

## МАГНИТНАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В КВАНТОВЫХ ЯМАХ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ АСИММЕТРИЧНОЙ ДВУХЪЯМНОЙ СТРУКТУРЫ

М.Л.Скориков<sup>1)</sup>, И.И.Засавицкий, И.П.Казаков, Ю.Г.Садофьев\*,  
Н.Н.Сибельдин, В.А.Цветков, В.И.Цехов

Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН  
117924 Москва, Россия

\*Научно-исследовательский технологический институт  
390011 Рязань, Россия

Поступила в редакцию 15 августа 1995 г.

Обнаружено, что в магнитном поле, параллельном слоям квантово-размерной структуры, возгорается линия люминесценции, связанная со второй подзоной размерного квантования двухъямной системы. Эффект обусловлен магнитной локализацией носителей заряда в квантовых ямах, сопровождающейся ослаблением туннельной связи между ямами. Результаты для структуры с сильной туннельной связью между ямами удовлетворительно описываются простой полуколичественной моделью с параболическими ямами. На образце со слабо связанными ямами обнаружена немонотонная зависимость интенсивностей линий люминесценции от магнитного поля.

В последнее время проявляется значительный интерес к исследованиям влияния на электронные состояния и другие свойства носителей заряда в полупроводниковых гетероструктурах магнитного поля, параллельного слоям (см., например, [1–4]), которое изучалось существенно меньше, чем воздействие перпендикулярного поля. Внимание к этой проблеме связано, в частности, с тем, что параллельное магнитное поле может радикально влиять на процессы туннелирования в сложных гетеросистемах вследствие изменения протяженности волновых функций в направлении, перпендикулярном слоям, а также возникновения резонансных пересечений дисперсионных кривых, отвечающих соседним ямам структуры [5–7].

В настоящей работе осуществлено прямое наблюдение магнитной локализации носителей заряда в прямоугольных квантовых ямах (КЯ) асимметричной двухъямной структуры в магнитном поле, параллельном ее слоям. Обнаружено, что в магнитном поле происходит перераспределение интенсивностей линий люминесценции, отвечающих рекомбинационному излучению каждой из КЯ, свидетельствующее об уменьшении вероятности туннелирования между КЯ с ростом напряженности магнитного поля.

Основные эксперименты были выполнены на двух GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As структурах ( $x \simeq 0,3$ ), выращенных на установке молекулярно-лучевой эпитаксии ЦНА-25 в Технологическом центре ФИАН. Каждая из них содержала пару КЯ с номинальными ширинами  $d_1 = 300 \text{ \AA}$  и  $d_2 = 200 \text{ \AA}$ . Структуры различались степенью связи между КЯ, определяющейся шириной разделяющего их барьера. Структура С-1 со слабо связанными (почти изолированными) КЯ имела барьер шириной  $b = 120 \text{ \AA}$ , тогда как другая структура (С-2) с сильно связанными КЯ – барьер шириной  $b = 20 \text{ \AA}$ .

<sup>1)</sup>e-mail: skor@nano.fian.msk.su

Квазистационарное (частота прерывания 1000 Гц) возбуждение образцов осуществлялось излучением He-Ne-лазера мощностью 20 мВт на длине волны 0,63 мкм. Луч лазера фокусировался на поверхность структуры в пятно диаметром около 0,5 мм. Рекомбинационное излучение собиралось с возбуждаемой поверхности образца. Люминесценция анализировалась монохроматором МДР-2 с решеткой 600 штр./мм и регистрировалась фотоумножителем. Образцы помещались в сверхтекучем гелии при температуре  $T \approx 2$  К. Магнитное поле напряженностью до 55 кЭ создавалось сверхпроводящим соленоидом.

