

Спиновая дефазировка двумерного электронного газа в GaAs квантовой яме в окрестности нечетных факторов заполнения

А. В. Ларионов¹⁾, Э. Степанец-Хуссейн, Л. В. Кулик

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 16 декабря 2016 г.

В работе представлено экспериментальное исследование когерентной спиновой динамики двумерного электронного газа в GaAs/AlGaAs квантовой яме в окрестности факторов заполнения $\nu = 3$ и $\nu = 1$. Экспериментально обнаружен немонотонный характер зависимости времени спиновой дефазировки голдстоуновского спинового экситона от фактора заполнения. Наблюдаемый эффект может быть обусловлен формированием нового канала спиновой релаксации, когда основным состоянием двумерной электронной системы является спин-текстурная жидкость.

DOI: 10.7868/S0370274X17040063

Проблема спиновой релаксации в электронных системах не решена до сих пор, что связано как с большим числом конкурирующих механизмов, так и со сложностью описания влияния многочастичного кулоновского взаимодействия на механизмы релаксации. Одночастичные каналы определяются наличием или отсутствием инверсной симметрии у электронной системы. Для симметричных систем основным является механизм релаксации Эллиота–Яфета, для несимметричных – механизм Дьяконова–Переля. Унификация двух релаксационных механизмов в рамках единой теории проведена недавно в работе [1], что дает основание надеяться на появление и более общей теории, включающей в рассмотрение квантуемое магнитное поле и многочастичное кулоновское взаимодействие.

Двумерный конфайнмент и квантуемое магнитное поле кардинальным образом перестраивают энергетический спектр электронной системы, делая его эффективно нульмерным. Стандартные одночастичные механизмы релаксации подавляются, что приводит к удлинению времени спиновой релаксации. Одновременно появляются новые механизмы, которые, в свою очередь, укорачивают время спиновой релаксации. Например, вследствие неоднородностей случайного потенциала вырождение уровней Ландау снимается, а зависимость электронного g -фактора от энергии может приводить к механизму срыва фазы когерентной спиновой прецессии относительно магнитного поля за счет того, что спины электронов в разных энергетических состояниях прецессируют с различной скоростью.

Принципиально новые каналы релаксации спина возникают при учете межчастичного кулоновского взаимодействия. В настоящее время теоретическое описание релаксации спина сильнокоррелированной двумерной электронной системы в квантуемом магнитном поле разработано для ряда целочисленных состояний квантового эффекта Холла, а полная картина релаксационных процессов построена только для холловского ферромагнетика $\nu = 1$, когда заполняются все состояния на нижайшем по энергии спиновом подуровне нулевого уровня Ландау. Отклонение спиновой системы холловского ферромагнетика от равновесия может быть описано как возникновение спиновых экситонов (низкоэнергетических магнонов), состоящих из эффективной дырки в спин-поляризованной электронной системе и электрона с противоположным спином. Возникновение одного спинового экситона с ненулевым импульсом приводит к уменьшению спина и проекции спина электронной системы вдоль магнитного поля на единицу. При этом возникновение спинового экситона с нулевым импульсом (голдстоуновского спинового экситона) аналогичным образом меняет проекцию спина вдоль магнитного поля, но сохраняет полный спин электронной системы. Возбуждение голдстоуновской моды соответствует повороту полного спина электронной системы относительно направления магнитного поля на некоторый угол. Экспериментальная реализация и контроль временной динамики неравновесных спиновых экситонов в холловском ферромагнетике, хотя и связана со значительными методическими трудностями, может быть осуществлена таким время-разрешенным оптическим методом, как спиновый эффект вращения Керра.

