

## КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

## Научные слушания Отделения физических наук в рамках Общего собрания Российской академии наук

(17 мая 2004)

17 мая 2004 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева РАН состоялось Общее собрание Отделения физических наук Российской академии наук, в программе которого пунктом 5 были научные слушания по проблеме "Физика наноструктур и нанотехнологии". Были заслушаны доклады:

1. **Алферов Ж.И.** (Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург). *Наноструктуры: физика, технология и применение в электронике.*

2. **Тимофеев В.Б.** (Институт физики твердого тела, Черноголовка). *Электронные корреляционные явления в полупроводниковых структурах низкой размерности и наноструктурах.*

3. **Гапонов С.В.** (Институт физики микроструктур, Н. Новгород). *Нанолитография и прогресс технологий.*

4. **Ковальчук М.В.** (Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова, Москва). *Биоорганические материалы, структуры и нанодиагностика.*

Краткое содержание доклада № 2 публикуется ниже.

PACS numbers: 71.35.-y, 71.36.+c, 73.43.-f, 73.63.-b

### Электронные корреляционные явления в полупроводниковых структурах низкой размерности и наноструктурах

В.Б. Тимофеев

#### 1. Введение

Наиболее яркие электронные явления в полупроводниковых системах низкой размерности связаны с электронными корреляциями. В таких системах пространственные ограничения, или квантовый конфайнмент, принуждают частицы находиться на более близких расстояниях, усиливая эффекты обменного и корреляционного взаимодействия. При понижении размерности в электронных системах с сильным взаимодействием возникают принципиально новые калибровочные поля (например, калибровочное поле Черна-Саймонса). Именно электронные корреляции в низкоразмерных полупроводниковых системах лежат в основе новых явлений и предопределяют возникновение в них неожиданных, подчас экзотических, электронных фаз. В системах с одномерным

квантовым конфайнментом такими примерами могут служить двумерный (2D) электронный газ, помещенный в сильное поперечное магнитное поле; пространственно разделенные двумерные электрон-электронные и электрон-дырочные слои; экситонные комплексы, нейтральные и заряженные, в квантовых ямах; двумерные экситонные поляритоны в микрорезонаторах. В системах с двумерным конфайнментом, или в квантовых нитях, появляется новый квантовый объект — латтинджерова жидкость; одночастичный экситон в квантовой нити — близкий аналог диамагнитного экситона в экстремально сильном магнитном поле. В случае трехмерного конфайнмента возникают искусственно приготовленные атомные и молекулярные объекты, получившие распространенное название квантовых точек. Квантовые точки могут образовывать и более сложные молекулярные системы. С этими объектами связаны самые последние прорывы в лазерной технологии и на них возлагают большие надежды в отношении практических приложений в электронике, информатике и в новой развивающейся области — спинтронике.

В этой прогрессирующей области фундаментально научные открытия теснейшим образом переплетены с технологическими достижениями. В свою очередь, именно фундаментально научные открытия стимулировали реализацию принципиально новых идей и обеспечили прочный фундамент для настоящих прорывов в области технологии (примерами могут служить методы селективного (модулированного) и дельта-легирования в гетероструктурах; явления самоорганизации при росте квантовых точек на гетерограницах и многое другое). Можно справедливо утверждать, что основные достижения в нанотехнологии "насквозь пропитаны" идеями, возникшими в результате фундаментальных исследований. В своей совокупности и взаимосвязи фундаментально научные и технологические достижения главным образом и определяют сегодня и будут определять в ближайшем будущем состояние твердотельной электроники и информатики. Аргументами в пользу этого утверждения могут служить многие примеры. Остановимся на одном из них, связанном с двумерными электронами. Принципиально новые явления, открытые в течение последней четверти XX века в системе сильно взаимодействующих двумерных электронов, стали возможны благодаря впечатляющему и неуклонному повышению качества и структурного совершенства соот-

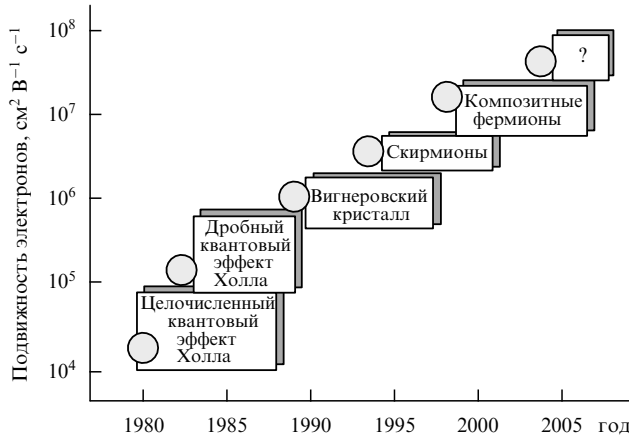


Рис. 1. Последовательность обнаруженных корреляционных явлений в системе сильно взаимодействующих двумерных электронов по мере увеличения электронной подвижности.

ветствующих низкоразмерных полупроводниковых объектов. На рисунке 1 представлена серия новых явлений, последовательно открытых по мере возрастания подвижности и длины свободного пробега двумерных электронов (более чем на три порядка!) в этих системах. Рекордные величины электронной подвижности в GaAs-гетероструктурах в настоящее время составляют  $3 \times 10^7 \text{ см}^2 (\text{В с})^{-1}$ , а длины свободного пробега достигают 100 мкм. В правом верхнем углу рисунка отмечены явления, связанные с открытием нового класса квазичастиц в структурах с большой электронной подвижностью — композитных фермионов, о которых пойдет речь ниже.

