

Коллективные возбуждения в двойных квантовых ямах с сильной туннельной связью

С. В. Товстоног^{1)*}, Л. В. Кулик^{†*}, В. Е. Кирпичев[†], И. В. Кукушкин^{†*}, В. Дитче*, К. фон Клитцинг*

[†] *Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия*

^{*} *Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, 70569 Stuttgart, Germany*

Поступила в редакцию 2 декабря 2003 г.

Методом неупругого рассеяния света исследован спектр коллективных возбуждений и магнетовозбуждений в симметричных двойных квантовых ямах с сильной туннельной связью. Измерены щели в спектре коллективных и одночастичных возбуждений, связанные с туннельным межъямным расщеплением. В магнитном поле обнаружены новые моды возбуждений – туннельные бернштейновские моды. На основе дисперсионных и магнетополовых зависимостей энергий линий неупругого рассеяния света приведена классификация возбуждений и магнетовозбуждений.

PACS: 71.35.Cc, 78.66.Fd

По физическим свойствам двойные симметрично легированные квантовые ямы (DQW) можно разбить на две группы: DQW с кулоновской связью и DQW с туннельной связью между ямами. DQW с кулоновской связью главным образом являются объектом фундаментальных исследований, поскольку кулоновские корреляции между электронами разных ям могут приводить к таким физическим явлениям, как сверхпроводимость [1] и вигнеровская кристаллизация [2]. В свою очередь, двойные квантовые ямы с туннельной связью представляют значительный интерес для технических приложений. На данный момент именно DQW с пространственно модулированной туннельной связью являются вероятным кандидатом для создания базовых элементов квантовых вычислений – кубитов и квантовых логических гейтов, интегрируемых в стандартные электронные цепи. Электронный волновой пакет такой цепи инжектируется в одну из квантовых ям в состоянии со слабой связью, распространяется в область с сильной туннельной связью, где электронная плотность перераспределяется между ямами, после чего опять переходит в область слабой связи и детектируется. Варьируя число и распределение поверхностных затворов к DQW, можно, в принципе, организовать любое квантовое вычисление [3]. Однако основной проблемой экспериментальной реализации подобных квантовых схем является дефазировка электронного волнового пакета в процессе квантовых вычислений. Улучшение технологии роста двойных квантовых ям привело к тому, что каналы рассеяния на при-

месях и неоднородностях структуры не вносят существенного вклада в дефазировку. Тем не менее, существует принципиально неустранимый канал дефазировки – электрон-электронное рассеяние. Вероятность электрон-электронного рассеяния определяется спектром возбуждений в DQW, который можно эффективно менять внешним квантующим магнитным полем. Методом неупругого рассеяния света мы в данной работе исследовали спектр коллективных возбуждений в симметричных двойных квантовых ямах с сильной туннельной связью и его модификацию в перпендикулярном магнитном поле.

Измерение спектров неупругого рассеяния света (ILS) осуществлялось с помощью перестраиваемого Ti/Sp-лазера с энергией фотонов 1.545–1.570 эВ и характерной величиной плотности мощности $W = 0.1 - 1$ Вт/см². Измерения проводились в криостате со сверхпроводящим соленоидом при температуре 4.2 К в геометрии обратного рассеяния. Спектральным прибором служил тройной монохроматор, который в сочетании с полупроводниковым детектором с зарядовой связью обеспечивал спектральное разрешение 0.02 мэВ. Квазиимпульс возбуждений (в магнитном поле – псевдоимпульс [4]) определялся разностью в импульсах накачивающего и рассеянного фотонов, которая задавалась взаимной конфигурацией направлений возбуждающего излучения и рассеянного сигнала ILS относительно нормали к поверхности образца. Изменением экспериментальной конфигурации можно было варьировать квазиимпульс (псевдоимпульс) возбуждений в пределах от ~ 0 до $1.5 \cdot 10^5$ см⁻¹. Часть измерений была выполнена в оптическом криостате.