¹⁾e-mail: larionov@issp.ac.ru

Первые эксперименты по исследованию двумерной электронной системы с помощью время-разрешенного спинового эффекта Керра были выполнены в работах [2] с целью детектирования влияния топологических возбуждений (скирмионов) на скорость спиновой релаксации. Результаты были интерпретированы в терминах поперечной релаксации неравновесных спиновых экситонов, которая обусловлена как внешними параметрами системы (температурой и магнитным полем), так и кулоновским взаимодействием (фактор заполнения). Недавно рассматривался случай возникновения неравновесного спинового состояния, в котором спин всей системы повернут как целое относительно своего равновесного направления.

Цель данной работы – аналогичное экспериментальное исследование дефазировки спина в условиях, когда существенную роль для релаксации неравновесных спиновых состояний играют возбуждения спин-текстурных жидкостей в окрестности нечетных факторов заполнения $\nu = 1$ и $\nu = 3$ [3].

Нами изучались высококачественные GaAs/AlGaAs гетероструктуры с одиночными квантовыми ямами, содержащими высокоподвижный 2D электронный газ (транспортная подвижность $\mu_e \simeq 5 \cdot 10^6 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$) с темновой концентрацией электронов $n_s \simeq 2.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (образец А) и $n_s \simeq 0.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (образец Б). Исследование спиновой динамики двумерного электронного газа проводили с помощью метода время-разрешенного спинового эффекта вращения Керра. Экспериментальная установка состояла из высокоточной механической линии задержки (OWIS, LIMES 170), позволявшей выполнять измерения в интервале времени между накачивающим и зондирующим пучками до 6.5 нс, и фотоупругого модулятора (PEM I/FS50), работающего на частоте 50 кГц. Детектирование сигнала керровского вращения осуществляли балансным р-і-п Si-фотодетектором (Nirvana-2007), комбинированным с синхронным детектором (SRS, SR830). В качестве источника фотовозбуждения использовали фемтосекундный титан-сапфировый лазер (Tsunami, Spectra Physics), работающий на частоте 82 МГц. Лазерное излучение предварительно проходило через перестраиваемый акусто-оптический фильтр, после которого длительность импульсов составляла около 2 пс и имела спектральную ширину линии излучения на половине высоты 0.7 мэВ. С помощью циркулярно-поляризованного импульса накачки в исследуемом образце создавалась спиновая ориентация двумерных электронов вблизи поверхности Ферми,

которую регистрировали по углу поворота плоскости поляризации отраженного от образца линейно поляризованного пучка зондирования (рис. 1). Измерения проводили в спектрально вырожденном

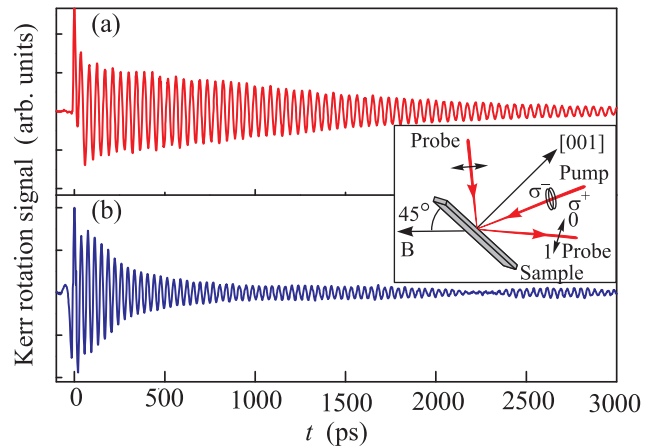


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Керровский сигнал, записанный вблизи фактора заполнения $\nu = 3$ при полном магнитном поле $B = 4.65$ Тл для образца А. (б) – Керровский сигнал, записанный вблизи фактора заполнения $\nu = 1$ при полном магнитном поле $B = 4.5$ Тл для образца Б. На вставке схематично показана геометрия эксперимента

