

МЕЖПОДЗОННЫЕ КОЛЛЕКТИВНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ СПИНОВОЙ И ЗАРЯДОВОЙ ПЛОТНОСТИ В СИСТЕМЕ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В РЕЖИМЕ КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА

В.Е.Кирпичев, И.В.Кукушкин, К.фон Клитцинг*, К.Эберл*

Институт физики твердого тела РАН
142432 Черноголовка, Московской обл., Россия

* Max-Planck Institut für Festkörperforschung
70569 Stuttgart, Germany

Поступила в редакцию 30 декабря 1997 г.

Методом неупругого рассеяния света исследованы коллективные межподзонные возбуждения спиновой и зарядовой плотности в системе двумерных электронов и их зависимость от перпендикулярного магнитного поля. Обнаружены магнитоосцилляции энергий коллективных возбуждений и показано, что они наблюдаются в режиме квантового эффекта Холла. Из энергетического расщепления спиновых и зарядовых возбуждений прямым образом измерена энергия прямого кулоновского взаимодействия электронов и ее осцилляционное изменение от перпендикулярного магнитного поля.

PACS: 73.40.Hm

1. Свободные носители заряда в полупроводниковых структурах, таких, как одночные гетеропереходы GaAs/AlGaAs и квантовые ямы с модулированным легированием, представляют собой уникальный объект для исследования эффектов, связанных с электрон-электронным взаимодействием. Эта уникальность определяется чрезвычайно высокой подвижностью носителей заряда и простотой изменения концентрации электронов в широких пределах.

Возможность прямого измерения энергии кулоновского взаимодействия в системе двумерных (2D) электронов обеспечивается наблюдением в спектре элементарных возбуждений электронной системы отдельно двух коллективных мод, а именно, – возбуждений спиновой (SDE) и зарядовой (CDE) плотностей. Отметим, что в отличие от неоднородной системы (какой является квазидвумерный электронный газ в квантовой яме), одновременное наблюдение двух коллективных мод в однородной трехмерной парамагнитной системе в нулевом магнитном поле невозможно [1].

Энергетическая структура зон размерного квантования 2D электронов обычно исследуется оптическими методами – по резонансному поглощению света в далекой ИК области [2] или методом неупругого рассеяния света [3]. Однако хорошо известно, что измеряемая в этих оптических экспериментах величина межподзонного расщепления отвечает энергии коллективных возбуждений зарядовой плотности и оказывается преувеличенной за счет так называемого деполяризационного эффекта [4]. Причина этого явления заключается в экранировании 2D электронами внешнего электрического поля, так что каждый электрон чувствует поле, отличающееся от внешнего на величину хартриевского поля других электронов. Однако приближение Хартри переоценивает кулоновское отталкивание других электронов, и тре-

буется аккуратный учет обменно-корреляционных эффектов, которые уменьшают электронное отталкивание и энергетический сдвиг линии CDE.

Согласно современным теоретическим представлениям [5,6], энергия коллективных спиновых возбуждений при межподзонном переходе оказывается меньше энергии возбуждений зарядовой плотности на величину, определяемую обменно-корреляционным взаимодействием. Прямые измерения кулоновской энергии методом неупругого рассеяния света позволяют количественно сравнивать различные теоретические модели, такие как приближение локальной плотности [7], приближение хаотических фаз [8] и приближение Хаббарда [9].

Настоящая работа посвящена исследованию коллективных спиновых и зарядовых возбуждений по спектрам неупругого рассеяния света 2D электронами при межподзонном переходе в одиночной квантовой яме и их зависимости от магнитного поля. Обнаружены осцилляции энергии Хартри от магнитного поля и показано, что они наблюдаются в режиме квантового эффекта Холла.

