

## КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

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

## 3. Квантовый хаос и резонансное туннелирование

PACS numbers: 05.45. + b, 73.40.Gk

В третьем разделе конференции были представлены следующие доклады:

1. **Ларкин А.И.** (Университет Миннесоты, США и ИТФ им. Ландау, Черноголовка, Россия) *Разбегание классических траекторий и квантовый хаос.*

2. **Ефетов К.Б.** (Университет Бохум, Германия) *Направленный квантовый хаос.*

3. **Мирлин А.Д.** (Университет Карлсруэ, Германия) *Корреляции собственных функций в неупорядоченных системах.*

4. **Кравцов В.Е.** (Международный центр теоретической физики, Триест, Италия и ИТФ им. Ландау, Черноголовка, Россия) *Функция распределения кривизн уровней с учетом поправок к теории случайных матриц.*

5. **Винья Л.** (Независимый университет Мадрида, Испания), **Потемски М.** (Лаборатория сильных магнитных полей, Гренобль Франция), **Ванг В.И.** (Колумбийский университет, Нью Йорк, США) *Проявление квантового хаоса в магнитоэкситонном спектре квантовых ям.*

6. **Фалько В.И.** (Школа физики и химии, Ланкастерский университет, Великобритания) *Проявление локальной плотности состояний во флуктуациях дифференциального контактанса при резонансном туннелировании между неупорядоченными металлами.*

7. **Дубровский Ю.В.** (ИПТМ, Черноголовка, Россия) и др. *Резонансные и корреляционные эффекты в туннельных структурах с последовательными двумерными электронными газами в сильном магнитном поле.*

8. **Кёниг Ю., Шёллер Х., Шён Г.** (Институт теоретической физики твердого тела, Университет Карлсруэ, Германия) *Резонансное туннелирование через одноэлектронный транзистор.*

9. **Квон З.Д., Ольшанецкий Е.Б., Гусев Г.М.** (Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия), **Портал Дж.С., Мауд Д.К.** (Лаборатория сильных магнитных полей, Гренобль, Франция) *Мезоскопические флуктуации проводимости кулоновского типа в двумерном электронном газе вблизи фактора заполнения  $\nu=1/2$ .*

10. **Федоров Ян В.** (Университет Эссен, Германия и ПИЯФ, Гатчина, Россия), **Зоммерс Х.-Й.** (Университет Эссен, Германия) *Резонансы как собственные значения почти-эрмитовых случайных матриц.*

Ниже публикуются доклады 5, 6, 8 и 9. Доклады 1 и 10 опубликованы в *Phys. Rev. E* 55 R1243 (1997) и *Phys. Rev. E*

55 R4857 (1997) соответственно. Содержание докладов 2–4 и 10 см. препринты: 2 — cond-mat/9706055, cond-mat/9702091; 3 — cond-mat/9712153; 4 — cond-mat/9712147; 10 — cond-mat/9703152.

## Проявление квантового хаоса в магнитоэкситонном спектре квантовых ям

Л. Винья, М. Потемски, В.И. Ванг

Статистические корреляции в спектрах часто рассматриваются как признак квантового хаоса. Эти корреляции обнаружены для многих сложных систем в различных областях, от физики (ядерной, атомной, молекулярной и твердотельной) до химии и биологии (см., например, [1]). Для того чтобы в реальных квантовых системах наблюдались такие явления, эти системы должны быть одновременно и сложными, что означает, что их классическая динамика должна быть хаотической, и простыми в том смысле, что эта динамика должна поддаваться анализу и численному моделированию. Атом водорода в статическом магнитном поле обычно рассматривается как образец хаотической системы, так как он удовлетворяет обоим требованиям [2].

