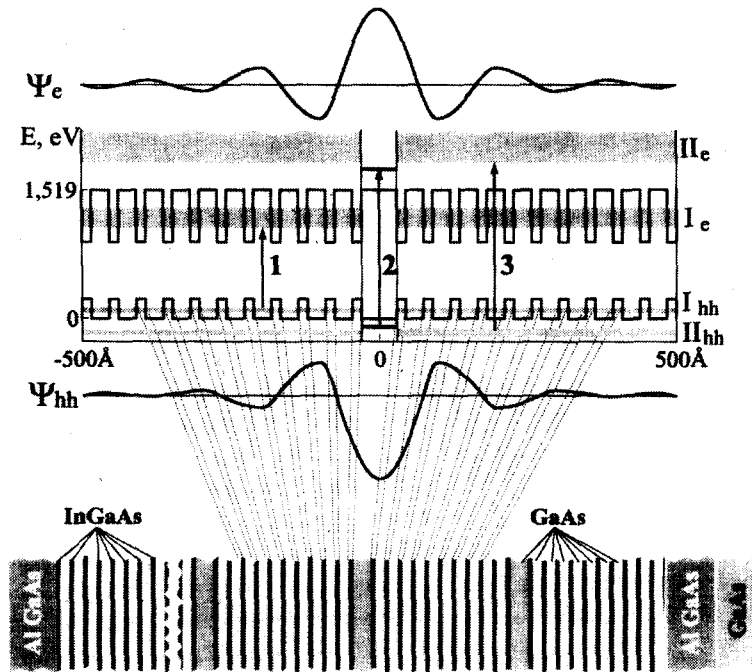


Рис.1. Схематическая зонная структура и сечение образца. Сверху и снизу зонной схемы – расчетные электронные и дырочные огибающие волновые функции для надбарьерных состояний

Экспериментально экситонные состояния, сформированные надбарьерными электроном и дыркой, изучались до сих пор главным образом методами фотовозбуждения люминесценции и рамановской спектроскопии [4,6] в периодических структурах на основе материалов GaAs/(Al,Ga)As. В данной работе мы исследовали систему (In,Ga)As/GaAs, которая представляется более подходящей для идентификации надбарьерного экситонного перехода, поскольку в ней высота барьера, определяемая разрывом зон в GaAs, известна точно [8]. Более того, в GaAs досконально изучены

как экситонные спектры края поглощения, так и законы дисперсии электронов и дырок.

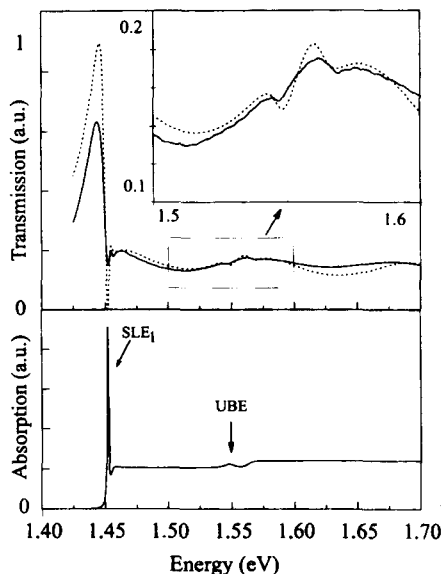


Рис.2. Спектр пропускания света через структуру: эксперимент (сплошные линии) и теория (пунктирные линии)

