

## КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

## Мезоскопические и сильнокоррелированные электронные системы "Черноголовка — 97"

## 1. Квантовые точки и ямы

PACS numbers: 73.20.Dx, 71.35.+z, 73.90.+f

Первый раздел конференции состоял из следующих докладов:

1. **Тимофеев В.Б., Ларионов А.В.** (Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка), **Земан Дж., Мартинез Г.** (Лаборатория сильных магнитных полей, Гренобль, Франция), **Хвам Дж., Биркедал Д., Соеренсен К.** (Центр микроэлектроники, Лингби, Дания) *Междоумная излучательная рекомбинация двумерного электронного газа в двойных квантовых ямах с напряжением смещения.*

2. **Сиван У. и др.** (Технион, Хайфа, Израиль) *Обменная и корреляционная энергии двумерных фермионов при больших числах  $r_s$ .*

3. **Альтшулер Б.Л.** (Принстон, США), **Каменев А.** (Институт Вейцмана, Израиль), **Левитов Л.С.** (Массачусетский технологический институт, Кембридж, США), **Гефен Ю.** (Институт Вейцмана, Израиль) *Неупругое время жизни квазичастиц в квантовых точках.*

4. **Форхел А.** (Университет Вюрцбург, Германия) *Исследование люминесценции в квантовых точках на полупроводниках типа III–V.*

5. **Финкельштейн Г., Штрикман Х., Бар-Джозеф И.** (Университет Вейцмана, Реховот, Израиль) *Процессы отдачи в двумерном электронном газе в GaAs/AlGaAs квантовых ямах в сильных магнитных полях.*

6. **Кулаковский В.Д.** (Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Россия), **Бауэр М., Михель М., Форхел А., Гутброт Т., Фаллер Ф.** *Экситонные комплексы в InGaAs/GaAs квантовых точках.*

7. **Маркус Ч.** (Университет Стэнфорд, США) *Эксперименты по фазово-когерентному транспорту через баллистические квантовые точки.*

8. **Бимберг Д.** (Берлинский технический университет, Германия) *Квантовые точки на основе InAs: от выращивания до лазеров.*

9. **Бутов Л.В.** (Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка) *Аномальный транспорт и люминесценция непрямых экситонов в двойных квантовых ямах.*

10. **Ин Т.** (Университет Ноттингема, Англия; Лаборатория физики твердого тела, Цюрих, Швейцария), **Торнтон А., Ицкевич И.Е., Бетон П.Х., Мартин П., Мориарти П., Ногаре А., Майн П.С., Ивс Л., Хенини М.** (Университет Ноттингема, Англия), **Мюллер Е.** (Лаборатория физики твердого тела, Цюрих, Швейцария) *InAs квантовая точка в роли квантового микроскопа для исследования двумерного электронного газа.*

Ниже публикуются доклады 1, 5, 6, 9 и 10. Доклад 3 опубликован в *Phys. Rev. Lett.* **78** 2803 (1997); доклад 7 см. препринты cond-mat/9708190, cond-mat/9709126.

**Междоумная излучательная рекомбинация двумерного электронного газа в двойных квантовых ямах с напряжением смещения**

В.Б. Тимофеев, А.В. Ларионов,  
Дж. Земан, Г. Мартинез, Дж. Хвам,  
Д. Биркедал, К. Соеренсен

Связанные квантовые системы, такие как двойные квантовые ямы (ДКЯ) и сверхрешетки, вызывают значительный интерес в течение последнего десятилетия [1–5]. В частности, этот интерес мотивируется ожиданием, что такие системы можно будет использовать для оптоэлектронных приложений. С другой стороны, некоторые свойства таких систем очень привлекательны с чисто фундаментальной точки зрения. В частности, в случае ДКЯ, помещенной в электрическое поле перпендикулярное слоям ямы, фундаментальный интерес направлен на возможность фотовозбуждения междоумных экситонов, для которых связанные частицы разделены в пространстве барьером. Такие междоумные экситоны должны обладать большим временем радиационного распада в противоположность внутриямным экситонам, в которых электроны и дырки локализованы в одной и той же яме. Таким образом, такие экситоны могут, в принципе, накапливаться до высоких плотностей и охлаждаться до очень низких температур. Как предсказывает теория [6–9], в этих условиях очень интересны коллективные свойства взаимодействующих междоумных экситонов. Существует небольшое число публикаций [4, 5], где сообщалось о наблюдении некоторых неожиданных коллективных явлений в газе взаимодействующих междоумных экситонов в ДКЯ с электрическим напряжением смещения. Основная цель нашего доклада — продемонстрировать, что в случае  $p-i-n$  GaAs/AlGaAs ДКЯ с симметричной квантовой структурой междоумные про-

цессы излучения развиваются по другому неожиданному сценарию.