Поскольку классическое хаотическое движение имеет место в ситуациях, когда сила Лоренца сравнима с кулоновской силой, потребовались бы гигантские магнитные поля порядка  $2 \times 10^5$  Тл, чтобы добиться выполнения этого условия для атома водорода. Таким образом, обычно объектом исследования являются ридберговские состояния с главным квантовым числом  $n \gg 50$ , когда кулоновский потенциал ядра значительно уменьшается. В этом случае напряженность магнитного поля, необходимая для уравнивания кулоновской силы и силы Лоренца, составляет всего несколько тесла и легко достигается в лаборатории. Далее, чтобы исследовать простейшие случаи, размерность систем обычно уменьшается путем использования полей с цилиндрической симметрией относительно оси  $z$ , что приводит к двумерному (2D) гамильтониану [3].

В физике твердого тела известен квантовомеханический эквивалент водородоподобного атома, а именно, экситон Ванье в полупроводнике, состоящий из электрона в зоне проводимости и дырки в валентной зоне, оставшейся в результате оптического возбуждения [4]. Обе частицы связаны кулоновским взаимодействием, и в типичном полупроводнике  $A^{III}B^V$ , например в GaAs, размер экситона и его энергия связи, 150 Å и 5 мэВ соответственно — величины того же порядка, что и для ридберговских состояний. Размерность этой системы можно легко уменьшить, используя квантовые ямы (КЯ), и кроме того, поля, достижимые в лаборатории, являются достаточно сильными для наблюдения тонкой структуры спектров, без необходимости создавать высоковозбужденные состояния [5].

Несколько экспериментальных исследований хаотической динамики электронов в низкоразмерных полупроводниковых гетероструктурах было выполнено на резонансных туннельных структурах в присутствии наклонных магнитных полей [6–8]. Недавно появились также теоретические работы, в которых изучалась возможность существования хаоса в квантовых ямах и точках [9, 10]. В настоящей работе представлены магнитооптические исследования экситонного спектра КЯ в GaAs и исследована статистика распределения энергетических уровней.

В работе использовалась  $p-i-n$ -гетероструктура, состоящая из пяти КЯ в GaAs шириной 160 Å, помещенных между слоями  $n^+$  и  $p^+$ . Барьеры были сформированы из  $Ga_{0.65}Al_{0.35}As$ . Данное исследование оказалось возможным исключительно благодаря великолепному качеству образца (ширина пиков на полувысоте  $\approx 0,3$  мэВ), которое позволило наблюдать возбужденные состояния экситонов и разрешать очень близко лежащие линии спектра. Спектры фотовозбуждения люминесценции (ФВЛ) с высоким разрешением были получены в установке с полигеликоидальным резистивным магнитом в полях до 17 Тл, приложенными в фарадеевской конфигурации. Спектры записывались при 2 К с использованием циркулярно поляризованного излучения лазера на красителе LD700 с накачкой лазером на ионах  $Kr^{+}$ . На образец подавалось напряжение смещения, необходимое для достижения условия плоской зоны, чтобы избежать дополнительного усложнения спектров, которое могло бы появиться из-за электрического поля. Использование циркулярной поляризации также было решающим для успеха экспериментов, позволяя разделить компоненты магнитоэкситонов со спином вверх и спином вниз.

На рисунке 1 представлен низкотемпературный спектр ФВЛ при нулевом магнитном поле, который состоит из "разрешенных" и "запрещенных" экситонных переходов, наложенных на ступенчатый фон, типичный для 2D-систем. Запрещенные переходы, как, например, переход, обозначенный  $h_{12}(1s)$ , присутствуют из-за остаточного электрического поля  $\approx 5$  кВ см $^{-1}$ , которого не удалось избежать, хотя в образце путем приложения смещения были достигнуты условия плоской зоны. Пики обозначены следующим образом:  $h$  (l) означает тяжелую (легкую) дырку; нижний индекс означает одну и ту же удерживаемую подзону для электронов и дырок; в случае двух нижних индексов первый (второй) соответствует электронам (дыркам); для огибающей функции экситона используется водородоподобное обозначение