2. В работе исследовались несколько одиночных квантовых ям GaAs/AlGaAs шириной 250 Å высокого качества (подвижность 2D электронов $1 - 2 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ при концентрации $0.6 - 6.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$), имеющих толщину AlGaAs спейсера 400 – 800 Å. Высокое качество образцов подтверждается рекордно малой шириной линий люминесценции (0.3 мэВ), неупругого рассеяния света (0.15 мэВ), а также резонансов поглощения и рассеяния света (0.05 мэВ), измеренных в этих структурах. Фотовозбуждение осуществлялось титан-сапфировым лазером, перестраиваемым в пределах 1520-1650 мэВ, с характерной величиной плотности мощности $0.1 - 1 \text{ Вт}/\text{см}^2$. Спектры неупругого рассеяния детектировались с помощью CCD-камеры и двойного монохроматора Ramanog U-1000, которые обеспечивали спектральное разрешение 0.03 мэВ. Все измерения были выполнены в неоптическом криостате с соленоидом ($B = 0 - 11 \text{ Тл}$) при температуре 1.5 К. При этом использовалась двухсветоводная вставка, в которой один световод служил для фотовозбуждения, а другой – для приема рассеянного света. Импульс передачи при рассеянии света определялся конфигурацией световодов, и во всех измерениях его характерная величина (компонента в 2D плоскости) отвечала пределу малых импульсов, реализующемуся в геометрии обратного рассеяния, и составляла $4 - 5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$. Специальные поляризационные измерения проводились отдельно в оптическом криостате с соленоидом, обеспечивающим магнитное поле 0 – 7 Тл.

3. На рис.1 представлены характерные спектры межподзонного неупругого рассеяния света, измеренные при различных значениях перпендикулярного магнитного поля и фиксированной энергии фотона накачки. В этих спектрах наблюдаются коллективные возбуждения спиновой и зарядовой плотностей, а также линия, обычно приписываемая [3] одночастичным возбуждениям (SPE). Идентификация линий производится по поляризации спектров неупругого рассеяния света, поскольку, согласно правилам отбора, колебания зарядовой плотности наблюдаются в поляризации, параллельной фотовозбуждению, а колебания спиновой плотности проявляются в перпендикулярной поляризации. Нами специально проверялось, что линии неупругого рассеяния света, обозначенные на рис.1 как CDE и SDE, были практически полностью поляризованы вдоль и поперек поляризации фотовозбуждения, соответственно, причем направления поляризации этих линий сохранялись и в перпендикулярном магнитном поле. Эти экспериментальные факты подтверждают правиль-

ность идентификации линий SDE и CDE, однако измеренные нами в магнитном поле поляризационные и спектральные характеристики линии SPE противоречили обычной трактовке этой линии в терминах одночастичных возбуждений. Отметим, что проявление одночастичных возбуждений в спектрах неупругого рассеяния света противоречит также теоретическим представлениям, поскольку наблюдение такого процесса отвечает возможности межподзонного перехода электрона без коллективного отклика электронной системы. Детальное исследование свойств линии SPE будет опубликовано отдельно, однако в этой работе мы не будем пользоваться стандартным [3,10] методом измерения деполаризационной и обменной энергий, основанным на сравнении спектральных позиций трех линий – CDE, SDE и SPE, а ограничимся анализом энергетического расщепления линий CDE и SDE.

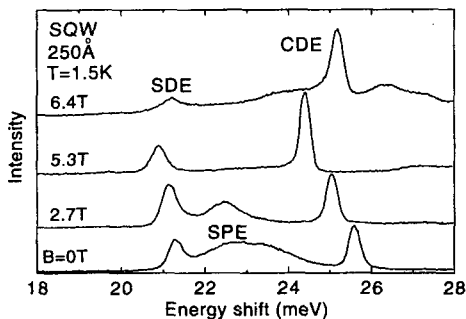


Рис.1. Спектры межподзонного неупругого рассеяния света, измеренные в одиночной квантовой яме шириной 250 \AA при $T = 1.5 \text{ K}$, $E_L = 1573 \text{ мэВ}$ и различных значениях перпендикулярного магнитного поля. Концентрация 2D электронов в яме $n_S = 2.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

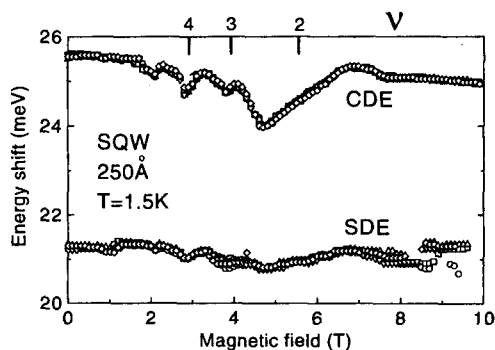


Рис.2. Зависимости энергий CDE и SDE мод от величины перпендикулярного магнитного поля, измеренные в одиночной квантовой яме шириной 250 \AA ($n_S = 2.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) при $T = 1.5 \text{ K}$ и различных E_L . Разные символы соответствуют различным значениям E_L . На верхней оси приведены соответствующие факторы заполнения