¹⁾ e-mail: tovstons@issp.ac.ru

Исследования проводились на двух высококачественных гетероструктурах, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МВЕ). Каждая гетероструктура состояла из двух симметрично легированных $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ квантовых ям с ширинами 120 \AA , разделенных узким потенциальным барьером шириной 25 \AA (рис.1). Несмотря на то, что суммарные концентрации и подвижности

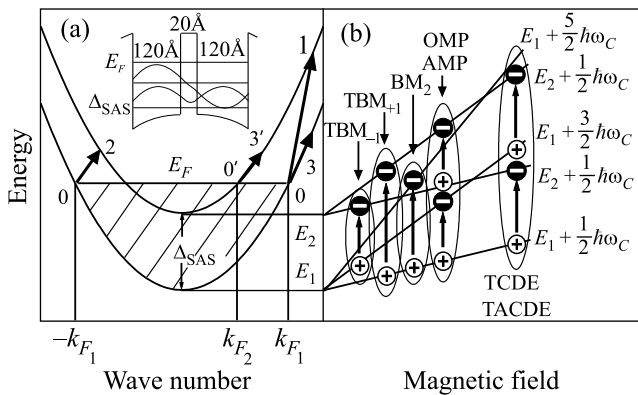


Рис.1. (а) Иллюстрация спектра электронов в двух туннельных подзонах двойной квантовой ямы. Стрелками показаны одночастичные внутризонные и туннельные возбуждения с квазиимпульсом k . На вставке показан потенциальный профиль квантовой ямы и волновые функции в туннельных подзонах. (б) Схема возможных коллективных возбуждений в двойной квантовой яме с туннельной связью в магнитном поле. Обозначения разъясняются в тексте

электронов в двух структурах были примерно одинаковы – $3.3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\sim 6 \cdot 10^5 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, их ILS-спектры были различны. Это связано, прежде всего, с особенностями роста гетероструктур с узкими ($\sim 100 \text{ \AA}$) квантовыми ямами. Допустимые при росте флуктуации толщин ям и барьеров в один монослой приводят к заметному изменению зонной структуры и, как следствие, к изменению энергетического спектра входных и выходных резонансов для неупругого рассеяния света. Поэтому экспериментальные спектры, полученные от двух структур, различались энергией и интенсивностью ILS-линий. Линии, менее интенсивные в спектрах одной структуры, могли быть более интенсивны в спектрах другой. Полная же интенсивность ILS-сигнала от узких квантовых ям находилась на пороге чувствительности экспериментальной системы (малая эффективная оптическая длина для узких квантовых ям), и даже небольшой выигрыш в интенсивности отдельных линий существенно упрощал их исследование. Большинство результатов, представленных в статье, бы-

ли получены на одной структуре, в случае же, когда использовались результаты от второй гетероструктуры, это специально указано.

Энергетические параметры DQW – туннельная щель и энергия Ферми электронов, определялись спектроскопическим методом, разработанным в работе [5]. В ILS-спектрах двойных квантовых ям с туннельной связью наблюдаются резонансы, связанные с одночастичными возбуждениями с уровня Ферми электронов из нижней туннельной подзоны в верхнюю (линии SPE_1 и SPE_2 , рис.2а). При нулевом