Структура, выращенная методом молекулярно-пучковой эпитаксии в ФТИ им. Иоффе состояла из 10.5 периодов, каждый из которых включал в себя слой GaAs толщиной 13 нм, окруженный десятью периодами сверхрешетки $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}/\text{GaAs}$ с толщинами слоев 3.4 и 6.5 нм, соответственно. Подложка из GaAs была полностью стравлена, что позволило непосредственно измерять спектры пропускания образца. Согласно расчету, надбарьерный экситон должен был быть сформирован в этой структуре электроном и дыркой, расположенными в первых запрещенных минимумах сверхрешетки. Рис. 1 показывает сечение образца и зонную схему структуры, а также рассчитанные методом матриц переноса электронную и дырочную огибающие волновые функции на энергиях, соответствующих локализованным надбарьерным состояниям. Видно, что и электрон и дырка обладают компактными волновыми функциями, локализованными за счет брэгговской интерференции в сверхрешетках. Строго говоря, брэгговское условие в этой структуре выполнено только для электрона, однако ограничение дырки запрещенными валентными минимумами столь же эффективно, что и ограничение электрона, поскольку дырка имеет более тяжелую массу. Интеграл перекрытия между электронной и дырочной волновыми функциями составляет $I_{eh}=0.98$.

2. Эксперимент и анализ. Спектры пропускания света через образец измерялись при гелиевой температуре в магнитном поле до 7 Тл. Рис.2 демонстрирует спектр пропускания в нулевом поле (сплошная линия). Четко видны три экситонных резонанса, соответствующих переходам, помеченным на рис.1 стрелками. Это максимумы, связанные с переходами между первыми минимумами электрона и дырки, SLE_1 , надбарьерным локализованным экситоном UBE , и также (см. рис.3) надбарьерным переходом между вторыми разрешенными минимумами для электрона и дырки в сверхрешетке, SLE_2 . Видно, что энергия надбарьерного локализованного

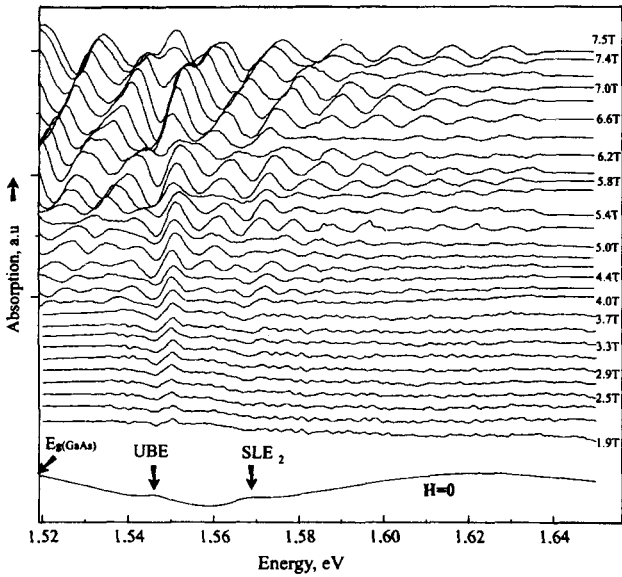


Рис.3. Спектры поглощения в магнитном поле. Стрелками показаны экситонные переходы, связанные с надбарьерным состоянием (UBE) и вторыми мини-зонами сверхрешетки (SLE_2), а также энергия запрещенной зоны в GaAs ($E_{g(GaAs)}$)

экситона превышает энергию запрещенной зоны в GaAs примерно на 30 мэВ. Важно отметить также, что *никаких* резонансных особенностей в спектре не видно на энергии объемного экситона в GaAs. Это значит, что искусственная зонная структура сверхрешетки полностью доминирует над зонной структурой компонентующих кристаллических материалов. Узкие экситонные линии свидетельствуют о высоком качестве выращенной структуры, которое намного превышает качество образцов, исследовавшихся в предыдущих работах по надбарьерному экситону [3-6].

Пунктирные линии на рис.2 показывают теоретически рассчитанные спектры, полученные методом матриц переноса с комплексной диэлектрической функцией, содержащей три резонансных члена, описывающих различные экситонные переходы, а также мнимую часть с медленной частотной зависимостью, описывающую межзонное поглощение. Были получены экситонные параметры, обеспечившие наилучшее согласие с экспериментом. Энергия $\hbar\omega_0$ экситона в первой мини-зоне оказалась равной 1.452 эВ. Его продольно-поперечное расщепление $\hbar\omega_{LT}$ составило 0.12 мэВ, а затухание $\hbar\Gamma$ - 0.5 мэВ. Для надбарьерного экситона эти параметры составили: $\hbar\omega_0 = 1.548$ эВ, $\hbar\omega_{LT} = 0.14$ мэВ, $\hbar\Gamma = 5$ мэВ.