Из рис.1 видно, что спектральные позиции всех наблюдаемых линий зависят от перпендикулярного магнитного поля, и при этом интенсивности линий осциллируют в поле в резонансных условиях. Для того чтобы определить возможное влияние входных и выходных резонансов интенсивности неупругого рассеяния света, которые возникают, когда энергия фотона накачки или рассеянного фотона совпадает с энергией реального состояния, мы измерили серии рамановских спектров в магнитном поле от 0 до 11 Тл (шаг 0.1 Тл) для различных значений энергии фотона накачки в интервале от 1561 мэВ до 1595 мэВ с шагом 1 мэВ. При этом оказалось, что, несмотря на магнитоосцилляции интенсивности всех линий в спектре рассеяния света (зависящие от E_L), энергетический сдвиг всех линий относительно E_L совпадает для всех значений E_L и во всех магнитных полях. Это дало нам возможность представить на едином рисунке (см.рис.2) все измеренные зависимости энергетического сдвига линий SDE и CDE от магнитного поля, полученные для различных значений E_L . На этом рисунке разные символы соответствуют различным значениям E_L и отмечены значения магнитного поля, отвечающие целым факторам заполнения (концентрация 2D электронов контролировалась также по спектрам люминесценции, измеренным при тех же условиях фотовозбуждения). Как видно из

рис.2, энергии обеих коллективных мод в спектре межподзонного неупругого рассеяния света немонотонно зависят от магнитного поля и при этом энергия CDE имеет ярко выраженные минимумы вблизи целочисленных факторов заполнения.

Как отмечалось выше, электрон-электронное взаимодействие существенно усложняет процедуру определения межподзонного расщепления (E_{01}) в оптических экспериментах, поскольку вместо одного одночастичного резонанса наблюдаются две особенности поглощения или рассеяния, связанные с возбуждением коллективных мод спиновой и зарядовой плотности. Как было показано ранее [5,10], энергии этих коллективных мод определяются соотношениями:

$$E_{CDE}^2 = E_{01}^2 + E_{dep}^2 - E_{ex}^2, \quad E_{SDE}^2 = E_{01}^2 - E_{ex}^2,$$

где член E_{dep} описывает упоминавшийся выше эффект деполаризации и является аналогом частоты плазменных колебаний вдоль направления z плазмы с трехмерной концентрацией $n_S / \langle z \rangle$ ($\langle z \rangle$ - характерная толщина 2D канала) [4], а член E_{ex} описывает обменно-корреляционную энергию пары частиц - электрона в верхней подзоне и дырки в основной подзоне. Этот эффект обычно называют экситоноподобным, так как он понижает энергию перехода.

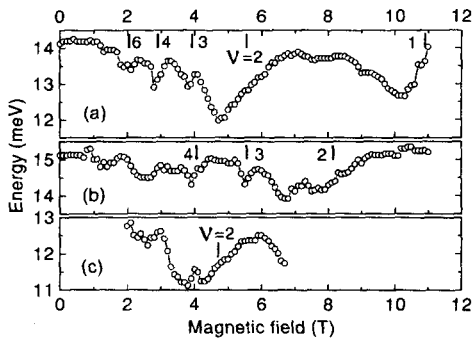


Рис.3. Зависимости деполаризационной энергии E_{dep} от магнитного поля, измеренные для различных квантовых ям шириной 250 Å: а - $n_S = 2.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, б - $n_S = 3.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, с - $n_S = 2.3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Стрелками отмечены положения целочисленных факторов заполнения

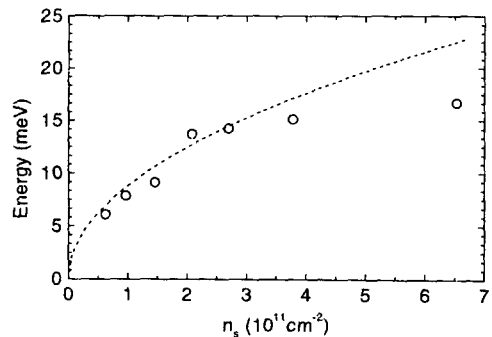


Рис.4. Зависимость деполаризационной энергии E_{dep} от концентрации 2D электронов n_S , измеренная для $B = 0$ Тл в различных квантовых ямах шириной 250 Å. Штриховая линия соответствует аппроксимации $E \sim B^{1/2}$