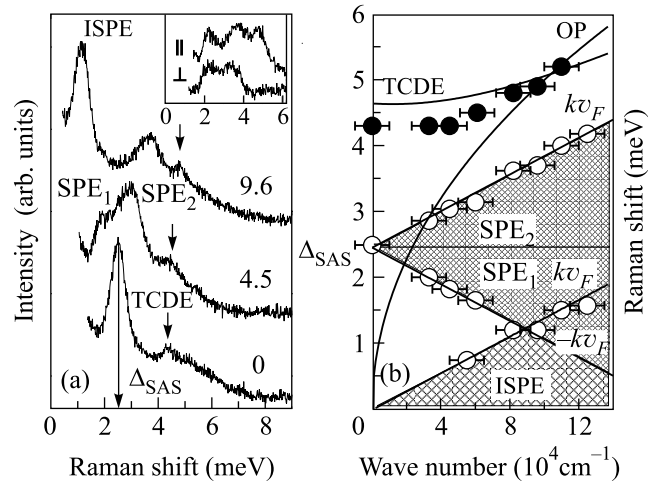


Рис.2. (а) Спектры неупругого рассеяния света первой исследуемой гетероструктуры при различных импульсах передачи. На вставке показаны спектры, измеренные в двух конфигуриях поляризаторов для второй структуры при $k = 5.5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$. (б) Зависимость энергий ILS линий от импульса передачи. Светлыми точками показаны неполяризованные линии, черными – ILS линия, наблюдающаяся только в параллельной поляризационной конфигурации. Сплошными линиями показаны расчетные энергии коллективных возбуждений в RPA приближении. Оптический плазмон (OP) слабо активен в спектрах неупругого рассеяния света, см., например, [17]. Заштрихованные области указывают энергии одночастичных возбуждений

квазиимпульсе энергетические уровни всех таких возбуждений вырождены и равны туннельной щели (Δ_{SAS}). С увеличением квазиимпульса энергии возбуждений из электронных состояний с квазиимпульсом Ферми, параллельным (антипараллельным) квазиимпульсу возбуждений, увеличиваются (уменьшаются), что продемонстрировано на схеме рис.1а (переходы 0–1 и 0–2) и на рис.2. Наклон зависимостей энергий резонансов одночастичных возбуждений от импульса передачи дает фермиевскую скорость электронов в нижней туннельной подзоне (v_F). Учиты-

вая, что уровень Ферми в туннельно-связанных квантовых ямах общий, можно найти электронные концентрации в каждой из туннельных подзон (n_1 и n_2):

$$n_1 = \frac{(m^* v_F)^2}{2\pi\hbar^2}, \quad n_2 = n_1 - \frac{m^* \Delta_{SAS}}{\pi\hbar^2}, \quad (1)$$

где m^* – эффективная масса электронов в GaAs. Электронные концентрации оказались равными $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $1.3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ в нижней и верхней туннельных подзонах, соответственно.

Помимо линий туннельных одночастичных возбуждений в ILS-спектре присутствуют две дополнительные спектральные особенности – линии TCDE и ISPE. Для определения природы этих линий ILS-спектры регистрировались в двух различных конфигурациях поляризаций накачивающего и рассеянного излучений. В одной конфигурации плоскости поляризаций были параллельны, во второй – перпендикулярны. В параллельной и перпендикулярной конфигурациях детектируются сигналы ILS от электронных возбуждений разных типов – зарядовой и спиновой плотности, соответственно [6]. Линия ISPE наблюдалась в обеих поляризационных конфигурациях, поэтому мы связали ее с одночастичными возбуждениями внутри одной туннельной подзоны, представленными переходами 0–3 и 0–3' на схеме рис.1а (энергии одночастичных возбуждений с переворотом и без переворота спина равны). Зависимость энергии линии ISPE от импульса передачи достаточно хорошо описывается дисперсией граничной энергии одночастичного континуума $k v_F$, где k – импульс, переданный электронной системе в процессе неупругого рассеяния света (импульс передачи).