Мы использовали AlGaAs/GaAs ( $x = 0,35$ ) ДКЯ, выращенную методом молекулярно-пучковой эпитаксии на поверхности (001)  $n$ -легированной GaAs-подложки (добавка Si составляла  $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ). Эта структура имела следующую последовательность слоев: полумикронный буферный слой из  $n$ -легированного GaAs (добавка Si составляла  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ ); полумикронный AlGaAs-барьер ( $10^{17} \text{ см}^{-3}$  Si); изолирующий AlGaAs-барьер толщиной 0,3 мкм; GaAs-яма толщиной 8 нм; AlGaAs-барьер толщиной 5 нм; GaAs-яма толщиной 8 нм; изолирующий AlGaAs-барьер толщиной 0,3 мкм; верхний проводящий слой AlGaAs толщиной 0,3 мкм (добавка Be  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) и, наконец, GaAs-слой покрытия толщиной 4 нм. Для исследований мы использовали мезоструктуру площадью  $1 \times 1 \text{ мм}^2$ , литографически вытравленную в вышеуказанной структуре с омическими контактами в  $p$ - и  $n$ -областях. Все оптические измерения были проведены с помощью оптических световодов в диапазоне температур вплоть до 100 мК на стандартной оптической установке. В темноте при низкой мощности лазерного фотовозбуждения ( $\leq 1 \text{ мВт см}^{-2}$ ) и энергиях ниже, чем ширина запрещенного барьера AlGaAs эта структура с ДКЯ проявляла вольт-амперные характеристики, типичные для  $p$ - $i$ - $n$  диодов, и при максимальном обратном напряжении смещения ( $-3,5 \text{ В}$ ) полный ток был меньше, чем 10 мкА.

Сначала обсудим междуямную люминесценцию, соответствующую режиму сильной локализации фотовозбужденных электронов и дырок в соседних ямах. При приложении напряжения смещения, неравновесные электроны и дырки первоначально захватываются в пространственно разделенные соседние квантовые ямы. Кроме того, при низких температурах эти носители локализованы каждый в своей яме на флуктуациях случайного потенциала, усиленных электрическим полем. Такая сильная локализация носителей должна происходить, если  $kT \leq \Delta$ , где  $\Delta$  — характерная амплитуда флуктуаций потенциала, и если концентрация носителей  $n_e$  и/или  $n_h$  меньше, чем критическое значение  $n_c$ . Это значение определяется хвостами подвижности и соответствует переходу металл–изолятор в каждой яме. В рассматриваемом случае основная причина этих флуктуаций связана с остатком ионизированных примесей в изолирующей части структуры, опустошенной электрическим полем. Ожидается, что в таком случае спектр люминесценции будет являться сверткой функций распределения для флуктуаций, которые локализуют электроны и дырки. Таким образом, соответствующая люминесценция должна проявляться как широкая полоса, отражающая распределение амплитуд и размеров для флуктуаций случайного потенциала. Локализованные неравновесные электроны и дырки слабо связаны в соответствующих ямах, так что их излучательная рекомбинация аналогична парной рекомбинации донор–акцептор или электрон–акцептор. На рисунке 1 представлен пример внутри- и междуямной люминесцентных полос, полученных в  $p$ - $i$ - $n$  ДКЯ при разных напряжениях смещения и температуре  $T = 7 \text{ К}$ . Мы действительно наблюдаем в этом режиме широкую полосу междуямной люминесценции (I-полоса), которая сдвигается линейно при увеличении приложенного напряжения, как и ожидалось теоретически. Кроме этой полосы

