

Межподзонный магнитолазмон как детектор спиновой поляризации в ДЭС

Л. В. Кулик⁺, А. Б. Ваньков^{+*}, Б. Д. Кайсин⁺¹⁾, И. В. Кукушкин^{+*}

⁺Институт физики твердого тела РАН, Лаборатория неравновесных электронных процессов, 142432 Черноголовка, Россия

^{*}Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, Международная лаборатория физики конденсированного состояния, 101000 Москва, Россия

Поступила в редакцию 14 февраля 2017 г.

После переработки 17 февраля 2017 г.

Методом комбинационного рассеяния света исследована магнитополевая динамика межподзонных коллективных возбуждений в двумерных электронных системах на основе гетероструктур $Mg_xZn_{1-x}O/ZnO$. Обнаружено, что при изменении спиновой поляризации в условиях перехода от фактора заполнения $\nu = 2$ к $\nu = 1$ энергия межподзонного магнитолазмона значительно изменяется. Проведенный теоретический анализ показал связь данного эффекта с сопутствующим изменением обменного взаимодействия в энергии возбуждения.

DOI: 10.7868/S0370274X17060078

Проблема спиновой поляризации двумерной электронной системы в квантующем магнитном поле является одной из наиболее обсуждаемых в физике двумерных систем. Стонеровская неустойчивость, скирмионный кристалл [1], спинтекстурные жидкости [2] – далеко не полный перечень нетривиальных спиновых упорядочений в двумерной электронной системе в условиях целочисленного квантового эффекта Холла. При этом ситуация со спиновой степенью свободы в дробных состояниях настолько сложна, что можно только сослаться на отдельные экспериментальные результаты, полученные в этом направлении, без исчерпывающего теоретического описания наблюдаемых явлений [3]. Оставив в стороне трудности с дробными состояниями, физики, тем не менее, сталкиваются с серьезными проблемами при описании спинового упорядочения в двумерных системах даже в окрестности целочисленных состояний, просто потому что число экспериментальных методик, чувствительных к электронному спину, существенно ограничено, все они сложны в экспериментальной реализации, а результаты, полученные с их помощью, необходимо корректно интерпретировать [4]. Наиболее существенная проблема при описании спинового состояния – это независимое определение локальной и интегральной спиновой поляризации. Характерные примеры – спинтекстурные жидкости и скирмионный кристалл. Локально электронная система

может быть почти полностью поляризована, однако измерение интегральной спиновой поляризации с помощью оптических спектроскопических методик может выдавать значения степени поляризации электронной системы вплоть до нулевой [5].

Несмотря на указанные трудности, нельзя не отметить серьезный экспериментальный и теоретический прогресс в описании спинового состояния ряда целочисленных состояний квантового эффекта Холла с помощью спектроскопических методик [6] и, в частности, с помощью методики комбинационного рассеяния света (КРС) [7]. Измеряя с помощью методики КРС энергетические характеристики коллективных возбуждений, получают непосредственную информацию о локальных свойствах электронной системы и, в частности, о локальном обменном взаимодействии между электронами. К сожалению, применение этой методики для исследования спиновой поляризации в случае наиболее изученной электронной системы в $AlGaAs/GaAs$ квантовых ямах существенно лимитировано возбуждениями вовлекающих в себя электронные переходы внутри нижней размерноквантованной подзоны в состояниях целочисленного квантового эффекта Холла. При отходе от целочисленного заполнения время жизни внутризонных возбуждений, чувствительных к спиновой поляризации, падает катастрофически, что не позволяет провести корректный анализ локальной спиновой поляризации [8]. В свою очередь, поправки к энергиям межподзонных возбуждений, включающих в себя электронные переходы