Линия TCDE, в отличие от линии ISPE, наблюдается только в параллельной конфигурации (рис.2), а ее дисперсия является щелевой. Это позволяет связать линию TCDE с коллективным возбуждением зарядовой плотности – туннельным плазмоном [7]. Энергия туннельного плазмона при $k = 0$ может быть получена аналитически в рамках Приближения случайных фаз (RPA) [8]:

$$\omega^2 = \Delta_{SAS}^2 + \frac{2\sqrt{2}\pi e^2 L}{\epsilon} (n_1 - n_2) \Delta_{SAS}, \quad (2)$$

где L – параметр, характеризующий нелокальность волновой функции электронов в направлении роста гетероструктуры. Второй член в выражении (2) называется деполаризационным сдвигом и определяется эффектами динамического экранирования электронной системой возбужденного электрона. Подставляя в (2) вместо L ширину квантовой ямы, по-

лучаем 4.3 мэВ, что практически совпадает с энергией линии TCDE при $k = 0$. Полный расчет дисперсии коллективных возбуждений в RPA приближении показан на рис.2b. Волновые функции электронов в направлении роста и энергии туннельных подзон находились как самосогласованные решения уравнений Шредингера и Пуассона. Ширины барьера и квантовых ям варьировались в пределах технологических погрешностей МВЕ роста таким образом, чтобы обеспечить равенство расчетной и экспериментально измеренной туннельных щелей.

Характерной особенностью как экспериментальных данных, так и теоретического расчета, является отсутствие в спектре возбуждений бесщелевой моды с линейной дисперсией – акустического плазмона, который является антифазным колебанием плотности заряда, локализованного в двух квантовых ямах [9]. Поскольку в двойных ямах с туннельной связью номер ямы является плохим квантовым числом, уместнее говорить об акустическом плазмоне как антифазном колебании электронной плотности в двух туннельных подзонах. Подобные плазменные возбуждения обсуждались теоретически для одиночных квантовых ям с двумя заполненными подзонами размерного квантования [10, 11]. Принципиальное отличие симметричных DQW с туннельной связью от одиночных квантовых ям состоит в том, что электронная плотность в двух туннельных подзонах распределена одинаково (квадраты волновых функций практически совпадают, рис.1). Энергия же акустического плазмона определяется разностью в кулоновском взаимодействии электронов, находящихся в одной и в разных туннельных подзонах. Для симметричных DQW эта разность мала, поэтому мода акустического плазмона смягчается и попадает в континуум одночастичных возбуждений.

В магнитном поле, ориентированном вдоль направления роста гетероструктуры, энергетический спектр каждой туннельной подзоны разбивается на серию дискретных уровней Ландау. Спектр нейтральных возбуждений при этом качественно меняется. Континуумы внутризонных и туннельных одночастичных возбуждений расщепляются на ряд спектральных компонент, из которых можно выделить группы линий с энергиями, кратными циклотронным частотам ($\hbar\omega_C$, где $\omega_C = eB/m^*$). В спектре наблюдаются две подобные группы энергии которых: 1) при $B \rightarrow 0$ стремятся к нулю (ВМ_2) и 2) при $B \rightarrow 0$ равны туннельной щели (ТВМ_{+2} , ТВМ_{+1} , ТВМ_{-1} , ТВМ_{-2}). Первая группа – это бернштейновские моды – коллективные возбуждения, состоящие из возбужденных электронов на пустых уровнях Лан-

дау и дырок на заполненных уровнях Ландау в одной туннельной подзоне. Они отличаются друг от друга разницей в номерах уровней Ландау возбужденных электронов и дырок (Δn), причем $\Delta n \geq 2$ [12, 13]. Вторая группа – это новый тип возбуждений, связанный с электронными переходами с одновременным изменением индекса туннельной подзоны и уровня Ландау. В дальнейшем будем называть их туннельными, чтобы отличать от других типов бернштейновских мод [14]. Энергии туннельных бернштейновских мод в исследуемой области магнитных полей можно с хорошей точностью описать зависимостью вида

$$E_{B_{\pm n}} = |\Delta_{SAS} \pm \Delta n \hbar \omega_C|, \quad (3)$$

где $\Delta n \geq 1$. В отличие от обычных бернштейновских мод, энергии туннельных бернштейновских мод могут как увеличиваться, так и уменьшаться в магнитном поле, что соответствует электронным переходам с увеличением и уменьшением номера уровня Ландау (рис.3 и схема на рис.1). В конечном магнитном