## 2. Композитные фермионы

Концепцию композитных фермионов, впервые предложенную Дж. Джейном (J.K. Jain) [1], можно изложить различными способами. Однако все они сводятся в конечном итоге с феноменологической точки зрения к следующему: система сильно взаимодействующих электронов в достаточно сильном поперечном магнитном поле  $B$  трансформируется в систему слабо взаимодействующих композитных фермионов в эффективном и более слабом магнитном поле  $B^*$ , которое описывается формулой

$$B^* = B - 2pN\phi_0, \quad (1)$$

где  $\phi_0 = h/ec$  — квант магнитного потока, а  $2p$  — четное целое число. Равноценно можно также сказать, что электроны при факторе заполнения  $\nu$  конвертируются в композитные фермионы с фактором заполнения  $\nu^* = N\phi_0/|B^*|$ , так что  $\nu$  и  $\nu^*$  связаны между собой соотношением

$$\nu = \frac{\nu^*}{2p\nu^* \pm 1}. \quad (2)$$

Здесь знак минус соответствует ситуации, когда  $B^*$  направлено антипараллельно магнитному полю  $B$ . На рисунке 2 показана типичная картина шубниковских осцилляций диагональной компоненты магнитосопротив-

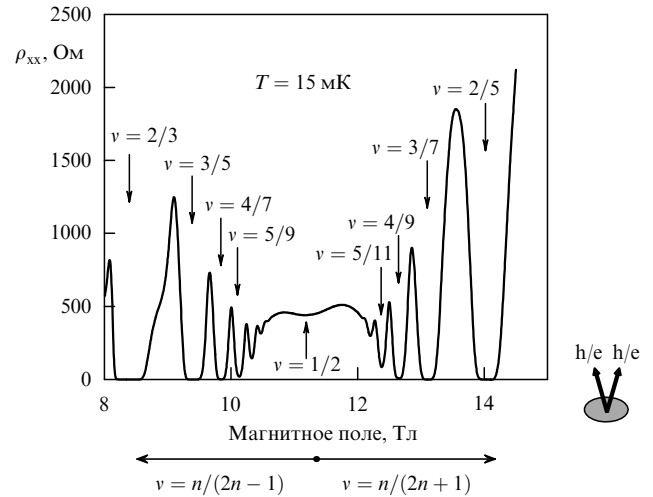


Рис. 2. Шубниковские осцилляции магнитосопротивления в окрестности фактора заполнения  $\nu = 1/2$  (из работы Kukushkin et al. [3]). Каждый электрон в окрестности этого полуполого фактора заполнения захватывает два кванта магнитного потока (показано схематически стрелками справа).

тивления в окрестности фактора заполнения  $\nu = 1/2$ , иллюстрирующая поразительную симметрию в расположении семейства дробей с нечетными знаменателями в полном соответствии с выражением (2) при условии, что целое число  $p = 1$ .

Микроскопическая картина возникновения композитных фермионов состоит в следующем. Начнем с рассмотрения взаимодействующих двумерных электронов в поперечном магнитном поле  $B$ . Свяжем с каждым электроном бесконечно тонкий соленоид, не имеющий массы и несущий  $2p$  квантов магнитного потока, который направлен антипараллельно полю  $B$  ( $p$  — целое число). Эта процедура и приводит к возникновению композитного фермиона. Заметим, что такая конверсия сохраняет знак минус, обусловленный обменным взаимодействием двух фермионов, ибо связанное состояние электрона с двумя квантами магнитного потока само по себе является фермионом. Собственно отсюда и происходит само название — композитный фермион. Существенно заметить, что при такой конверсии остается незатронутым фазовый фактор Ааронова–Бома для любых замкнутых траекторий. Действительно, возникающий при такой конверсии дополнительный фазовый фактор, связанный с потоком  $\phi = 2p\phi_0$ , равен  $\exp\{2\pi i\phi/\phi_0\} = 1$ . Иными словами, захват электроном четного числа квантов потока — событие, не наблюдаемое с микроскопической точки зрения.

Согласно современным представлениям в идеальной двумерной системе возникает новое калибровочное поле [2]. Поэтому гамильтониан системы 2D-электронов, взаимодействующих с калибровочным полем Черна–Саймонса, можно записать в следующем виде:

$$\hat{H} = \sum_i \frac{|\mathbf{p}_i + \mathbf{A}_i + \mathbf{a}_i|^2}{2m} + \frac{1}{2} \sum_{i,j} V(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j), \quad (3)$$

где

$$\mathbf{a}_i = \bar{\phi} \sum_{i < j} \frac{\mathbf{z} \times (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|^2}.$$

Магнитное поле, связанное с этим калибровочным потенциалом, равно

$$\mathbf{b}(\mathbf{r}) \equiv \text{rot } \mathbf{a}(\mathbf{r}) = 2N\bar{\phi} \sum_j \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j). \quad (4)$$

В приближении среднего поля

$$b \rightarrow \langle b \rangle = 2p\bar{\phi}_0 N,$$

где  $\bar{\phi}_0 = hc/e$ . Таким образом, мы легко приходим к выражению (1).

Возникает естественный вопрос: что же в конечном итоге приобретает введением концепции композитных фермионов? А приобретает следующее: в рамках приближения среднего поля захваченные электронами кванты потока в результате усреднения по площади создают магнитное поле  $-2pN\bar{\phi}_0$ . Отсюда в уравнении (1) получается остаточное поле  $B^*$  (или декремент поля). Таким образом, каждый электрон захватывает четное число квантов магнитного потока  $2p$  из внешнего приложенного магнитного поля и становится композитным фермионом, который реагирует только на остаточное поле  $B^*$ .

Обратим внимание на очень существенное обстоятельство, связанное с таким калибровочным преобразованием (калибровочным преобразованием Черна–Саймонса). Многочастичное основное электронное состояние при  $\nu < 1$  сильно вырождено в отсутствие взаимодействия, так как все разнообразные электронные конфигурации на нижайшем уровне Ландау отвечают одной и той же энергии. Однако в результате калибровочного преобразования вырождение основного состояния композитного фермиона при  $\nu^* > 1$  существенно уменьшается даже в отсутствие взаимодействия. При целочисленных значениях  $\nu^*$  основное состояние становится просто невырожденным. Снятие вырождения дает полное основание рассматривать композитные фермионы как невзаимодействующие квазичастицы. В рамках такого приближения композитные фермионы заполняют собственное ферми-море, когда эффективное магнитное поле  $B^* = 0$  (или  $1/\nu = 2p$ ) [2]. Когда эффективное магнитное поле отлично от нуля (т.е. декремент  $B^* \neq 0$ ), происходит квантование Ландау композитных фермионов и возникает связанный с этим квантованием целочисленный квантовый эффект Холла невзаимодействующих композитных фермионов. Таким образом, целочисленный квантовый эффект Холла невзаимодействующих композитных фермионов в эффективном магнитном поле эквивалентен дробному квантовому эффекту Холла сильновзаимодействующих двумерных электронов в полном поперечном магнитном поле.