Спектры фотолюминесценции исследованных структур в отсутствие магнитного поля ( $H = 0$ ) представлены на рис.1. В спектре структуры с почти изолированными ямами видны две линии, одна из которых (низкочастотная) отвечает люминесценции из широкой, а вторая – из узкой ямы<sup>2)</sup> (рис.1а). При гелиевых температурах относительная интенсивность наблюдаемых линий излучения определяется соотношением между временем туннелирования носителей заряда между ямами и временем рекомбинации. Для структуры С-1 время туннелирования значительно больше времени рекомбинации, так что интенсивности обеих линий примерно одинаковы<sup>3)</sup>. Для структуры С-2 соотношение времен обратное, и большая часть неравновесных носителей заряда, захваченных в узкую КЯ, успевает до рекомбинации протуннелировать в широкую КЯ (где их энергия меньше). Поэтому в спектре люминесценции этой структуры при  $T \approx 2$  К линия излучения узкой ямы практически не видна (рис.1б): она слабее линии широкой ямы в сотни раз (рис.2а). При азотных температурах термоактивированное туннелирование из широкой ямы в узкую заселяет нижний уровень энергии в узкой яме, и интенсивность коротковолновой линии оказывается сравнимой с интенсивностью линии излучения широкой ямы (рис.1с).

На рис.2 показаны спектры люминесценции структуры С-2 в магнитном поле. Видно, что в магнитном поле, параллельном слоям структуры, возгорается линия излучения, отвечающая узкой яме (рис.2с, d). Ее интенсивность значительно возрастает при увеличении напряженности поля, достигая в максимальном поле величины, превышающей приблизительно в тридцать раз величину интенсивности этой линии в отсутствие поля (ср. рис.2а и 2d). В то же время, магнитное поле, направленное перпендикулярно слоям структуры, не оказывает существенного влияния на интенсивность линии излучения узкой ямы (рис.2б). В обоих случаях виден диамагнитный сдвиг линии люминесценции широкой ямы.

Магнитное поле, параллельное слоям, вызывает заметное перераспределение интенсивностей линий также и в спектре структуры С-1: в максимальном поле интенсивности обеих линий излучения примерно одинаковы.

Данные об изменении с ростом напряженности поля интенсивностей линий люминесценции исследованных структур представлены на рис.3. Для структуры с сильно связанными КЯ возрастание отношения  $I_2/I_1$  интенсивностей линий излучения узкой  $I_2$  и широкой  $I_1$  КЯ при увеличении напряженности

<sup>2)</sup>Когда мы говорим, что та или иная линия излучения относится к одной из ям, мы имеем в виду, что волновые функции рекомбинирующих частиц в основном локализованы в данной яме, как это имеет место в асимметричной системе связанных КЯ, хотя соответствующие энергетические уровни принадлежат всей системе в целом.

<sup>3)</sup>Различие интенсивностей этих линий может быть связано, помимо туннелирования между КЯ, с различием скоростей захвата носителей заряда в узкую и широкую ямы (в описываемых экспериментах использовалось надбарьерное возбуждение), времен жизни в ямах и др. факторами.