¹⁾e-mail: tiesb@yandex.ru

между различными подзонами размерного квантования, при изменении спиновой поляризации столь малы, что межподзонные возбуждения не рассматривались до сих пор в связи с возможностью измерения степени спиновой поляризации электронной системы [9]. В представленной работе мы показываем, что в отличие от системы AlGaAs/GaAs энергии межподзонных электронных возбуждений в квантовых ямах ZnO/MgZnO значительно изменяются при переходе от спин-неполяризованной к спин-поляризованной электронной системе, и как таковые могут выступать в качестве детектора локальной спиновой поляризации. Довольно неожиданным является тот факт, что чувствительным к спиновой поляризации выступает возбуждение не спиновой, а зарядовой плотности – межподзонный плазмон, из-за большого сечения комбинационного рассеяния света на котором можно с хорошей точностью определять его энергию и, следовательно, степень спиновой поляризации электронной системы.

Исследования проводили на трех высококачественных гетероструктурах $Mg_xZn_{1-x}O/ZnO$, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Гетероструктуры отличались долей атомов магния в барьере x , задающей условия формирования двумерного электронного канала вблизи гетероперехода – профиль и высоту потенциальной ямы и саму концентрацию двумерных электронов. Для трех исследованных гетероструктур концентрации электронов составляли $(2.8, 3.5 \text{ и } 4.5) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Электронные подвижности, измеренные независимо с помощью магнитотранспорта, для всех структур имели довольно высокие значения, превышающие $2.5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Для проведения экспериментов по резонансному комбинационному рассеянию света использовали перестраиваемый источник лазерного излучения с энергией фотонов, близкой к энергии запрещенной зоны ZnO (ультрафиолетовый диапазон длин волн). Чтобы достичь возможности плавной перестройки длины волны возбуждающего света, излучение титан-сапфирового лазера, перестраиваемого в диапазоне длин волн 700–800 нм, пропускать через однопроходный удвоитель частоты, выполненный на основе нелинейного кристалла BaVO₃, что дало возможность проводить измерения в искомом диапазоне длин волн 360–370 нм. Оптическое зондирование образца осуществлялось посредством двух многомодовых кварцевых световодов диаметром 400 мкм, ориентированных под разными углами к поверхности образца. Один световод использовали для фотовозбуждения двумерной электронной системы, другой – для сбора сигнала рассея-

ния света. Необходимость использования двухсветовой схемы измерений была связана с требованием фильтрации паразитного сигнала комбинационного рассеяния света от возбуждающего световода. Характерная плотность фотовозбуждения составляла всего $0.5 \text{ мВт}/\text{см}^2$, что исключало возможность перегрева электронной системы [10]. Регистрирующая система состояла из одинарного спектрометра с линейной дисперсией $5 \text{ \AA}/\text{мм}$, сопряженного с ПЗС-матрицей, охлаждаемой жидким азотом. Оптические эксперименты проводили в криостате с откачкой паров жидкого He³ при температуре 0.4 К в постоянном магнитном поле от 0 до 15 Тл. Магнитное поле было ориентировано перпендикулярно поверхности образца.

Измерения комбинационного рассеяния света выполняли в резонансных условиях на частотах межподзонных оптических переходов из валентной зоны ZnO в зону проводимости. Идентификацию межподзонных возбуждений зарядовой плотности (CDE), которые являются коллективными нейтральными возбуждениями, не изменяющими спиновое квантовое число двумерной электронной системы, проводили с помощью параллельных линейных поляризаторов в нулевом магнитном поле [11]. В свою очередь, идентификацию межподзонных возбуждений спиновой плотности (SDE), которые являются коллективными нейтральными возбуждениями, изменяющими спиновое квантовое число двумерной электронной системы на единицу, проводили с помощью скрещенных линейных поляризаторов.