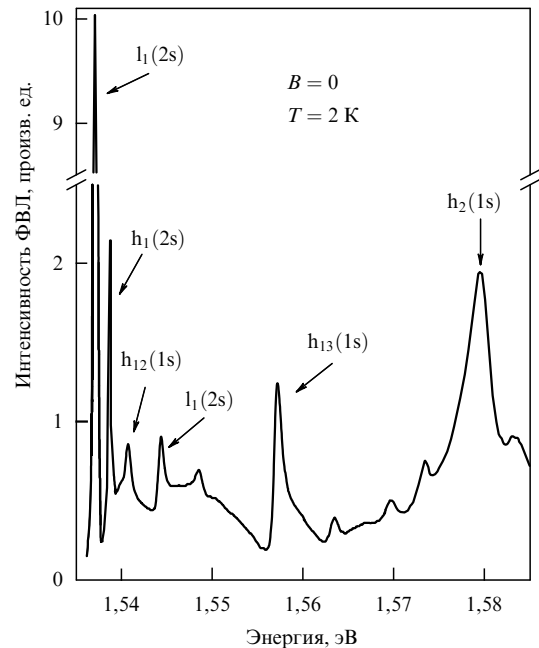
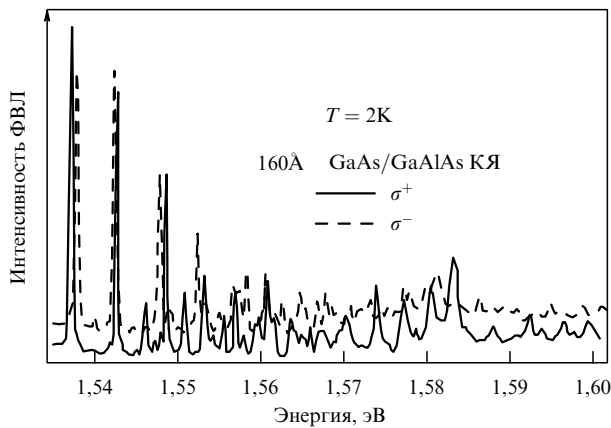


Рис. 1. Спектр ФВЛ квантовой ямы в GaAs шириной 160 Å при нулевом поле и низкой температуре.

$nm$ , где  $n$  — главное квантовое число, а  $m$  — квантовое число углового момента.

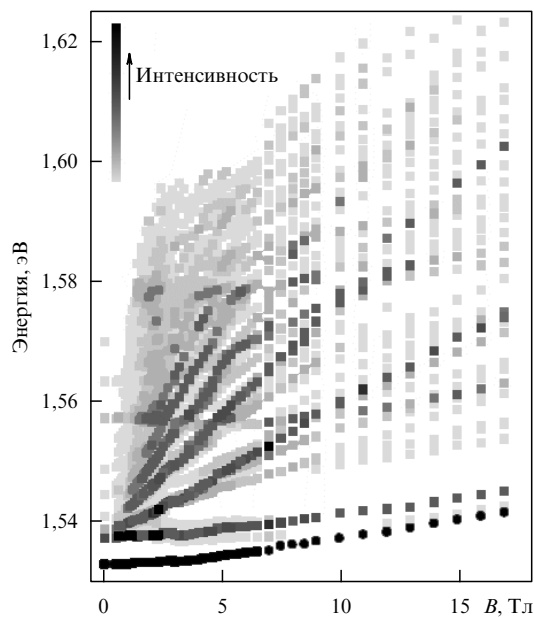
Из-за высокого качества образца, которое заметно также по отсутствию какого-либо стоковского сдвига между излучением и поглощением, оказалось невозможно зарегистрировать основное состояние системы (экситон с тяжелой дыркой) в спектре ФВЛ. Его энергия измерялась непосредственно из спектров фотолюминесценции (ФЛ). Первые возбужденные состояния экситонов с тяжелыми и легкими дырками  $h_1(2s)$  и  $l_1(2s)$  соответственно видны в спектрах как очень резкие пики. Это представляет полную противоположность образцам низкого качества, где они проявляются только в виде выступов на кривой. Между прочим, некоторые пики, как например  $l_1(2s)$  и  $h_{13}(1s)$ , имеют асимметричную форму, характерную для резонансов Фано между дискретным состоянием и низколежащими непрерывными экситонными состояниями.