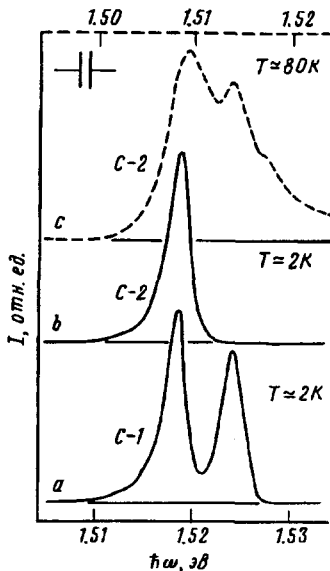


Рис.1

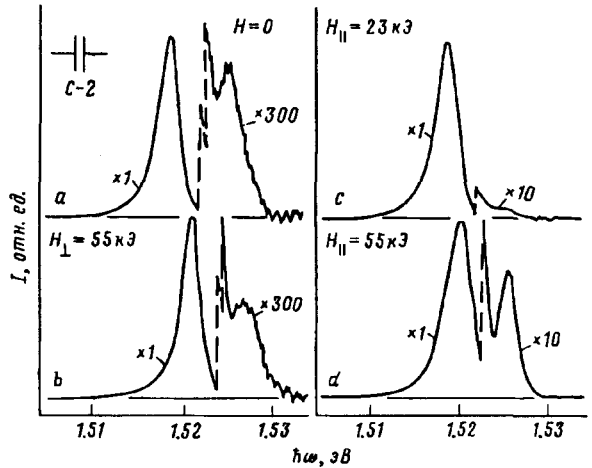


Рис.2

Рис.1. Спектры люминесценции структур со слабо (а) и сильно (b, c) связанными КЯ при температурах  $\approx 2\text{K}$  (a, b) и  $\approx 80\text{K}$  (c). Шкала энергий  $\hbar\omega$  на рис. c (пунктирная – вверху) смещена по отношению к шкале на рис. a, b (сплошная – внизу) на величину температурного изменения ширины запрещенной зоны для удобства сравнения спектров

Рис.2. Спектры излучения структуры со слабо связанными КЯ (C-2) в отсутствии поля (a), в параллельном магнитном поле с напряженностями  $H_{\parallel} = 23\text{кЭ}$  (c) и  $H_{\parallel} = 55\text{кЭ}$  (d), в перпендикулярном поле с  $H_{\perp} = 55\text{кЭ}$  (b)

поля, свидетельствующее об увеличении относительного числа неравновесных носителей заряда в узкой КЯ, имеет плавный характер (рис.3a). Тогда как для структуры с почти изолированными КЯ эта зависимость имеет ступенчатую форму: участки слабого изменения отношения  $I_2/I_1$  сменяются резким его возрастанием при некоторых значениях напряженности поля; ступенчатый характер также имеет зависимость абсолютного значения интенсивности  $I_2$  от  $H$  (рис.3b).

Общие для обеих структур особенности перераспределения неравновесных носителей заряда между КЯ в магнитном поле имеют достаточно ясное качественное объяснение. Довольно очевидно, что наблюдаемое перераспределение носителей заряда связано с изменением в магнитном поле вероятности туннелирования через разделяющий КЯ потенциальный барьер, которая определяется перекрытием волновых функций носителей заряда в узкой и широкой ямах. Параллельное слоям структуры магнитное поле, сжимая волновые функции в направлении, перпендикулярном стенкам КЯ, усиливает локализацию носителей в соответствующих ямах. В результате перекрытие волновых функций, а с ним и вероятность туннелирования уменьшаются с ростом напряженности поля<sup>4</sup>). Или, другими словами, уменьшается скорость релаксации из первого

<sup>4</sup>)Перекрытие волновых функций изменяется также из-за смещения центров циклотронных орбит при изменении напряженности поля. По-видимому, в нашем случае этот эффект менее существен, что подтверждается результатами расчета, приведенными ниже.