Характерные спектры межподзонного возбуждения зарядовой плотности (CDE) в магнитных полях, соответствующих факторам заполнения $\nu \leq 2$ и $\nu = 1$, показаны на рис. 1. До фактора заполнения $\nu = 2$ (неполяризованная или частично поляризованная по спину электронная система с несколькими заполненными уровнями Ландау) энергии CDE и SDE не претерпевают изменений, что связано с комплексной природой этих возбуждений, вовлекающих в себя синфазные компоненты межподзонных электронных переходов без изменения номера уровня Ландау. Однако при переходе от спин-неполяризованного состояния $\nu = 2$ в спин-поляризованное $\nu = 1$ энергия CDE плавно сдвигается в более высокие энергии, а по достижении ферромагнитного состояния $\nu = 1$ энергия CDE перестает изменяться, что указывает на полную локальную спиновую поляризацию электронной системы в диапазоне факторов заполнения электронной системы $\nu \geq 1$ в гетероструктурах $Mg_xZn_{1-x}O/ZnO$ с электронными концентрациями на уровне $2.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и выше.

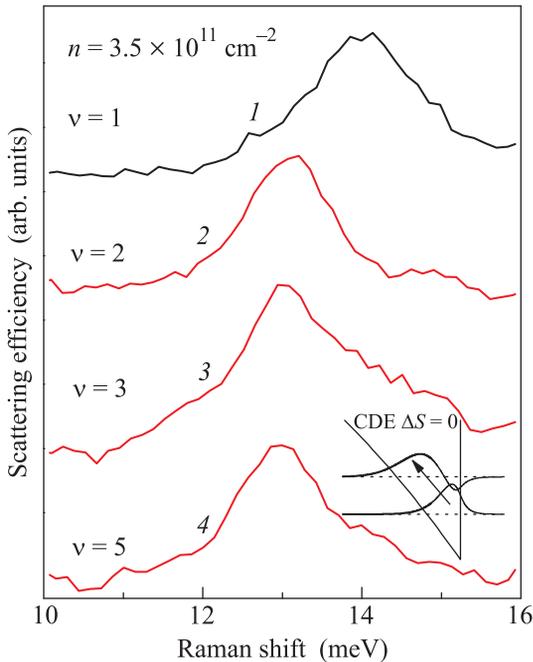


Рис. 1. (Цветной онлайн) Энергия межподзонного магнитоплазона (CDE) при разных факторах заполнения. Красной линией показаны спектры (2–4) с одинаковым рамановским сдвигом при факторах заполнения $\nu \geq 2$, черной линией (1) показан сдвинутый по энергии спектр на факторе заполнения 1. На вставке изображена зонная диаграмма двумерного канала в гетероструктуре $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}/\text{ZnO}$ и волновые функции для двух нижайших размерноквантованных подзон

На первый взгляд может показаться, что естественным выбором для изучения спинового состояния электронов на нулевом уровне Ландау может служить межподзонное возбуждение спиновой плотности SDE, связанное с изменением полного спина электронной системы. Однако экспериментальная ситуация с определением энергии SDE оказывается существенно более сложной, чем с энергией CDE. В первую очередь это объясняется тем фактом, что SDE – спиновой триплет, причем сечение рассеяния света на компоненте с нулевой проекцией спина на ось магнитного поля существенно выше, чем на двух оставшихся. При переходе от спин-неполяризованного к ферромагнитному основному состоянию в спектре остается единственная компонента триплета с проекцией спина -1 на ось магнитного поля. В энергию этой компоненты, помимо обменного вклада, входит также и одночастичный зеемановский вклад, сравнимый по величине с обменным вкладом. Разделение этих вкладов при переходе от спин-неполяризованного к ферромагнитному основному состоянию в условиях, когда сече-

ние рассеяния света кардинально перераспределяется между компонентами триплета при опустошении одного из спиновых подуровней Ландау, представляется весьма сложной, если не сказать плохо определенной, экспериментальной задачей. Поэтому, при анализе кулоновских вкладов в энергию CDE мы используем SPE-SDE энергетическое расщепление в области факторов заполнения $\nu \leq 2$ (SPE – одночастичные возбуждения с максимумом энергий, лежащем на энергии межподзонного расщепления между нулевой и первой подзонами размерного квантования), однако для определения степени поляризации электронной системы и сравнения ее с экспериментом будет использоваться исключительно энергия спин-синглетного возбуждения CDE.