Сравним экситонные характеристики, полученные подгонкой спектров, с результатами расчета из первых принципов. В этом расчете мы использовали одночастичные огибающие электрона и дырки, показанные на рис.1, и соответствующие энергии, полученные в результате решения одномерного уравнения Шредингера методом матриц переноса. Техника, которую мы использовали, описана в деталях в [7]. На основе одночастичных функций мы рассчитывали экситонное состояние вариационным методом с простейшей пробной функцией, описывающей относительное движение электрона и дырки в плоскости:

$$f(\rho) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{a} \exp\left(-\frac{\rho}{a}\right), \quad (2)$$

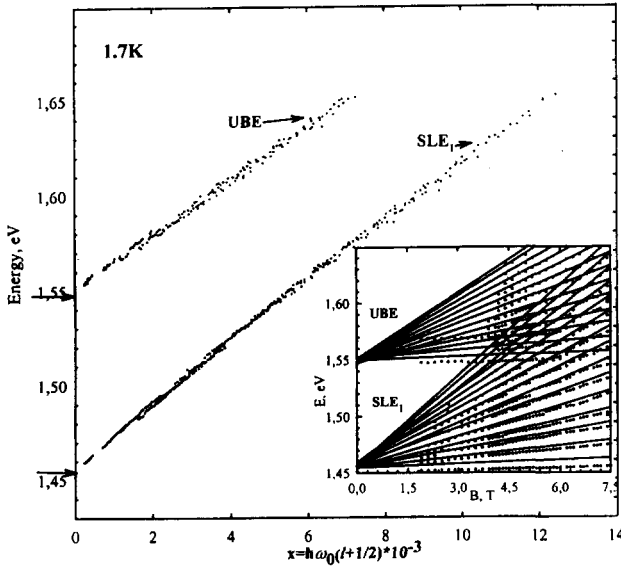


Рис.4. Веерная диаграмма, сформированная основным экситонным состоянием (SLE_1) и надбарьерным экситоном (UBE) в координатах $x = \hbar\omega_0(l + \frac{1}{2})$, построенная по скорректированным на расчетные энергии связи экситонов энергиям экспериментальных пиков (см. вставку). Наклон этих линий дает приведенную циклотронную массу в зависимости от энергии перехода

где a играет роль вариационного параметра (детали расчета в магнитном поле даны в [9]). Решая экситонную задачу в сверхрешетке, мы использовали двухпараметрическую пробную функцию

$$f(\rho, z) = (\pi a_\rho^2 a_z)^{-1/2} \exp \left[- \left(\frac{\rho^2}{a_\rho^2} + \frac{z^2}{a_z^2} \right)^{1/2} \right] \quad (3)$$

и пользовались приближенным методом эффективной массы в минизоне. Эта процедура сводилась к развитию формализма [10] для магнитоэкситонов.

Экситонные параметры, рассчитанные таким образом, для экситона в первой минизоне оказались равны: $\hbar\omega_0 = 1.456$ эВ, $\hbar\omega_{LT} = 0.13$ мэВ, $\hbar\Gamma = 4.8$ мэВ, а для надбарьерного экситона – $\hbar\omega_0 = 1.544$ эВ, $\hbar\omega_{LT} = 0.14$ мэВ, $\hbar\Gamma = 6$ мэВ. Сравнивая эти результаты с приведенными выше данными, легко видеть, что расчет и эксперимент находятся в превосходном согласии, что еще раз свидетельствует о высоком качестве исследованной структуры²⁾. Важно отметить, что, как следует из вычислений, надбарьерный экситон обладает энергией связи и силой осциллятора, *превышающими* энергию связи и силу осциллятора основного экситонного состояния в сверхрешетке. Это подтверждает исключительную эффективность интерференционной надбарьерной локализации по сценарию Вигнера–фон Нейманна.