Число состояний заметно возрастает в присутствии внешнего магнитного поля, как можно видеть на рис. 2, который представляет спектры ФВЛ, записанные с  $\sigma^+$ - (сплошные линии) и  $\sigma^-$ - (штриховые линии) поляризованным светом в поле 2,4 Тл. Первый измеряемый пик во всех спектрах соответствует  $l_1(1s)$ , так как из-за исчезающе малого сдвига Стокса в спектрах ФВЛ нельзя было увидеть пик  $h_1(1s)$ . Энергия  $h_1(1s)$  также была получена в экспериментах по ФЛ. Сложность спектров этой КЯ ясно продемонстрирована на рисунке. В нашей предыдущей работе особенности спектров в диапазоне энергий  $\approx 35$  мэВ выше  $h_1(1s)$  сравнивались с расчетами магнитоэкситонных спектров КЯ, в которых принималось во внимание усложнение структуры валентной зоны и использовался базис экситонов, включающий состояния до  $4f$  [5]. Согласие теории и эксперимента оказалось очень хорошим, и только некоторые пики с малой силой осциллятора, наблюдаемые экспериментально, не описывались теорией.



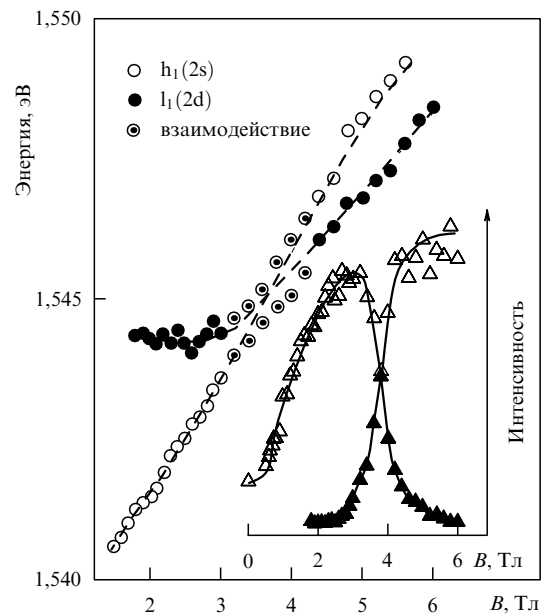
**Рис. 2.** Спектры ФВЛ при  $\sigma^+$  (сплошная линия) и  $\sigma^-$  (штриховая линия) поляризации света в поле 2,4 Тл. Низший по энергии пик соответствует основному состоянию экситона с легкой дыркой  $l_1(1s)$ .

Веерная диаграмма экситонных переходов, полученная из  $\sigma^-$ -ФВЛ показана на рис. 3. Интенсивности пиков изображаются цветом (светло-серый — минимум; черный — максимум). Экситонная природа переходов заметна в зависимости энергий от магнитного поля: в слабых полях сдвиг состояний квадратичен, тогда как для более сильных полей зависимость линейна. При детальном исследовании этой диаграммы во многих местах можно увидеть отталкивание уровней. Изгиб кривых веера уже виден на этом рисунке, например в области вблизи 12 Тл и 1,58 эВ. Многие другие взаимодействия между состояниями с одинаковой симметрией, проявляющиеся при более слабых полях ( $\leq 5$  Тл) не могут наблюдаться на этой веерной диаграмме по причине большого числа возбужденных состояний.



**Рис. 3.** Зависимость энергии от магнитного поля для структур, наблюдаемых в спектрах  $\sigma^-$ -ФВЛ (квадраты). Точки соответствуют состоянию  $h_1(s)$ , измеренному с помощью ФЛ.