Необходимость применения энергии SDE в качестве реперной точки обусловлена сложной динамикой обменных и корреляционных поправок к энергиям коллективных возбуждений из-за огромного значения параметра взаимодействия r_s в ZnO. Стандартный расчет энергий коллективных возбуждений в рамках приближения локальной плотности, обеспечивающий хорошее соответствие теории и эксперимента для электронной системы в GaAs/AlGaAs квантовых ямах с r_s порядка единицы, не работает для гетеросистемы $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}/\text{ZnO}$. Поэтому величину обменно-корреляционного потенциала β для электронов в $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}/\text{ZnO}$ мы получаем, используя феноменологическую формулу:

$$\frac{E_{01}^2 - \omega_{\text{SDE}}^2}{E_{01}} = 2n\beta, \quad (1)$$

в которой энергии E_{01} и ω_{SDE} находят экспериментально из энергий SPE и SDE [12], измеренных в нулевом магнитном поле, а плазменный вклад в энергию CDE вычисляют стандартным способом посредством: (i) самосогласованного решения одномерных уравнений Пуассона и Кона–Шема для определения вида огибающих волновых функций электронов в направлении роста гетероструктуры и энергий подзон размерного квантования и (ii) нахождения полюсов мнимой части поляризационной функции. В таком приближении, энергия CDE находится в хорошем согласии с экспериментом, а обменные и корреляционные поправки входят в феноменологический параметр β .

На следующем шаге необходимо вычислить изменение обменно-корреляционного вклада в энергию CDE при изменении спиновой поляризации электронной системы [13]. Подобного изменения нет и не может быть для энергии внутривозонного магнитолазона вследствие теоремы Кона (при нуле-

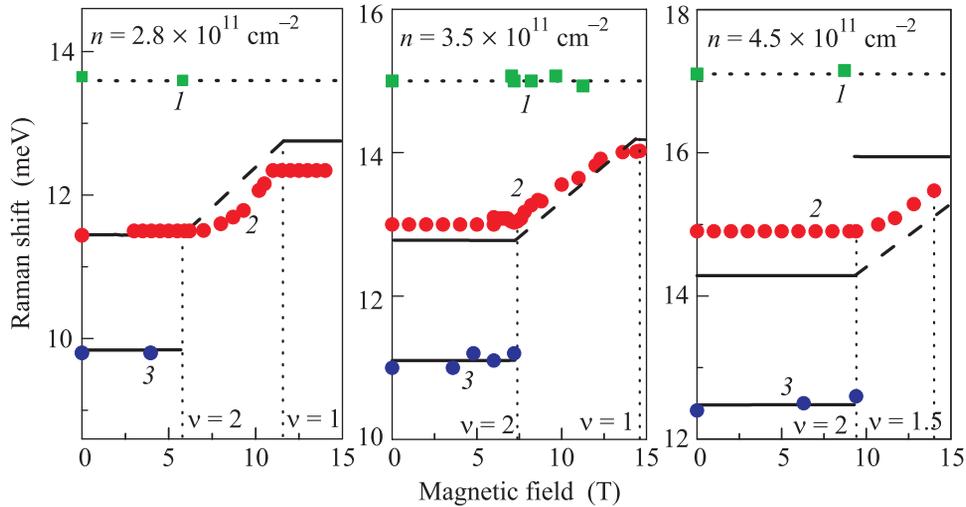


Рис. 2. (Цветной онлайн) Энергия межподзонных возбуждений в зависимости от магнитного поля для трех образцов с разными концентрациями. Зеленым (1) отмечены возбуждения SPE, красным (2) CDE, синим (3) SDE. Сплошными линиями показаны теоретически рассчитанные энергии при $\nu \geq 2$ для CDE и SDE и при $\nu \leq 1$ для CDE. Пунктирной линией, для наглядности, изображена трансформация энергии CDE при переходе от спин-неполяризованного состояния $\nu = 2$ в спин-поляризованное $\nu = 1$