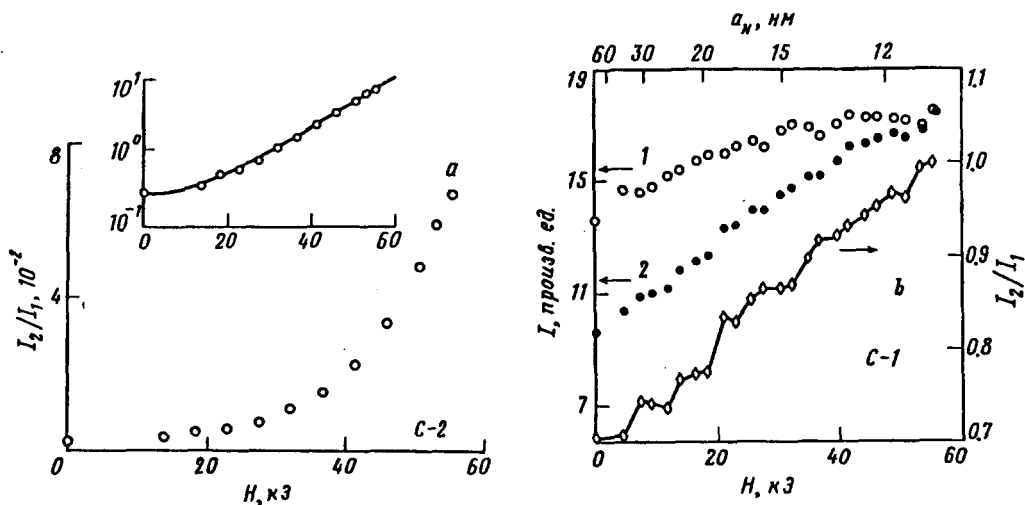


Рис.3. а) Зависимость отношения интенсивностей линий излучения узкой ( $I_2$ ) и широкой ( $I_1$ ) КЯ от напряженности магнитного поля для структуры С-2. На вставке – обработка экспериментальных данных по формуле (2); сплошная линия – результаты расчета. б) Зависимости  $I_1$  и  $I_2$  (шкала слева) и отношения  $I_2/I_1$  (шкала справа; для удобства экспериментальные точки соединены отрезками прямых) от  $H$  для структуры С-1

возбужденного состояния асимметричной системы связанных КЯ, локализованного, главным образом, в узкой яме, в основное состояние, локализованное в широкой яме. Поэтому заселенность первого возбужденного уровня, а значит, и число частиц в узкой яме возрастают при увеличении напряженности поля.

Магнитная локализация волновой функции становится заметной, когда магнитная длина  $a_H = (\hbar c/eH)^{1/2}$  при увеличении напряженности поля приближается по величине к половине ширины квантовой ямы. Для ям шириной 300 Å и 200 Å это происходит в поле с  $H$  около 30 и 65 кЭ, соответственно.

Отметим, что в аналогичной структуре, содержащей пару КЯ шириной 120 Å и 160 Å, разделенных барьером с  $b = 20$  Å, возгорание линии люминесценции узкой ямы не наблюдалось даже в максимально достижимом в наших опытах поле  $H \approx 55$  кЭ. Для этой пары ям, в соответствии со сказанным выше, резкий рост интенсивности коротковолновой линии излучения должен начинаться в поле напряженностью, большей 100 кЭ.

Упрощенный количественный анализ полученных результатов можно провести на основе модели, в которой прямоугольные КЯ заменены параболическими. Задача о параболической квантовой яме в параллельном магнитном поле может быть решена аналитически [8]. Волновая функция основного состояния в этой задаче имеет вид

$$\varphi(z) = \frac{1}{\pi^{1/4} \sqrt{a(H)}} \exp\left(-\frac{z^2}{2a^2(H)}\right) \quad (1)$$

(ось  $z$  направлена перпендикулярно стенкам ямы), где  $a(H) = a_0 a_H / (a_0^4 + a_H^4)^{1/4}$  и  $2a_0$  – ширина распределения плотности вероятности в параболической яме по уровню  $1/e$  в отсутствие поля. Считая, что основные состояния узкой

и широкой КЯ описываются функциями (1) с соответствующими параметрами  $a_{01}$  и  $a_{02}$ , а максимумы волновых функций отстоят друг от друга на расстояние  $L$ , равное расстоянию между центрами ям, нетрудно вычислить интеграл перекрытия волновых функций, а затем найти время туннелирования между этими состояниями, которое обратно пропорционально его квадрату. В результате для времени туннелирования получим

$$\tau_{\text{тун}} \propto \exp\left(-\frac{L^2}{a_1^2(H) + a_2^2(H)}\right). \quad (2)$$

В исследованном диапазоне напряженностей поля для наших структур предэкспоненциальный множитель слабо зависит от  $H$  и поэтому опущен.

Для структуры с сильно связанными КЯ (С-2) отношение интенсивностей линий люминесценции узкой и широкой ям  $I_2/I_1 \ll 1$ . Как было отмечено выше, это означает, что  $\tau_{\text{тун}}$  много меньше времени жизни неравновесных носителей заряда. В этом случае можно считать, что  $I_2/I_1 \propto \tau_{\text{тун}}$ . Формула (2) хорошо согласуется с экспериментальными данными (вставка на рис.3а) при следующих значениях входящих в нее параметров:  $L = 350 \text{ \AA}$ ,  $a_{01} = 170 \text{ \AA}$  и  $a_{02} = 115 \text{ \AA}$ . Отметим, что несмотря на весьма приближенный характер использованной модели, для расстояния между центрами ям  $L$  получается значение, не слишком сильно отличающееся от реального  $L = b + (d_1 + d_2)/2 = 270 \text{ \AA}$ , а величины  $2a_{01}$  и  $2a_{02}$  близки к ширинам ям  $d_1$  и  $d_2$ , соответственно.