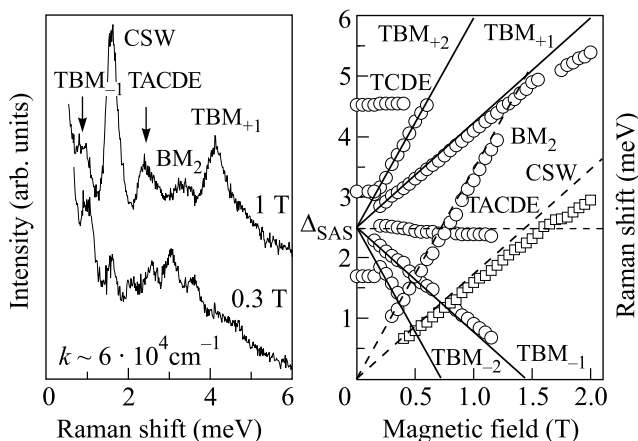


Рис.3. (а) Спектры неупругого рассеяния света при $k = 6 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ для двух значений магнитного поля $B = 0.3$ Тл и $B = 1$ Тл. (б) Зависимость энергий ILS линий от магнитного поля. Сплошными линиями показаны зависимости $|\hbar\Delta_{SAS} \pm n\hbar\omega_C|$, пунктирными – $n\hbar\omega_C$, штрих-пунктирными – $\hbar\Delta_{SAS}$

поле может реализоваться ситуация, когда энергия одной из туннельных бернштейновских мод равна нулю. В этом поле энергии верхних заполненных уровней Ландау двух туннельных подзон вырождаются, что может приводить к разрушению состояний квантового эффекта Холла в DQW.

Еще один класс коллективных магнетовозбуждений связан с электронными переходами с сохранением номера уровня Ландау, но с изменением индекса туннельной подзоны. Энергии таких переходов не

зависят от величины магнитного поля, поэтому мы относим к ним линии TCDE и TACDE (рис.3). Линия TCDE соответствует синфазным переходам электронов из заполненных уровней Ландау нижней туннельной подзоны на пустые или частично заполненные уровни Ландау верхней подзоны. Энергия TCDE моды определяется туннельной щелью и деполяризационным сдвигом, а при нулевом псевдоимпульсе она выражается формулой (2). Линия TACDE соответствует антифазным электронным возбуждениям из нижней туннельной подзоны в верхнюю. В энергию таких возбуждений не входит деполяризационный сдвиг, и при $B \rightarrow 0$ их энергия стремится к туннельной щели. Линии, подобные TCDE и TACDE, наблюдались ранее в спектре межподзонных возбуждений одиночных квантовых ям, в которых электроны заполняли одну подзону размерного квантования [6, 15]. В некотором смысле они аналогичны акустическому и оптическому фононам в кристаллах, причем элементарной ячейкой является квант магнитного потока, а числу атомов в элементарной ячейке соответствует фактор заполнения (ν). В одиночной квантовой яме естественным ограничением на область существования возбуждений оптического типа являлось условие $\nu > 2$, то есть заполнение более одного уровня Ландау электронов. В двойных квантовых ямах обе туннельные подзоны заполнены электронами, поэтому ограничением на область существования возбуждений оптического типа является условие $\Delta\nu > 2$, где $\Delta\nu$ – разница в факторах заполнения нижней и верхней туннельных подзон. Очевидно, что это условие не может быть выполнено при $\hbar\omega_C > \Delta_{SAS}$, что согласуется с экспериментальными результатами (рис.3).