Как видно из вышеприведенных формул, для определения E_{dep} и E_{ex} требуется знать как энергии E_{CDE} , E_{SDE} , так и E_{10} , однако для измерения только деполаризационного члена достаточно определить лишь E_{CDE} и E_{SDE} :

$$E_{dep}^2 = E_{CDE}^2 - E_{SDE}^2.$$

Мы воспользовались этим соотношением для экспериментального определения деполаризационной энергии. На рис.3 показаны зависимости E_{dep} от магнитного поля, полученные таким способом для трех различных образцов, имеющих одинаковую ширину квантовой ямы, но разные значения концентрации 2D электронов. Из рисунка видно, что эта зависимость имеет осциллирующий характер, причем во всех образцах осцилляции наблюдаются в режиме квантового эффекта Холла. Мы связываем обнаруженную зависимость E_{dep} от магнитного поля с осциллирующим из-

менением экранирования кулоновского взаимодействия, обусловленным вариациями магнитопроводимости. Отметим, что очень схожие осцилляции магнитоплазменной энергии в условиях целочисленного и дробного квантового эффекта Холла были обнаружены нами ранее [11] для случая внутризонного циклотронного перехода. Эти эффекты, скорее всего, имеют общую физическую природу и требуют теоретического объяснения.

Сравнение амплитуд магнитоосцилляций деполаризационной энергии, измеренных нами на разных образцах, показало, что как увеличение, так и уменьшение концентрации 2D электронов приводит к сглаживанию осцилляций и в образцах с шириной ямы 250 \AA максимальная амплитуда реализуется при $n_S = (3-4) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Этот факт указывает на то, что в рассматриваемой задаче важным параметром является отношение ширины квантовой ямы и межэлектронного расстояния.

На рис.4 представлена зависимость деполаризационной энергии от концентрации 2D электронов, измеренная в нулевом магнитном поле для различных одиночных квантовых ям шириной 250 \AA . На этом же рисунке штриховой линией показана корневая зависимость, которую следует ожидать в пределе малых концентраций, поскольку, как отмечалось выше, E_{dep} отвечает энергии колебаний плазмы с трехмерной концентрацией $n_S / \langle z \rangle$. Характерная ширина волновой функции 2D электронов $\langle z \rangle$, определенная из наилучшего согласия с экспериментом при малых n_S , оказалась равной 105 \AA , что находится в разумном соответствии с шириной ямы. Отклонение $E_{dep}(n_S)$ от корневой зависимости при увеличении концентрации связано с изменением $\langle z \rangle$, а также с приближением энергии возбуждений зарядовой плотности к энергии поперечного оптического фонона (33.6 мэВ), что приводит к росту диэлектрической проницаемости [4] и уменьшению E_{CDE} .

Таким образом, в данной работе из спектров межподзонного неупругого рассеяния света были измерены зависимости энергий коллективных возбуждений от магнитного поля и концентрации 2D электронов и обнаружены магнитоосцилляции деполаризационной энергии в условиях квантового эффекта Холла.

Работа была выполнена при поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований и Фольксваген.

-
1. D.Gammon, B.V.Shanabrook, J.C.Ryan et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 1884 (1992).
 2. M.Ramsteiner, J.D.Ralston, P.Koidl et al., J. Appl. Phys. **67**, 3900 (1990).
 3. A.Pinczuk, S.Schmitt-Rink, G.Danan et al., Phys. Rev. Lett. **63**, 1633 (1989).
 4. T.Ando, A.B.Fowler, and F.Stern, Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982).
 5. T.Ando, J. Phys. Soc. Jpn. **51**, 3893 (1982).
 6. A.C.Tselis and J.J.Quin, Phys. Rev. B **29**, 3318 (1984).
 7. W.Kohn and L.Sham, Phys. Rev. **140**, A1133 (1965).
 8. D.A.Dahl and L.Sham, Phys. Rev. B **16**, 651 (1977).
 9. M.Jonson, J. Phys. C **9**, 3055 (1976).
 10. S.Ernst, A.R.Goni, K.Syassen, and K.Eberl, Phys.Rev.Lett. **72**, 4029 (1994).
 11. I.V.Kukushkin, V.I.Falko, R.J.Haug et al., *High Magnetic Fields in the Physics of Semiconductors*, Eds. G.Landwehr and W.Ossau, World Scientific, 1997.