Для структуры С-2  $\tau_{\text{тун}}$  сравнимо по величине с временем жизни и оценивается из экспериментальных данных с большой неопределенностью, особенно при больших  $H$ , когда  $I_1 \simeq I_2$ . Поэтому обработку этих данных по формуле (2) мы не проводили. Однако наибольшую трудность вызывает объяснение ступенчатого характера зависимостей  $I_2$  и  $I_2/I_1$  от  $H$ . На сегодняшний день мы не можем дать сколько-нибудь удовлетворительной интерпретации этого факта. Отметим, однако, что наблюдаемые на этих кривых особенности возникают, когда магнитная длина  $a_H$  близка к одному из характерных размеров исследованной двухямной системы ( $d_1$ ,  $d_2$ ,  $d_1/2$  и др.). Также заметим, что упоминавшееся выше резонансное пересечение дисперсионных кривых нижних подзон соседних КЯ для электронов данной структуры могло бы проявиться в люминесценции в поле с  $H \simeq 17 \text{ кЭ}$  ( $a_H \simeq 200 \text{ \AA}$ ).

Таким образом, в данной работе обнаружено существенное перераспределение интенсивностей линий люминесценции асимметричной системы двух связанных КЯ, обусловленное магнитной локализацией неравновесных носителей заряда в квантовых ямах. Тем самым продемонстрирована возможность воздействия магнитным полем, параллельным слоям структуры, на скорость туннелирования носителей заряда. Причем, как показали эксперименты с почти изолированными ямами, слабое взаимодействие между ними весьма чувствительно к параллельному магнитному полю. Поэтому последнее может быть эффективно использовано для исследования этого взаимодействия.

В заключение отметим, что исследованные линии люминесценции имеют экситонную природу. В нашем обсуждении, которое носило, в основном, качественный характер, мы не учитывали в полной мере это обстоятельство, предполагая, по-существу, что перераспределение неравновесных носителей заряда между КЯ происходит до того, как они связались в экситоны. При обратном соотношении между скоростями релаксации и связывания анализ

явления заметно усложняется, однако экспериментально наблюдаемая картина в общих чертах, по-видимому, останется без изменения.

Мы признательны Ю.В.Копаеву за внимание и интерес к работе, Д.А.Козыреву за помощь при проведении экспериментов и Н.В.Замковец и А.М.Вакуленко за техническую помощь.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 93-02-2356) и Миннауки РФ по Программе "Физика твердотельных наноструктур" (проект 1-010).

- 
1. G.M.G.Oliveira, V.M.S.Gomes, A.S.Chaves et al., *Phys. Rev.* **B35**, 2896 (1987).
  2. D.M.Whittaker, T.A.Fisher, P.E.Simmonds et al., *Phys. Rev. Lett.* **67**, 887 (1991).
  3. J.P.Eisenstein, T.J.Gramila, L.N.Pfeiffer, and K.W.West, *Phys. Rev.* **B44**, 6511 (1991).
  4. А.И.Филин, К.фон Клитцинг, И.В.Кукушкин, А.В.Ларионов, *Письма в ЖЭТФ* **61**, 684 (1995).
  5. А.А.Горбачевич, В.В.Капаев, Ю.В.Копаев, *Письма в ЖЭТФ* **57**, 565 (1993).
  6. A.P.Heberle, M.Oestreich, S.Haacke et al., *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1522 (1994).
  7. S.K.Lyo, *Phys. Rev.* **B50**, 4965 (1994).
  8. J.C.Maan, In: *Two-Dimensional Systems, Heterostructures and Superlattices*, Eds. G.Bauer, F.Kuchar and H.Heinrich, Berlin, 1984, p.184 (Springer Series in Solid State Science, **53**).