Остановимся на оптическом детектировании циклотронного резонанса композитных фермионов — методе, который позволил самым прямым способом измерить эффективные массы этих квазичастиц, а также проследить за зависимостью этих масс от величины межчастичного взаимодействия (точнее, от плотности 2D-электронов) [3, 4]. При постановке такой задачи сразу же возникает вопрос, связанный с теоремой Кона, которая гласит: в трансляционно-инвариантных системах электромагнитное излучение взаимодействует только с центром масс исследуемой системы и не затрагивает ее другие внутренние степени свободы. Поэтому эффекты межчас-

тичного взаимодействия, которые должны наиболее сильно проявляться на больших импульсах передачи, не могут согласно теореме Кона обнаруживаться вблизи  $K = 0$ . Эту проблему удастся преодолеть, если тем или иным способом нарушить трансляционную инвариантность, что позволит наблюдать циклотронные переходы на достаточно больших импульсах передачи (много больших световых). В описываемых ниже экспериментах Кукушкина и соавторов [3] это достигается с помощью использования электромагнитного излучения гигагерцевого диапазона, генерирующего пьезоакустические волны в исследуемых структурах.

Прежде обратим внимание на то, что в 2D-электронной системе конечного размера в поперечном магнитном поле происходит гибридизация циклотронной и плазменной мод (аналог альвеновских волн в трехмерных системах). Эта гибридизация приводит к определенной зависимости частоты результирующего магнитоплазменного резонанса от величины магнитного поля, концентрации 2D-электронов и размеров структуры. Например, для диска диаметром  $d$  частоты верхней и нижней магнитоплазменных мод даются выражением

$$\omega_{\text{DMR}}^{\pm} = \pm \frac{\omega_{\text{CR}}}{2} + \sqrt{\omega_{\text{P}}^2 + \left(\frac{\omega_{\text{CR}}}{2}\right)^2}, \quad (5)$$

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

$$\omega_{\text{P}}^2 = \frac{3\pi^2 Ne^2}{4m^* \epsilon_{\text{eff}} d} \quad (6)$$

— плазменная частота 2D-электронов с плотностью  $N$ ,  $\epsilon_{\text{eff}} = (1 + \epsilon_0)/2$  — эффективная диэлектрическая проницаемость и  $m^*$  — эффективная масса. Оптический метод детектирования такого гибридного размерного магнито-плазменно-циклотронного резонанса, разработанный Кукушкиным с соавторами [3], оказался почти на два порядка более чувствительным по сравнению с методом детектирования поглощения микроволнового излучения в режиме циклотронного резонанса с помощью обычного болометра. Обратимся к оптическому детектированию циклотронного резонанса композитных фермионов в окрестности фактора заполнения  $\nu = 1/2$ . Соответствующие резонансные пики, симметрично расположенные относительно фактора заполнения  $\nu = 1/2$ , иллюстрирует рис. 3. Видно, что при увеличении частоты микроволнового излучения расстояние между пиками возрастает линейно. Зависимость положения пиков в функции декремента магнитного поля  $B^*$  суммирована на рис. 4. Чтобы подчеркнуть симметричность расположения резонансных пиков, декремент магнитного поля выбран в качестве абсциссы. Следует подчеркнуть, что экстраполяция линейной зависимости резонансных частот от величины декремента магнитного поля в точности оказывается в точке  $B^* = 0$  ( $\nu = 1/2$ ). Это обстоятельство неопровержимо доказывает, что наблюдаемые резонансы связаны непосредственно с циклотронным движением новых, "одетых" взаимодействием квазичастиц, а именно — композитных фермионов. Определенная масса композитных фермионов оказалась почти на порядок тяжелее массы электрона в GaAs. Из-за межчастичного взаимодействия масса композитных частиц увеличивается с ростом плотности или величины магнитного поля (рис. 5). Для идеальной двумерной системы согласно численным

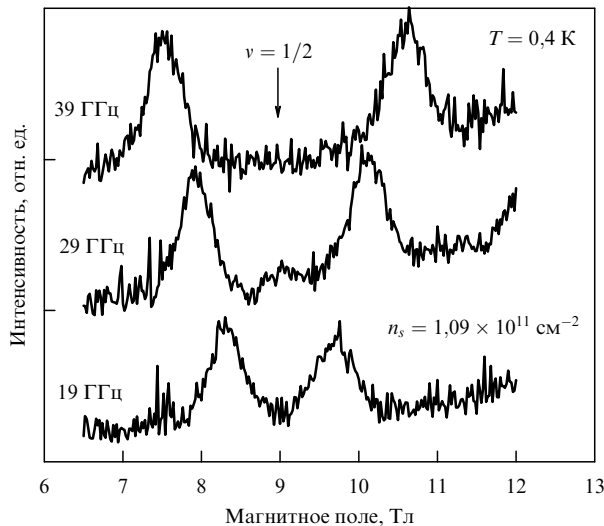


Рис. 3. Циклотронный резонанс композитных фермионов в окрестности фактора заполнения  $\nu = 1/2$  (из работы Кукушкина и др. [3]).