Из рис.3 видно, что в ILS-спектрах исследуемых квантовых ям присутствует линия с энергией $\hbar\omega_C$ (CSW), причем она является доминирующей в области малых магнитных полей. Подобная линия наблюдалась в ILS-спектрах одиночных и двойных квантовых ям без туннельной связи и была связана с возбуждениями не зарядовой, а спиновой плотности – циклотронной спиновой волной [16]. Однако интенсивность линии циклотронной спиновой волны была значительно меньше, чем в исследуемых DQW. Можно предположить, что в нашем случае ILS-линия циклотронной спиновой волны совпадает с интенсивной линией неизвестного возбуждения зарядовой плотности. Таким возбуждением может быть акустический плазмон. Существует аналогия между спиновыми волнами в двумерных системах и акустическим плазмоном в симметричных двойных квантовых ямах с туннельной связью. Без магнитного

поля обе моды являются бесщелевыми, а их энергии попадают в континуум одночастичных возбуждений. Дискретизация электронного спектра магнитным полем приводит к стабилизации спиновых волн. Можно предположить, что аналогичный эффект возникает и для акустического плазмона. Поскольку без магнитного поля энергия акустического плазмона (АП) мала, то в магнитном поле энергия гибридного магнитоакустического плазмона (АМП) слабо отличается от циклотронной [17]:

$$\hbar\omega_{AMP} = \sqrt{(\hbar\omega_{AP})^2 + (\hbar\omega_C)^2} \approx \hbar\omega_C. \quad (4)$$

Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, программы “Спинтроника” и фонда Фольксваген.

1. P. M. Platzman and T. Lenosky, Phys. Rev. **B52**, 10327 (1995).
2. H. C. A. Oji, A. H. MacDonald, and S. M. Girvin, Phys. Rev. Lett. **58**, 824 (1987).
3. A. Bertoni, P. Bordone, R. Brunetti et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 5912 (2000).
4. C. Kallin, and B. I. Halperin, Phys. Rev. **B30**, 5655 (1984).
5. S. V. Tovstonog, L. V. Kulik, В. Е. Кирпичев и др., JETP Lett. **78**, 1151 (2003).
6. A. Pinczuk, S. Schmitt-Rink, G. Danan et al., Phys. Rev. Lett. **63**, 1633 (1989); G. Abstreiter, R. Merlin, and A. Pinczuk, IEEE J. Quantum Electron. **22**, 1771 (1986).
7. R. Decca, A. Pinczuk, S. Das Sarma et al., Phys. Rev. Lett. **72**, 1506 (1994).
8. R. Z. Vitlina and A. V. Chaplik, Sov. Phys. JETP **54**, 536 (1981).
9. Акустический плазмон всегда присутствует в спектре возбуждений симметричных двойных квантовых ям с кулоновской связью, см., например, D. S. Kainth, D. Richards, A. S. Bhatti et al., Phys. Rev. **B59** 2095 (1999); S. V. Tovstonog, I. V. Kukushkin, L. V. Kulik, and V. E. Kirpichev, JETP Letters **76**, 511 (2002).
10. J. K. Jain and S. Das Sarma, Phys. Rev. **B36**, 5949 (1987).
11. C.-M. Hu, C. Schüller, and D. Heitmann, Phys. Rev. **B64**, 073303 (2001).
12. E. Batke, D. Heitmann, J. P. Kotthaus, and K. Ploog, Phys. Rev. Lett. **54**, 2367 (1985).
13. L. Wendler and R. Pechstedt, J. Phys.: Condens. Matter **2**, 8881 (1990).
14. V. E. Kirpichev, L. V. Kulik, I. V. Kukushkin et al., Phys. Rev. **B59**, R12751 (1999).
15. L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 1837 (2001).
16. L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev et al., Phys. Rev. **B63**, 201402(R) (2001); L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev et al., Pis'ma ZhETF **74**, 300 (2001) [JETP Lett. **74**, 270 (2001)].
17. S. V. Tovstonog, L. V. Kulik, I. V. Kukushkin et al., Phys. Rev. **B66**, 241308 (2002).