Один из случаев отталкивания между состояниями с одной и той же симметрией для полей между 1,5 и 6 Тл показан на рис. 4. Хотя эти состояния уже проиндексированы в соответствии с атомными и экситонными обозначениями, учитывающими их h- или l-характер, сложная структура валентной зоны смешивает их третьи компоненты углового момента и поэтому, строго говоря, их можно классифицировать только с помощью теории групп в терминах неприводимых представлений  $\Gamma_7$  или  $\Gamma_8$ . Оба состояния принадлежат к одному и тому же неприводимому представлению  $\Gamma_7$  и, следовательно, могут взаимодействовать. При увеличении поля уровень  $l_1(3d-)$  приближается к  $h_1(2s)$  и его интенсивность повышается. Эти точки показаны светлыми кружками с точкой в середине в области сильного взаимодействия, когда состояния отталкиваются и перераспределяют между собой силы осциллятора, как продемонстрировано на вставке. На веерной диаграмме видно много взаимодействий этого типа, особенно для конфигурации  $\sigma^-$ . Это может приводить к стохастическим процессам, которые, как известно, играют важную роль в атомных спектрах [3].



**Рис. 4.** Энергии состояний  $h_1(2s)$  и  $l_1(3d-)$  в зависимости от магнитного поля. На вставке показаны силы осциллятора, нормированные на силы для состояний  $l_1(1s)$ .

Гистограмма распределения уровней экситонов по энергии представлена на рис. 5 для магнитного поля 2,5 Тл. Полосы соответствуют экспериментальным результатам, а символы — наилучшей подгонке под разные статистические распределения. Абсолютно случайная последовательность энергетических уровней описывается распределением Пуассона:

$$P(w) = \frac{1}{D} \exp\left(-\frac{w}{D}\right), \quad (1)$$

где  $w$  — разность энергий между двумя переходами, а  $D$  — среднее локальное расстояние между уровнями [11]. В этом распределении преобладают малые энергетиче-

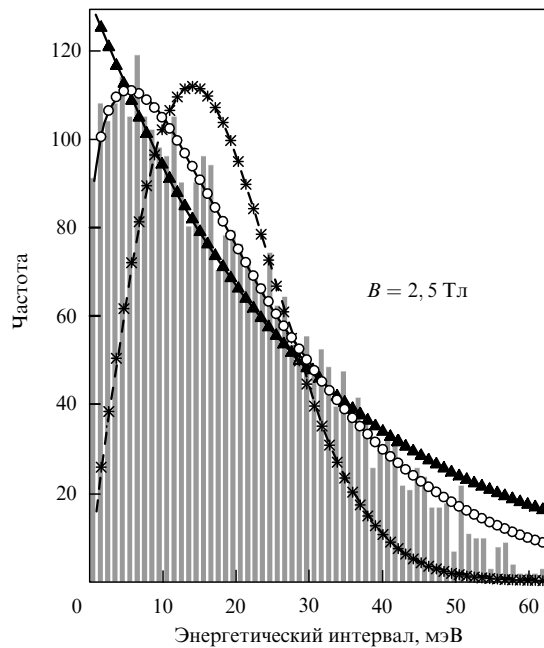


Рис. 5. Гистограмма распределения уровней экситонов по энергии. Полосы — эксперимент. Символы — наилучшая подгонка к распределениям Броди (светлые кружки), Пуассона (треугольники) и Вигнера (звездочки).

ские интервалы, и оно имеет максимум при  $w = 0$ . Однако если имеют место отталкивания энергетических уровней, они подавляют все спектральные флуктуации, и энергетические интервалы между уровнями описываются распределением Вигнера:

$$P(w) = \frac{\pi w}{2D^2} \exp\left(-\frac{\pi w^2}{4D^2}\right), \quad (2)$$

с линейным отталкиванием уровней [11]. Распределение Вигнера применимо только для чистой последовательности уровней, которые имеют одни и те же квантовые числа. В случае смешанных последовательностей отталкивания смягчаются нулевыми матричными элементами взаимодействия состояний с различной симметрией, вид спектрального распределения приближается к случайному распределению: распределение расстояний между уровнями становится пуассоновским. Броди ввел распределение уровней, которое является интерполяцией между распределениями Вигнера и Пуассона [12]:

$$P_\beta(w) = A \left(\frac{w}{D}\right)^\beta \exp\left[-\alpha \left(\frac{w}{D}\right)^{1+\beta}\right], \quad (3)$$