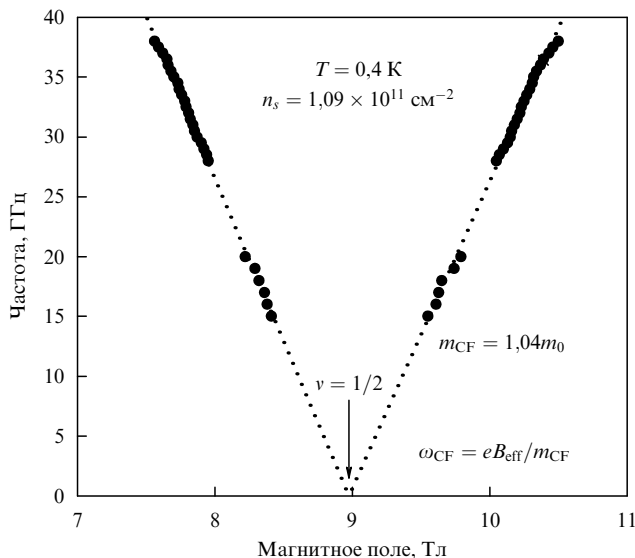


Рис. 4. Линейная зависимость частоты циклотронного резонанса композитных фермионов в функции магнитного поля. Линейные экстраполяции зависимостей резонансной частоты от положительного и отрицательного декрементов магнитного поля пересекаются при факторе заполнения  $\nu = 1/2$  с высокой точностью (из работы Кукушкина и др. [3]).

расчетам  $m_{\text{CF}}^{\text{CF}}/m_0 = 0,079B^{1/2}$ . Экспериментальные наблюдения качественно согласуются с теоретическими представлениями, хотя количественно результаты эксперимента и данные теории разнятся весьма заметно.

Следует также обратить внимание на одно существенное обстоятельство. Если кулоновские щели, измеряемые с помощью активационного магнитотранспорта, соответствуют большим импульсам передачи, то при оптическом детектировании циклотронного резонанса измеряются соответствующие щели вблизи  $K \approx 0$ . При температурах  $T > 1$  К конструкция композитного фермиона разрушается активационным образом [4].

Вместе с тем остается открытым вопрос о том, в какой мере композитные фермионы можно рассматривать как невзаимодействующие частицы. Дело в том, что

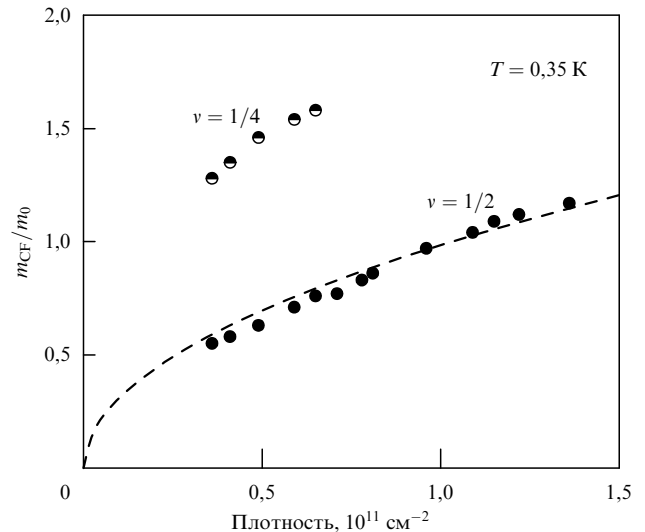


Рис. 5. Зависимости эффективной массы композитных фермионов от электронной плотности при факторах заполнения  $\nu = 1/2$  и  $1/4$  (из работы Кукушкина и др. [3]).

модель среднего поля, на которой строится концепция композитных фермионов, отнюдь не безупречна. Конечное взаимодействие между композитными фермионами должно приводить к поправкам в уже установленных свойствах и, что более интересно и существенно, к возникновению новых скоррелированных электронных состояний в самой системе композитных фермионов. Недавно при изучении дробного квантового эффекта Холла двумерных электронов в структурах, отличающихся очень большой электронной подвижностью (около  $10^7 \text{ см}^2 (\text{В с})^{-1}$  и более), в диагональной компоненте магнитосопротивления были обнаружены слабые дробные состояния при факторах заполнения  $\nu = 4/11, 5/13, 7/11, 4/13, 7/17$  и  $5/17$  [5]. Эти последовательности дробей с нечетными знаменателями не укладываются в стандартные серийные зависимости целочисленного квантового эффекта Холла композитных фермионов ( $\nu = p/(2mp \pm 1)$ ). В работе [5] возникновение таких особенностей в магнитотранспорте связывается с дробным квантовым эффектом Холла композитных фермионов. Если эта интерпретация верна, то в данной работе в одной из первых экспериментально наблюдался эффект взаимодействия между композитными фермионами.

### 3. Пространственно разделенные электрон-электронные (электрон-дырочные) квазидвумерные слои

Примечательные свойства сверхтекучих жидкостей и сверхпроводников связаны с присутствием бозе-конденсата композитных частиц, содержащих четное число фермионов в многочастичной сильно взаимодействующей среде. Так, в сверхтекучем  $^4\text{He}$  композитные частицы суть атомы гелия сами по себе. В сверхпроводниках аналогичную роль играют куперовские пары. В полупроводниках экситоны, связанные кулоновским взаимодействием пары зонных электронов и дырок, уже около 40 лет рассматриваются как перспективные объекты в построении нейтральной сверхтекучей жидкости нового класса. Впервые концепция экситонного изолятора, а

также экситонной сверхтекучести была сформулирована в хорошо известной работе Келдыша и Копаяева [6]).