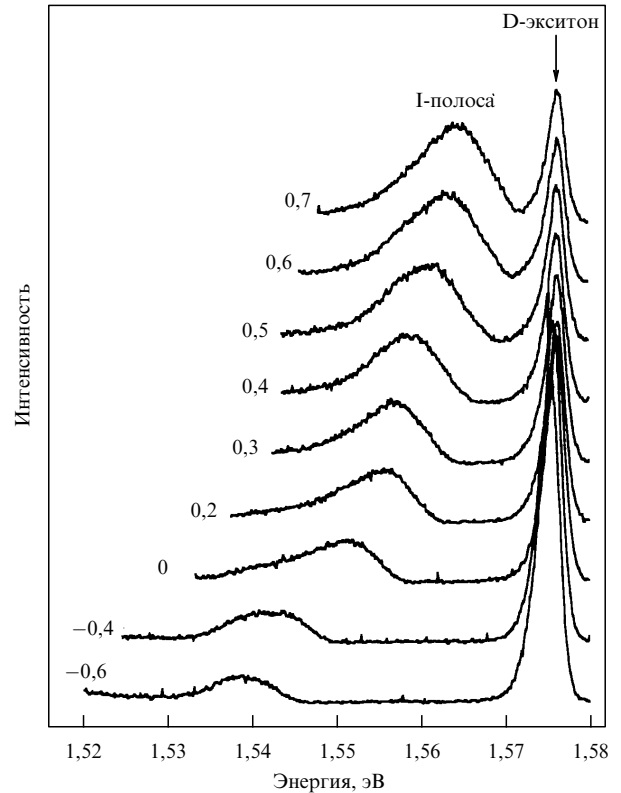


Рис. 1. Внутриямная (1sHH-экситонная) и междуямная (I-полоса) люминесценция  $p$ - $i$ - $n$  ДКЯ структуры для разных напряжений смещения при  $T = 7 \text{ К}$  (цифры у кривых — значения напряжения в вольтах). При нулевом напряжении смещения эта люминесценция соответствует встроенному полю  $p$ - $i$ - $n$ -перехода. Мощность возбуждения от Ne–He-лазера на мезоструктуре порядка  $0,1 \text{ мВт см}^{-2}$ .

возникает еще узкая линия при  $E_{\text{exc}}$ , соответствующая прямым внутриямным экситонам с тяжелыми дырками (1sHH), которая намного менее чувствительна к напряжению смещения. Если мощность возбуждения возрастает, полоса междуямной люминесценции сдвигается к  $E_{\text{exc}}$ , что отражает экранирование локального электрического поля неравновесными носителями, захваченными в квантовых ямах. По этой причине все данные, представленные здесь, были получены при слабом фотовозбуждении ( $\leq 1 \text{ мВт см}^{-2}$ ), при котором внешнее электрическое поле является практически незэкранированным. Эксперименты с временным разрешением при импульсном фотовозбуждении и изменение спектров при изменении магнитного поля, приложенного перпендикулярно слоям ямы, подтверждают, что наблюдаемая междуямная люминесценция соответствует излучательной рекомбинации пространственно разделенных и локализованных  $e$ - $h$ -пар [10].

Теперь вернемся к режиму низких температур, где для той же самой  $p$ - $i$ - $n$  ДКЯ возникает газ двумерных электронов (ДЭГ) в одной из квантовых ям из-за преимущественного накопления электронов с концентрацией, превышающей критическое значение  $n_c$  в соответствующей КЯ. Возникновение такого ДЭГ при понижении температуры сопровождается резкими и отчетливо выраженными изменениями в спектрах люминесценции в узком диапазоне температур. Они видны на рис. 2, где показаны спектры, измеренные в температурном диапа-