режиме, при котором длины волн накачивающего и зондирующего лазерных пучков совпадали. Средняя мощность накачки составляла величину порядка 1 мВт, размер лазерного пятна был порядка 1 мм (количество неравновесных электронов в пятне накачки не превышало 10^{10} см^{-2}). Образцы помещали в оптический криостат с расщепленным соленоидом под 45° к направлению магнитного поля, а фотовозбужденные электронные спины были ориентированы близко к нормали поверхности образца вследствие разницы между показателями преломления GaAs и гелия (см. вставку к рис. 1). Важно подчеркнуть, что высокое спектральное разрешение (0.7 мэВ) экспериментальной установки позволяло осуществлять селективное возбуждение разных энергетических состояний двумерных электронов (разных спиновых подуровней), что весьма существенно при разделении многочастичного и одночастичного механизмов спиновой релаксации. Установка была аналогична использованной нами в работе [4].

На рис. 1 представлен керровский сигнал, соответствующий оптическому переходу из валентной зоны на нижайший, частично заполненный, спиновый подуровень Ландау вблизи факторов заполнения $\nu = 3$ и $\nu = 1$. Ранее нами детально была исследо-

вана спиновая дефазировка двумерных электронов на факторах заполнения $\nu = 1$ и $\nu = 3$ [4, 6]. Было установлено, что спиновая динамика неравновесных электронов на более высокоэнергетическом спиновом подуровне Ландау слабо чувствительна к фактору заполнения, а зависимость амплитуды керровского сигнала для возбужденных электронов у самого края поверхности Ферми описывалась двумя разными временами сбоя фазы – коротким T_{S1}^e (несколько сот пикосекунд) и длинным T_{S2}^e (наносекунды). При этом только длинное время (T_{S2}^e) чувствительно к фактору заполнения. В настоящей работе была подробно исследована зависимость T_{S2}^e в области факторов заполнения, где существенную роль в релаксации спина должны играть спиновые текстуры.

Оказывается, что аналогично зависимости времени релаксации спина ядер, локализованных в квантовой яме [7], зависимость времени дефазировки спинового экситона T_{S2}^e является немонотонной функцией фактора заполнения (рис. 2). В работе [3] показано,

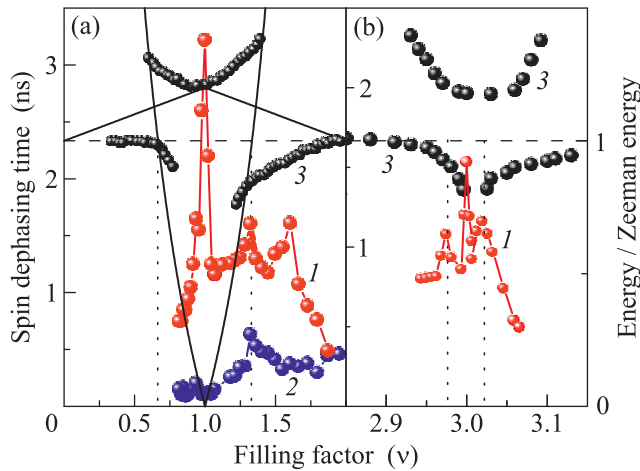


Рис. 2. (Цветной онлайн) Время распада долгоживущего Керровского сигнала (левая вертикальная ось), зарегистрированного в спектральной позиции, соответствующей нижнему по энергии оптическому переходу (1 – красный) и более высокому по энергии оптическому переходу (2 – синий) в зависимости от фактора заполнения: (а) – вблизи $\nu = 1$ (полное магнитное поле $B = 4.50$ Тл, образец А) и (б) – $\nu = 3$ ($B = 4.65$ Тл, образец Б). Сплошными линиями показаны теоретические зависимости для “циклотронных” возбуждений спин-текстурной жидкости, полученные из формулы (1), и энергии спинового экситона, полученные в приближении Хартри–Фока [5]. Штриховой линией показана ларморовская энергия. Пунктирные линии проведены для удобства читателя. Черными точками 3 показаны энергии коллективных спиновых возбуждений (правая вертикальная ось), измеренные в [3]