Совсем недавно было продемонстрировано, что квазидвумерная двухслойная электронная система, помещенная в достаточно сильное, поперечное относительно слоев магнитное поле, является еще одним объектом, где может быть реализована экзотика сверхтекучести [7]. В присутствии магнитного поля  $B$  такая система демонстрирует холловское плато при  $\rho_{xy} = h/e^2$  (фактор заполнения  $\nu = 1$ ), если туннелирование между слоями невелико. Это квантовое холловское состояние отражает конденсацию сильно взаимодействующих электронов в квантовую жидкость. Эта жидкость может рассматриваться как сверхтекучая экситонная жидкость, в которой электрон одного слоя "спаривается" с дыркой (в зоне проводимости) из другого слоя. Квантовая неопределенность не позволяет сказать, в каком из слоев находится та или иная частица такого композитного бозона. Такая двухслойная электронная система при факторе заполнения  $\nu = 1$  может эквивалентно рассматриваться и как электронный ферромагнетик, в котором каждый электрон пребывает в когерентной суперпозиции состояний "псевдоспинов". Электрон в одном слое отвечает псевдоспину  $|\uparrow\rangle$ , тогда как другой электрон соответствует псевдоспину  $|\downarrow\rangle$ . Обменное взаимодействие принуждает каждый электрон находиться в когерентной суперпозиции  $\{|\uparrow\rangle + |\downarrow\rangle \exp(i\varphi)\}$ . Фаза  $\varphi$  однородна и в отсутствие туннелирования произвольна. Фазовая переменная этой суперпозиции аналогична фазовой переменной в сверхпроводниках или в сверхтекучем  $^4\text{He}$ , она определяет ориентацию псевдоспинового магнитного момента. Пространственные вариации этой фазы являются первопричиной низкочастотных (мягких) возбуждений в системе. Недавно такого типа низкочастотные возбуждения (так называемая мягкая голдстоуновская мода с линейным законом дисперсии) были обнаружены в связанной двухслойной электронной системе методом туннельной спектроскопии [7]. Пока в такой системе еще не обнаружены сверхтекучий ток и джозефсоновские осцилляции фазы, но этого, судя по всему, можно ожидать в ближайшее время. Именно на обнаружение данных явлений нацелены эксперименты в этой области.

Другая очень интересная система — пространственно разделенные электрон-дырочные слои [8], которые реализуются в двойных квантовых ямах при фотовозбуждении и приложенном электрическом поле, перпендикулярном слоям [9–10], а также в гетеропереходах второго рода. В таких объектах, помимо внутрислоевых электрон-электронных корреляций, появляется еще одна корреляционная степень свободы — межслоевое электрон-дырочное взаимодействие. Благодаря этому взаимодействию в таких системах возникают межъямные экситоны, которые обладают дипольным моментом уже в основном состоянии. В достаточно разреженном газе таких экситонов с диполь-дипольным отталкиванием, когда безразмерный параметр  $r_s \gg 1$ , наблюдается бозе-конденсация межъямных экситонов в латеральных ловушках, приготовленных тем или иным способом [11] (см. фазовую диаграмму на рис. 6). Пространственно разделенная электрон-дырочная система большой плотности ( $r_s \leq 1$ ) в магнитном поле может превращаться в устойчивые конденсированные фазы нового типа: в диэлектрическую экситонную жид-

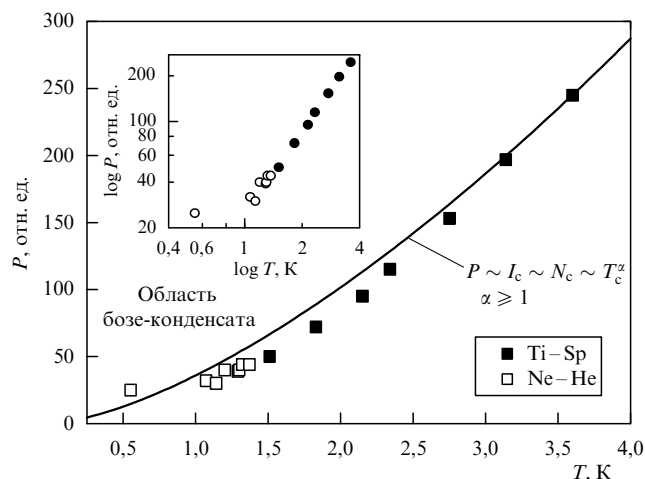
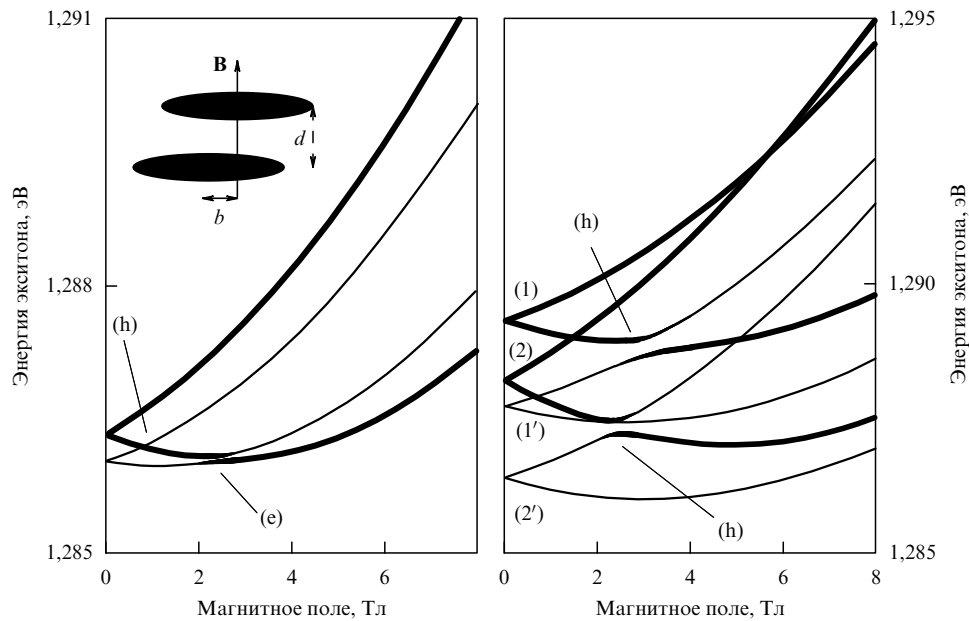


Рис. 6. Фазовая диаграмма, очерчивающая область бозе-конденсата межъямных экситонов в латеральных ловушках в GaAs/AlGaAs гетероструктурах с двойными квантовыми ямами (из работы Дремина А.А. и др. [11]).

кость (состояние типа экситонного диэлектрика) и в двухслойный электрон-дырочный кристалл.