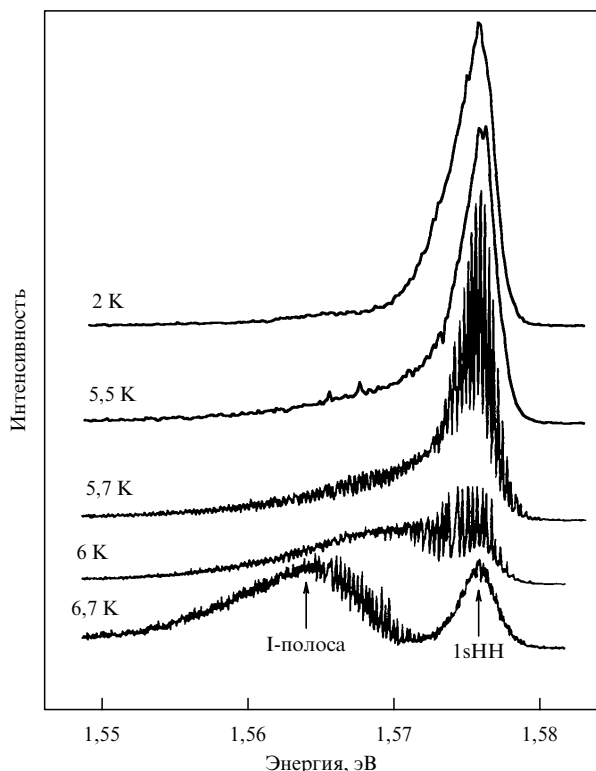


Рис. 2. Спектры люминесценции, измеренные при температурах  $T = 6,7; 6; 5,7; 5,5; 2$  К и прямом напряжении смещения  $U = 0,64$  В. Мощность возбуждения от Ne-He-лазера составляла  $0,1 \text{ мВт см}^{-2}$ .

зоне 2–7 К при фиксированном прямом напряжении смещения (0,64 В) и низкой мощности фотовозбуждения ( $1 \text{ мВт см}^{-2}$ ). При  $T > 6$  К этот спектр выглядит так же, как спектр, представленный на рис. 1. При  $T < 5,9$  К междуямная люминесценция локализованных  $e-h$  пар исчезает и для 1sHH-экситонной линии появляется низкоэнергетический хвост. Этот хвост соответствует, как будет показано ниже, междуямной люминесценции, связанной с излучательной рекомбинацией ДЭГ, возникающего в одной из ям с фотовозбужденными дырками из соседней ямы. Возникновение ДЭГ сопровождается существенным перераспределением электрического поля в изолирующей области исследуемой структуры из-за эффекта экранировки. При некоторой критической температуре (здесь  $T_c = 5,9$  К), при которой происходит этот переход, возникает сильная нестабильность электрического поля, приводящая к сильным флуктуациям (низкочастотному шуму) между- и внутриямной люминесценции. Другими словами, при  $T_c$  наблюдается флуктуационное переключение между режимом локализованных  $e-h$  пар (слабая экранировка) и режимом накопления заряда (сильная экранировка). Такое поведение с высокой степенью шума имеет место в узком диапазоне температур порядка  $\pm 0,6$  К вблизи  $T_c$ . На данный момент неясно, почему такое накопление электронов происходит в таком узком диапазоне температур, однако анализ спектров позволяет предположить, что эта нестабильность определенно связана с переходом металл–изолятор в электронном канале. Независимые измерения изменения температуры вертикального импеданса (параллельного оси роста структуры) показывают резкое уменьшение реактивной части и соответ-

ствующее увеличение активной части импеданса в области близкой к  $T_c$ . Ниже критической температуры неравновесные электроны, созданные фотовозбуждением или прохождением тока через КЯ-структуру, могут легко накапливаться в одной из ям. Такой переход от режима локализованных  $e-h$  пар к режиму аккумуляции ДЭГ наблюдался при различных напряжениях смещения при температурах близких к 6 К.

Дальнейшее охлаждение до температуры 0,1 К при заданных напряжении смещения и мощности фотовозбуждения не влияет на спектры междуямной люминесценции. На рисунке 3 показаны изменения спектров люминесценции ДЭГ в зависимости от приложенного поля. Эти спектры расположены на низкоэнергетической стороне линии от прямых 1sHH-экситонов и, таким образом, соответствуют междуямной рекомбинации (см. схему между- и внутриямных рекомбинационных процессов, представленную на рис. 4). Низкоэнергетический хвост спектра люминесценции ДЭГ на рис. 3 соответствует дну зоны ДЭГ при заданном напряжении смещения, полная ширина этого спектра соответствует энергии Ферми  $E_F$  для этого ДЭГ. Если обратное напряжение смещения возрастает, эта ширина увеличивается, что отражает увеличение плотности электронов  $n_e$  в соответствующей яме. Можно оценить  $n_e = E_F m^* / (\pi \hbar^2)$ ; зная эффективную массу  $m^*$ , мы также нашли, что  $n_e$  изменяется линейно с приложенным напряжением смещения. На рисунке 3 видно, что положение уровня Ферми  $E_F$  близко к положению линии  $E_{exc}$  внутриямных 1sHH-экситонов из-за резонансного туннелирования между квантовыми ямами. Таким образом,