что немонотонная зависимость времени релаксации ядерных спинов от фактора заполнения может быть объяснена в терминах возникновения нового канала спиновой релаксации. В двумерной электронной системе формируются спиновые возбуждения с энергией существенно меньше ларморовской энергии. Соответственно, уменьшение времени жизни ядерного спина объясняется появлением низкоэнергетического канала релаксации, связанного с этими возбуждениями [8]. Немонотонность зависимости времени релаксации объясняется тем, что энергия новых спиновых возбуждений может превысить ларморовскую энергию при определенном факторе заполнения, и выгода для релаксации ядерных спинов от существования данных возбуждений нивелируется. Сами спиновые возбуждения имеют смысл переходов между “эффективными уровнями Ландау” электронных спинов, обусловленных фазой Берри, которая приобретает во время прецессии электронного спина вокруг спиновых текстур в условиях формирования нового основного состояния двумерной электронной системы – спин-текстурной жидкости. Энергия межуровневых переходов будет тем больше, чем больше плотность спиновых текстур. В рамках теоретических оценок работы [8] эта энергия для электронов на нулевом уровне Ландау пропорциональна плотности спиновых текстур и обменной энергии:

$$\hbar\omega'_c = \frac{1}{2}E_x \frac{(1-\nu)}{\nu} \quad (1)$$

где E_x – обменная энергия [8].

На рис. 2 показан результат экспоненциальной аппроксимации экспериментальных кривых амплитуды керровского вращения и определенное из этой аппроксимации время спиновой дефазировки. Максимумы времен соответствуют целочисленным факторам заполнения $\nu = 1; 3$. При отходе от целочисленных факторов заполнения наблюдается уменьшение времени дефазировки и, также как для ядерных спинов, последующее возрастание времен. Возрастание времен наблюдается в окрестности энергетического резонанса спинового экситона и возбуждений спин-текстурной жидкости (в условиях сильного взаимодействия между двумя ветвями возбуждений сложно определить точный фактор заполнения, при котором происходит резонанс). Поэтому можно считать, что в механизме дефазировки спинового голдстоуновского экситона вблизи целочисленных факторов заполнения важную роль играют спиновые возбуждения спин-текстурных жидкостей. Неожиданным является то, что вблизи фактора заполнения $\nu = 1$ наблюдаются не один, а два дополни-

тельных эквидистантных максимума, удаленных от главного целочисленного максимума. Природа второго максимума на данный момент не ясна.

Таким образом, в данной работе была исследована когерентная спиновая динамика квазидвумерных электронов в окрестности факторов заполнения $\nu = 3$ и $\nu = 1$ и показано, что немонотонный характер зависимости времени спиновой дефазировки от фактора заполнения может быть обусловлен формированием нового канала спиновой релаксации в двумерной электронной системе, что, в свою очередь, указывает на нетривиальный характер спинового упорядочения вблизи целочисленных факторов заполнения. Вместо предсказанного в работе [9] скирмионного кристалла, рассеяние на возбуждениях которого не приводит к немонотонной зависимости времени дефазировки спинового экситона от фактора заполнения, основным состоянием двумерной электронной системы является спин-текстурная жидкость.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ.

1. P. Boross, B. Dora, A. Kiss, and F. Simon, *Sci. Rep.* **3**, 3233 (2013).
2. 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).
3. 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).
4. A. V. Larionov, L. V. Kulik, S. Dickmann, and I. V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **92**, 165417 (2015).
5. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, D. S. L. Abergel, V. I. Falko, W. Wegscheider, and K. von Klitzing, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 126807 (2006).
6. А. В. Ларионов, *ФТП* **49**, 82 (2015).
7. R. Tycko, S. E. Barrett, G. Dabbagh, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Science* **268**, 1460 (1995).
8. J. P. Rodriguez, *Europhys. Lett.* **42**, 197 (1998).
9. R. Côté, A. H. MacDonald, L. Brey, H. A. Fertig, S. M. Girvin, and H. T. C. Stoof, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4825 (1997).