#### 4. Многоэкситонные энергетические уровни и их симметрия в квантовой точке

Спектры излучения квантовых точек, а также лазеров на их основе определяются процессами излучательной рекомбинации скоррелированных кулоновским взаимодействием электрон-дырочных пар, или экситонов, заполняющих соответствующие состояния (оболочки) в условиях трехмерного конфайнмента. Существенно знать, как устроены многочастичные электрон-дырочные состояния в квантовой точке, каким образом происходит заполнение этих состояний при увеличении числа электрон-дырочных пар  $N$ , какие электрон-дырочные конфигурации наиболее устойчивы в условиях квазиравновесия и, наконец, что особенно существенно с практической точки зрения, каким образом выглядят спектры люминесценции при аннигиляции экситонов из тех или иных состояний в зависимости от их заполнения. Здесь вряд ли придется рассчитывать на абсолютную универсальность ответов на поставленные вопросы, учитывая разнообразие геометрических форм и симметрию конфайнмента (удерживающего потенциала) в реальных квантовых точках. Далее, несмотря на то, что применительно к квантовым точкам в полупроводниках прочно закрепился термин "искусственные атомы", между этими квантовыми объектами и реальными атомами есть принципиальные различия. В атомах удерживающий, сферически-симметричный, потенциал имеет кулоновское происхождение и определяется положительно заряженным ядерным кором, тогда как в полупроводниковых квантовых точках конфайнмент, удерживающий носители в пределах заданного геометрического масштаба, определяется разрывами энергетических зон на гетерограницах, а геометрические формы и симметричные свойства самого конфайнмента могут быть весьма разнообразны. Далее, в электрически нейтральных квантовых точках, в отличие от атомов, при увеличении числа экситонов одновременно заполняются



**Рис. 7.** На левом рисунке: иллюстрация ожидаемого зеемановского расщепления оптически активных экситонов в одиночной квантовой точке. В верхней части рисунка схематически показаны две вертикально связанные квантовые точки. Правый рисунок изображает рассчитанную картину спинового расщепления основного экситонного состояния двух квантовых точек, вертикально-связанных в молекулу.

как электронные, так и дырочные оболочки. В этом отношении ситуация заполнения оболочек электрон-дырочными парами в квантовых точках ближе подходит к многоэкситонным комплексам в объемных многодолинных полупроводниках (см., например, [12]).

Свойства симметрии многоэкситонных конфигураций в квантовой точке должны подчиняться общему принципу, аналогичному правилу Гунда, хорошо известному в атомной спектроскопии. Напомним, что это правило определяет, какая из многоэлектронных конфигураций в атоме является наиболее оптимальной и устойчивой при формировании основного состояния [13]. Однако в отличие от атомов в квантовой точке происходит одновременное заполнение оболочек двумя типами носителей — электронами и дырками.

Свойства внутренней симметрии системы многоэкситонных комплексов в квантовых точках существенно проявляются в виде близкой к линейной зависимости энергии мультипликативного оболочечного состояния от числа экситонов, заполняющих оболочку, а именно

$$E_N \cong NE_X.$$

Отсюда следует важное заключение: изменение энергии при добавлении (или изъятии) одного экситона в оболочке заданной симметрии (s- или p-, d- и т.д.) не зависит от заполнения этой оболочки и равно одноэкситонной энергии [14, 15].

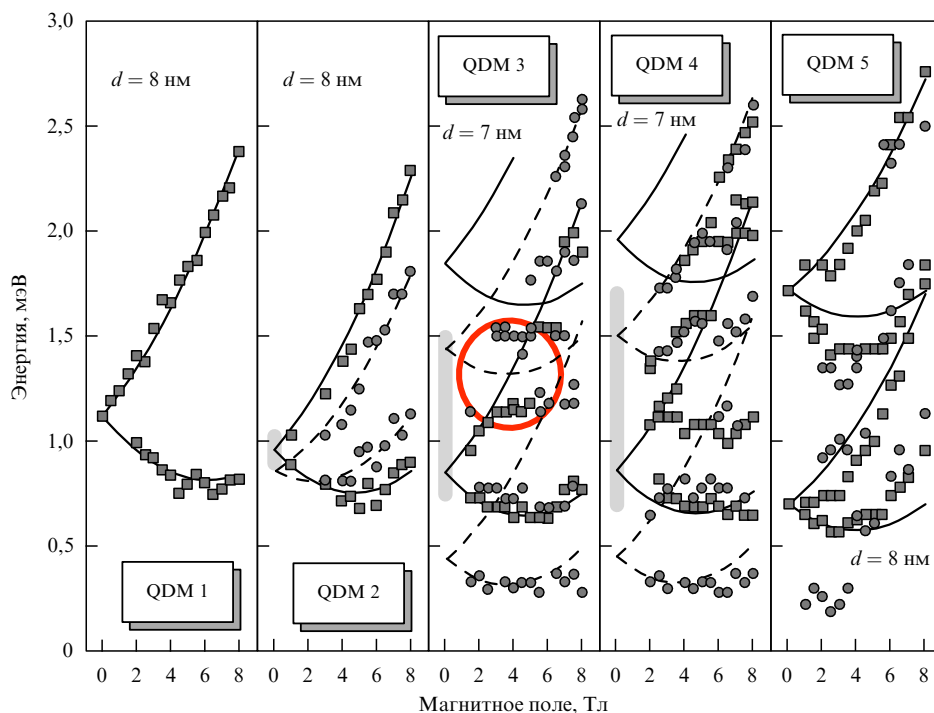
К такому же заключению можно прийти, анализируя динамику поляризационного оператора, описывающего межзонные оптические переходы,  $P^+ = \sum_i c_i^+ p_i^+$ . Действие оператора  $P^+$  приводит к рождению электрон-дырочной пары в результате поглощения фотона (соответственно оператор  $P^-$  рождает фотон при аннигиляции eh-пары). В случае вырожденных состояний оболочек и симметричного поведения межчастичных кулоновских взаимодействий ( $V_{ee} = V_{hh} = -V_{eh}$ ) коммутатор имеет следующую простую форму:  $[H, P^+] = +E_X P^+$ , где  $E_X$  —

энергия экситона в рассматриваемой оболочке. Согласно приведенному выше коммутатору когерентное мультипликативное состояние  $N$  электрон-дырочных пар  $|N\rangle = (P^+)^N |0\rangle$  является собственным состоянием гамильтониана. Отсюда сразу же следует линейная зависимость энергии мультипликативного состояния от числа экситонов в оболочке.