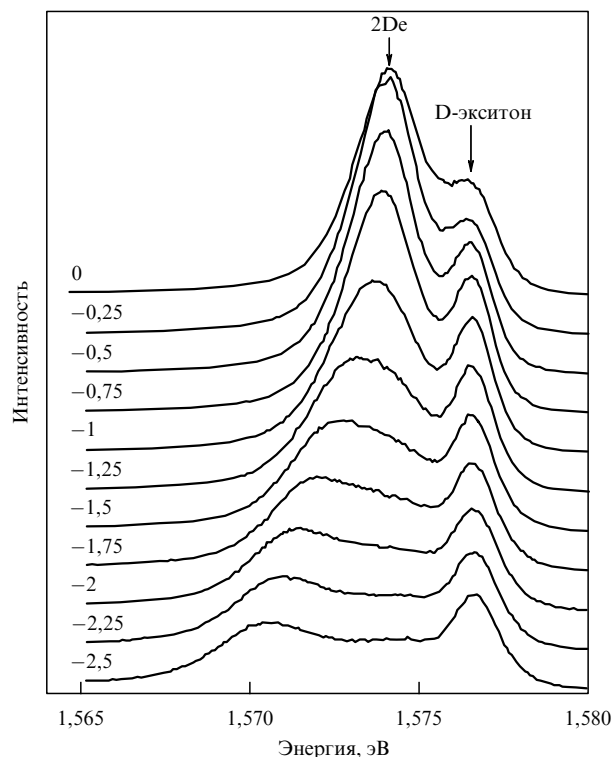


Рис. 3. Внутри- и междуямные спектры люминесценции при разных напряжениях смещения (цифры у кривых, вольты) и  $T = 0,18$  К. Фотовозбуждение проведено с помощью  $\text{Ar}^{+3}$ -лазера с мощностью возбуждения  $0,1 \text{ мВт см}^{-2}$ .

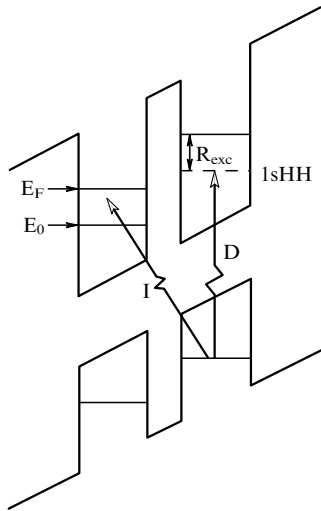


Рис. 4. Схема процессов внутри- и междумной рекомбинации в ДКЯ с напряжением смещения.

увеличить  $n_c$  можно, только прилагая обратное напряжение смещения. При высокой мощности фотовозбуждения, порядка или более  $100 \text{ мВт см}^{-2}$ , наблюдается только люминесценция от внутриямных  $1sHH$ -экситонов, поскольку неравновесные носители заряда с высокой плотностью экранируют электрическое поле и переводят систему в режим плоских зон.

Накопление  $2D$ -электронов выше критической концентрации  $n_c$  подтверждается наблюдением оптического аналога осцилляций Шубникова в полосе люминесценции  $1sHH$ -экситонов при изменении магнитного поля (рис. 5). Так как положение  $E_F$  строго связано с  $E_{exc}$ , интенсивность линии от внутриямных экситонов  $I_{exc}$  должна осциллировать при изменении магнитного поля, отражая осцилляции плотности состояний ДЭГ при  $E_F$ . Для того чтобы наблюдать этот эффект, измеря-