вом обобщенном импульсе все кулоновские поправки взаимно компенсируются [14]. Однако для межподзонного магнитоплазмона полной компенсации кулоновских вкладов в его энергию не происходит из-за нарушения трансляционной симметрии в направлении роста гетероструктур. Поскольку имеется только один параметр β , отвечающий и за обменное и за корреляционное взаимодействие, мы предполагаем, что основным вкладом в β является обменное взаимодействие и пренебрегаем корреляционными поправками. Очевидно, что подобное предположение достаточно неплохо согласуется с экспериментальными результатами (рис. 2), но имеется систематическое теоретическое превышение изменения обменной энергии при переходе от спин-неполяризованной к спин-поляризованной электронной системе. Вероятно, это связано с тем, что корреляционный вклад при переносе электрона из нулевой подзоны размерного квантования в первую слабее зависит от степени спиновой поляризации, чем обменный.

В заключение: мы впервые исследовали спектры КРС от межподзонных возбуждений в квантующем магнитном поле вплоть до ультраквантового предела. Обнаружено, что при изменении спиновой поляризации в квантовом пределе $\nu \leq 2$ энергия межподзонного плазмона CDE претерпевает значительные изменения, и, как таковая, может служить эффективным инструментом измерения локального спинового упорядочения основного состояния двумерной электронной системы.

Работа выполнена частично при поддержке РФФИ.

1. R. Côté, A. H. MacDonald, L. Brey, H. A. Fertig, S. M. Girvin, and H. T. C. Stoof, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4825 (1997).
2. I. K. Drozdov, L. V. Kulik, A. S. Zhuravlev, V. E. Kirpichev, I. V. Kukushkin, S. Schmult, and W. Dietsche, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 136804 (2010); L. V. Kulik, A. S. Zhuravlev, V. E. Kirpichev, V. E. Bisti, and I. V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **87**, 045316 (2013).
3. G. Murthy and R. Shankar, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 1101 (2003).
4. D. Fukuoka, T. Yamazaki, N. Tanaka, K. Oto, K. Muro, Y. Hirayama, N. Kumada, and H. Yamaguchi, *Phys. Rev. B* **78**, 041304(R) (2008); D. Fukuoka, K. Oto, K. Muro, Y. Hirayama, and N. Kumada, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 126802 (2010).
5. L. V. Kulik, K. Ovchinnikov, A. S. Zhuravlev, V. E. Bisti, I. V. Kukushkin, S. Schmult, and W. Dietsche, *Phys. Rev. B* **85**, 113403 (2012).
6. A. S. Zhuravlev, S. Dickmann, L. V. Kulik, and I. V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **89**, 161301(R) (2014).
7. A. B. Van'kov, L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, S. Dickmann, V. M. Zhilin, J. H. Smet, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 246801 (2006).
8. А. С. Журавлев, Л. В. Кулик, И. В. Кукушкин, В. Е. Кирпичев, В. Е. Бисти, *Письма в ЖЭТФ* **85**, 128 (2007).

9. L. V. Kulik, I. V. Kukushkin, V. E. Kirpichev, K. von Klitzing, and K. Eberl, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1837 (2001).
10. Л. В. Кулик, В. Е. Кирпичев, *УФН* **176**, 365 (2006).
11. A. B. Van'kov, B. D. Kaysin, V. E. Kirpichev, V. V. Solovyev, and I. V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **94**, 155204 (2016).
12. A. Pinczuk, S. Schmitt-Rink, G. Danan, J. P. Valladares, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1633 (1989).
13. D. Gammon, B. V. Shanabrook, J. C. Ryan, D. S. Katzer, and M. J. Yang, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1884 (1992).
14. W. Kohn, *Phys. Rev.* **123**, 1242 (1961).