Рис.3 и 4 показывают магнитооптические спектры структуры и соответствующую "веерную диаграмму", то есть зависимость энергий пиков от магнитного поля. Исходный спектр на рис.3 ($H=0$) обнаруживает два плавных широких максимума, являющихся результатом интерференции при отражениях на границах тонкого образца с вакуумом. Эта "паразитная" интерференция легко исключается в результате деления пропускания в поле на пропускание без поля (серия спектров, лежащих ниже). Подчеркнем полное отсутствие каких бы то ни было спектральных особенностей в области края поглощения GaAs, материала уширенных барьеров. Кванто-

²⁾ Образцы изготовлены и любезно предоставлены В.М.Устиновым (ФТИ им. А.Ф.Иоффе).

вание Ландау хорошо видно и для сверхрешеточного и для надбарьерного экситонов. Корректируя "веерные диаграммы" путем прибавления экситонных энергий связи к энергиям пиков поглощения, мы восстановили истинные циклотронные энергии экситонов. Далее, применяя перестроение веерных диаграмм в координатах приведенного поля с учетом номера уровней Ландау электронов, $x = \hbar\omega_0 (l + 1/2)$, где ω_0 – циклотронная частота электрона в вакууме, мы, как следствие, получили кривые, приведенные на рис.4, подчиняющиеся следующим законам регрессии: $E_1(x) = 1.4553 + 18.04x - 189x^2$ и $E_2(x) = 1.5509 + 14.25x - 13.3x^2$. Приведенные циклотронные массы, которые соответствуют обратной величине линейного коэффициента, составили $\mu=0.054m_0$ для сверхрешеточного экситона и $\mu=0.07m_0$ для надбарьерного экситона. Эта последняя величина хорошо совпадает с эффективной массой электрона в GaAs при энергии, на ~ 30 мэВ превосходящей E_g . Это означает, что масса тяжелой дырки, формирующей надбарьерный экситон, в плоскости слоев бесконечно велика, что указывает на локализацию надбарьерной дырки в плоскости. Такая локализация, вероятно, вызвана монослойными флуктуациями интерфейсов в структуре. Если дырка локализована в плоскости, обычные правила отбора для переходов между электронными и дырочными уровнями Ландау нарушаются и в "веер" вносят вклад переходы с нижнего дырочного уровня на все электронные уровни Ландау. Это означает, что циклотронная масса экситона становится равной массе электрона.

Работа получила поддержку Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 98-02-18259 и # 96-02-17935) и Министерства науки (грант # 08.02.53).

-
1. J. von Neimann and E. Wigner, Phys. Z **30**, 465 (1929).
 2. F.H.Stillinger and D.R.Herrick, Phys. Rev. **A11**, 446 (1975).
 3. C.Sirtori, F.Capasso, J.Faist et al., Appl. Phys. Lett. **61**, 949 (1992).
 4. M.Zahler, I.Brener, G.Lenz et al., Appl. Phys. Lett. **61**, 949 (1992).
 5. F.Capasso, C.Sirtori, J.Faist et al., Nature **358**, 565 (1992).
 6. M.Zahler, E.Cohen, J.Salzman et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 420 (1993).
 7. M.R.Vladimirova and A.V.Kavokin, Phys. Solid State **37**, 1178 (1995).
 8. A.V.Kavokin, M.R.Vladimirova, R.P.Seisyan et al., in *Semiconductor Heteroepitaxy: Growth, Characterization and Device Applications*, Eds. B.Gil and R.-L. Aulombard, World Scientific, Singapore, 1995, p.482.
 9. A.V.Kavokin, A.I.Nesvizhskii, and R.P.Seisyan, Sov. Phys. Semicond. **27**, 530 (1993) .
 10. E.L.Ivchenko and A.V.Kavokin, Sov.Phys.Semicond, **25**, 1070 (1991).