В сферически- или аксиально-симметричных квантовых точках в отсутствие внешних возмущений оптически активными оказываются состояния, соответствующие проекциям углового момента  $\pm 1$ . При связывании двух квантовых точек в молекулу и нарушении аксиальной симметрии состояния оптически активных и оптически неактивных экситонов смешиваются, образуя сложную когерентную суперпозицию состояний с проекциями угловых моментов  $\pm 1, \pm 2$  (рис. 7). Поэтому в магнитном поле картина мультиплетного спинового расщепления молекулы не имеет ничего общего с привычной картиной дублетного расщепления или линейного эффекта Зеемана в случае симметричной квантовой точки. Для двух квантовых точек, связанных в молекулу, в магнитном поле наблюдается сложная картина антипересечений смешанных (перепутанных) спиновых состояний, а полное число расщепленных компонент мультиплета равно исходному числу интерферирующих спиновых состояний (рис. 8). Эти наблюдения свидетельствуют о когерентном смешивании спиновых экситонных состояний в квантовых точках, связанных в молекулу [16].

## 5. Двумерные экситонные поляритоны в микрорезонаторах

Концепция экситонных поляритонов имеет почти полувековую историю [17]. Поляритоны являются стабильными собственными состояниями экситонов и фотонов в объемных полупроводниках. Вследствие трансляционной симметрии в 3D-кристалле состояния экситонов и фотонов сильно связаны при каждом значении волно-

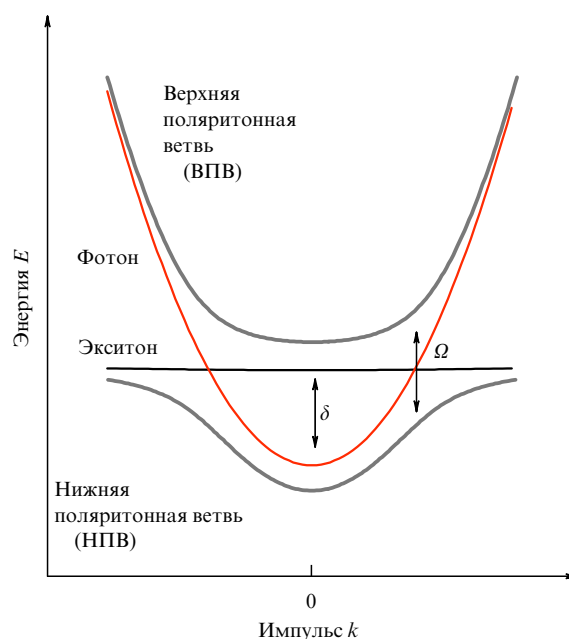


**Рис. 8.** Экспериментально измеренные спектры спинового расщепления основного экситонного состояния одиночной квантовой точки (два крайних левых рисунка) и двух квантовых точек, вертикально связанных в молекулу (три рисунка справа).

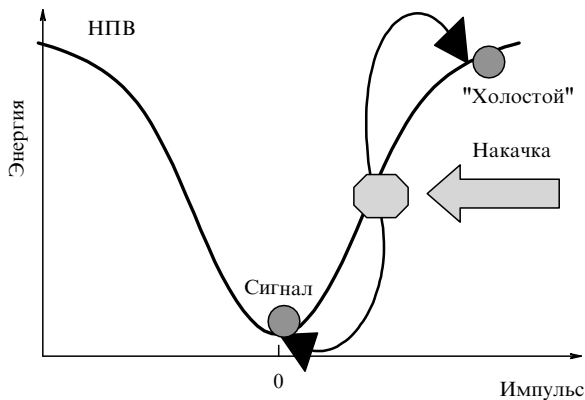
вого вектора и расщеплены на верхнюю и нижнюю поляритонные ветви вблизи экситонного резонанса. Однако в силу того, что в объемных кристаллах времена жизни фотонов определяются свободным пробегом поляритонов, а в условиях достаточного кристаллического совершенства и низких температур рассеянием экситонов можно пренебречь, поляритоны в объеме кристалла не распадаются. То есть когда внешний фотон рождает в объеме кристалла экситон, то в отсутствие процессов рассеяния возбуждение осциллирует между фотонным и экситонным состояниями (осцилляции Раби) без необратимых процессов спонтанного излучательного распада. Экситонные поляритоны преобразуются во внешние фотоны только вблизи поверхности кристалла. В этом состоит главная сложность изучения экситонных поляритонов в объемных кристаллах.

Двумерные экситонные поляритоны в микрорезонаторах сильно отличаются от объемных экситонных поляритонов [18]. Действительно, в микрорезонаторе состояния фотонов и экситонов дискретны вследствие размерного квантования в направлении роста структуры, и в  $k$ -пространстве есть однозначное соответствие между состояниями фотонов и экситонов, которые сильно связаны в силу добротности резонатора. Однако в направлении роста структуры фотоны в резонаторе имеют конечное время жизни из-за прозрачности зеркал. Поэтому поляритоны самым прямым образом оказываются связанными с внешними фотонами и, как следствие, поляритонные состояния в режиме сильной связи можно непосредственно исследовать в таких оптических экспериментах, как фотолюминесценция, отражение и пропускание. В силу размерного квантования в микрорезонаторе дисперсия фотонов в плоскости почти параболическая с чрезвычайно малой эффективной мас-