где  $A = (1 + \beta)\alpha$ ,

$$\alpha = \left[\frac{1}{D} \Gamma\left(\frac{2+\beta}{1+\beta}\right)\right]^{1+\beta},$$

$\Gamma(x)$  — гамма-функция,  $\beta$  — параметр Броди. Когда  $\beta = 0$  ( $\beta = 1$ ), распределение Броди сводится к распределению Пуассона (Вигнера). Это распределение является эвристическим и не имеет теоретического обоснования в качестве критерия хаоса в системе. Однако в отсутствие

распределения, имеющего теоретическое обоснование, оно полезно, поскольку зависит только от одного параметра. Наилучшее описание наших данных получается при 2,5 Тл с  $\beta = 0,24$  и  $D = 15$  мэВ; в полях  $\approx 0,5$  Тл их значения составляют 0,05 и 10 мэВ соответственно. Как  $\beta$ , так и  $D$  возрастает при увеличении поля до  $\approx 5$  Тл, а затем выходит на насыщение.

В заключение следует отметить, что нами обнаружены статистические корреляции в магнитоэкситонных спектрах КЯ в GaAs, которые можно считать признаками квантового хаоса. Расстояния между энергетическими уровнями описываются распределением Броди, которое является интерполяцией между распределениями Вигнера и Пуассона. Отклонение от чисто вигнеровского распределения обусловлено существованием экситонных уровней, которые относятся к различным неприводимым представлениям. Они могут быть вырожденными по энергии. Таким образом вероятность нулевого энергетического интервала между уровнями возрастает, что вносит в распределение пуассоновский вклад. Для изучения влияния понижения симметрии системы на распределение энергетических уровней в настоящее время проводятся дальнейшие исследования с использованием магнитного поля, наклонного по отношению к оси роста квантовой ямы. Кроме того, для понижения симметрии может также использоваться внешнее электрическое поле.

Настоящая работа была частично поддержана Испанской программой DGICYT (контракт No. PB96-0085) и Фондом Рамона Аресеса. Один из авторов (М.П.) во время выполнения проекта находился в Автономном университете Мадрида в качестве приглашенного профессора (Profesor Visitante Iberdrola de Ciencia y Tecnología).

## Список литературы

1. Giannoni M J, Voros A, Zinn-Justin J (Eds) *Chaos and Quantum Physics, NATO ASI Series Session LII* (Amsterdam: North-Holland, 1991)
2. Simons B D et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 2899 (1993)
3. Delande D, in Ref. [1] p. 667
4. Knox R S "Theory of Excitons" *Solid State Phys.* (New York: Academic, 1963) Suppl. 5.
5. Viña L et al. *Phys. Rev. B* **41** 10767 (1990)
6. Frommhold T M et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 1142 (1995)
7. Mueller G et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 2875 (1995)
8. Wilkinson P B et al. *Nature* (London) **380** 608 (1996)
9. Monteiro T S, Dando P A *Phys. Rev. E* **53** 3369 (1996)
10. Ulloa S, Pfannkuche D *Superlatt. and Microst.* **20** 1 (1996)
11. Brody T A et al. *Rev. Mod. Phys.* **53** 385 (1981)
12. Brody T A *Lett. Nuovo Cimento* **7** 482 (1973)

## Проявление локальной плотности состояний во флуктуациях дифференциального кондактанса при резонансном туннелировании между неупорядоченными металлами

В.И. Фалько

Теоретическое обсуждение флуктуаций локальной плотности состояний (ЛПС) в неупорядоченных метал-