лась зависимость  $I_{exc}$  от магнитного поля. Для этого спектральное положение спектрометра устанавливалось таким образом, чтобы оно совпадало с энергией внутриямных экситонов, зависящей от магнитного поля (при этом учитывались поправки на диамагнитный сдвиг). Очень отчетливые осцилляции  $I_{exc}$  наблюдались в серии таких измерений, проведенных для различных напряжений смещения (см. рис. 5). Эти осцилляции интенсивности люминесценции имеют период обратно пропорциональный магнитному полю. Используя измеренные значения периода этих осцилляций и эффективную массу электрона  $m_e = 0,69m_0$ , можно оценить концентрацию  $n_c$  для каждого напряжения смещения. Эти величины плотности электронов хорошо согласуются с оценками, полученными из полной ширины спектров внутриямной люминесценции при фиксированном напряжении смещения. Амплитуда этих осцилляций уменьшается, когда прямое напряжение смещения возрастает, и осцилляции полностью исчезают при напряжении  $0,75 \text{ В}$ . При таком напряжении концентрация ДЭГ, полученная путем простой экстраполяции, равна  $n_0 = (6 \pm 1,5) \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . Мы полагаем, что эта величина  $n_0$  соответствует критической концентрации  $n_c$ , связанной с хвостами подвижности или переходом металл–изолятор для  $2D$ -электронов в этой системе.

Очень похожий переход внутриямной люминесценции от режима локализованных  $e-h$ -пар к режиму накопления  $2D$ -электронов в одной из ям недавно наблюдался в  $n-i-n$  ДКЯ [11]. Таким образом, мы полагаем, что наблюдаемые эффекты являются достаточно общими и представляют интерес при исследовании всех систем ДКЯ с напряжением смещения. В этом отношении настоящая работа показывает, что для того, чтобы обнаружить экситонные коллективные явления, такие как бозе-конденсация, специальное внимание должно быть уделено разработке и выращиванию ДКЯ-структур, в которых случайный потенциал минимизирован. Кроме того, отметим, что найденный режим накопления  $2D$ -электронов в  $p-i-n$  ДКЯ структурах может быть использован для изучения поведения ДЭГ в ультраквантовом пределе.

Работа была проведена при частичной финансовой поддержке INTAS (грант 576i-95), Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-17535) и научной программы "Физика наноструктур".

## Список литературы

1. Chen Y J et al. *Phys. Rev. B* **36** 4562 (1987)
2. Islam M N et al. *Appl. Phys. Lett.* **50** 1098 (1987)
3. Golub J E et al. *Phys. Rev. B* **41** 8564 (1990)
4. Fukuzawa T, Mendez E E, Wang J M *Phys. Rev. Lett.* **64** 3066 (1990)
5. Butov L et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 304 (1994)
6. Лозовик Ю Е, Юдсон В *ЖЭТФ* **71** 738 (1976)
7. Лернер И В, Лозовик Ю Е *ЖЭТФ* **78** 1167 (1980)
8. Yoshioka D, MacDonald D J. *Phys. Soc. Jpn.* **59** 4211 (1990)
9. Chen X M, Quinn J J *Phys. Rev. Lett.* **67** 895 (1991)
10. Timofeev V B et al. *Europhys. Lett.* (in press) (1997)
11. Тимофеев В Б и др. *Письма в ЖЭТФ* **65** 840 (1997)

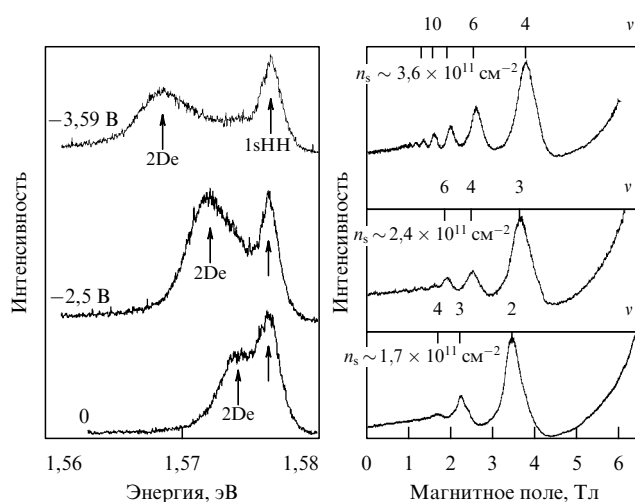


Рис. 5. Осцилляции интенсивности внутриямной экситонной люминесценции, измеренные при  $E_{exc}$ , как функция магнитного поля при разных напряжениях смещения (правая часть рисунка). Соответствующие спектры люминесценции, измеренные при тех же напряжениях и нулевом магнитном поле, показаны в левой части.