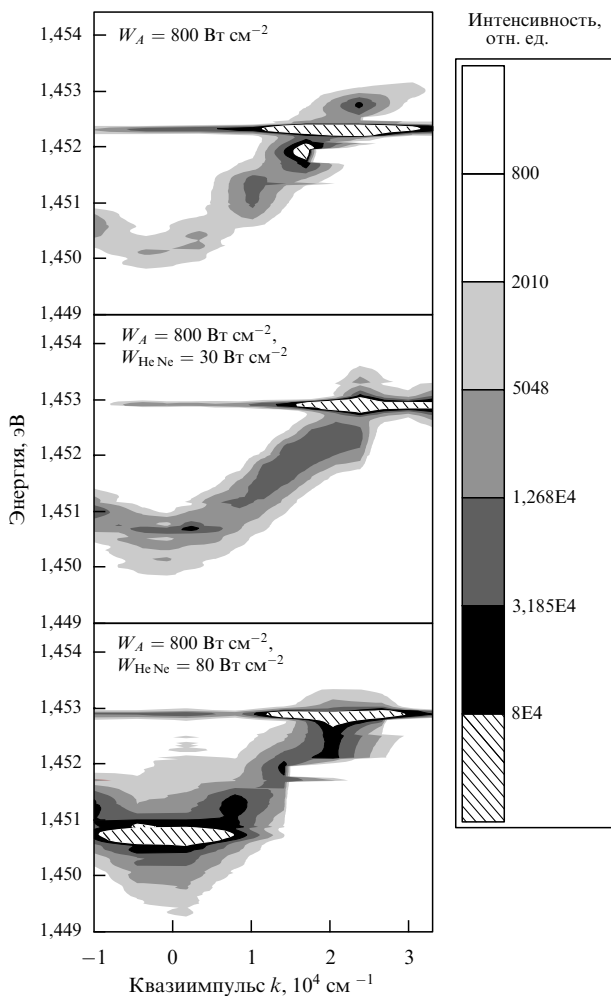
сой поляритона. В области сильного свето-экситонного смешивания (вплоть до  $3 \times 10^6 \text{ см}^{-1}$ ) экситонные поляритоны нижней поляритонной ветви также имеют очень малую эффективную массу, масштаба  $10^{-5}m_0$  ( $m_0$  — масса свободного электрона, рис. 9). С помощью монохроматической накачки такие экситонные поляритоны, являющиеся по сути композитными бозонами, можно накапливать в состояниях с фиксированным и вполне определенным волновым вектором, добиваясь макро-



**Рис. 9.** Качественная картина двух дисперсионных ветвей, верхней и нижней, двумерных экситонных поляритонов в микрорезонаторе.



**Рис. 10.** Схематическое представление параметрического рассеяния двумерных экситонных поляритонов в условиях монохроматической лазерной накачки. Эффект оказывается наиболее сильным при резонансном лазерном возбуждении непосредственно в точку перегиба дисперсионной кривой нижней поляритонной ветви, где плотность состояний максимальна.



**Рис. 11.** Развитие стимулированного поляритон-поляритонного рассеяния. В результате стимулированного рассеяния двумерные экситонные поляритоны накапливаются на дне зоны, стимулированное рассеяние развивается по нормали к плоскости микрорезонатора (из работ [19, 20]).

скопического заполнения соответствующего когерентного состояния (с числами заполнения много больше единицы). В экспериментах В.Д. Кулаковского и сотрудников [19, 20] с использованием четырехволнового смешивания и вынужденного внутризонного рассеяния реализовано возбуждение неравновесного когерентного экситон-поляритонного бозе-конденсата (или, иными словами, реализовано возбуждение когерентного состояния экситонных поляритонов с большими числами заполнения:  $\nu = 10^2$ ). Схема соответствующего эксперимента показана на рис. 10, а сам факт накопления экситонных поляритонов на дне зоны иллюстрирует рис. 11.

## 6. Заключение

В завершение уместно вспомнить известное высказывание, приписываемое В. Шокли (William Shockley) — одному из первооткрывателей полупроводникового транзистора, которая звучит примерно так: научный успех пропорционален факториалу от числа научных концепций (идей), которыми исследователь оперирует одновременно (не просто числу, а именно факториалу!). Новое качество и число установленных и проверенных концепций, а также сама производная в обсуждаемой области физики конденсированного состояния впечатляют, поэтому можно с уверенностью утверждать, что фундаментальные исследования электронных корреляций в квантово-размерных полупроводниковых системах и наноструктурах преподнесут много интересных сюрпризов. Вне всяких сомнений, самое интересное нас ожидает еще впереди.

В заключение автор благодарит В.Д. Кулаковского, В.Д. Кукушкина и Р.А. Суриша за плодотворные обсуждения и дискуссии в процессе написания этого краткого обзора.

## Список литературы

1. Jain J K *Phys. Rev. Lett.* **63** 199 (1989); *Adv. Phys.* **41** 105 (1992)
2. Halperin B I, Lee P A, Read N *Phys. Rev. B* **47** 7312 (1993)
3. Kukushkin I V et al. *Nature* **415** 409 (2002)
4. Kukushkin I V, in *Strongly Correlated Fermions and Bosons in Low-Dimensional Disordered Systems* (NATO Science Series, Ser. II, Vol. 72, Eds I V Lerner et al.) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2002) p. 185
5. Pan W et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 016801 (2003)
6. Келдыш Л В, Копяев Ю В *ФТТ* **6** 2791 (1964)
7. Spielman I B et al. *Phys. Rev. Lett.* **87** 036803 (2001)
8. Лозовик Ю Е, Юдсон В И *Письма в ЖЭТФ* **22** 556 (1975)
9. Fukuzawa T, Mendez E E, Hong J M *Phys. Rev. Lett.* **64** 3066 (1990)
10. Butov L V et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 304 (1994); *Phys. Rev. B* **59** 1625 (1999)
11. Ларионов А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **75** 689 (2002); Дремин А А и др. *Письма в ЖЭТФ* **76** 526 (2002)
12. Кулаковский В Д, Пикус Г Е, Тимофеев В Б *УФН* **135** 237 (1981)
13. Hund F *Linienpektren und periodisches System der Elemente* (Struktur der Materie in Einzeldarstellungen, Bd. 4) (Berlin: J. Springer, 1927)
14. Hawrylak P *Phys. Rev. B* **60** 5597 (1999)
15. Bayer M et al. *Nature* **405** 923 (2000)
16. Ortner G et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 086404 (2003)
17. Пекар С И *ЖЭТФ* **33** 1022 (1957); Hopfield J J *Phys. Rev.* **112** 1555 (1958)
18. Weisbuch C et al. *Phys. Rev. Lett.* **69** 3314 (1992)
19. Krizhanovskii D N et al. *Phys. Rev. B* **66** 165329 (2002)
20. Кулаковский В Д и др. *УФН* **173** 995 (2003)