

Спиновая релаксация в квантовых ямах GaAs/AlGaAs вблизи нечетных факторов заполнения

А. В. Щепетильников^{+*1)}, Ю. А. Нефедов⁺, И. В. Кукушкин⁺

⁺Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

^{*}Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 2 апреля 2013 г.

Исследован электронный парамагнитный резонанс в GaAs/AlGaAs квантовых ямах вблизи нечетных факторов заполнения $\nu = 3, 5, 7$. По ширине линии резонансного микроволнового поглощения определено время спиновой релаксации двумерных электронов. Изучены зависимости времени спиновой релаксации от фактора заполнения, температуры и ориентации магнитного поля. При удалении от нечетных факторов заполнения время спиновой релаксации заметно падает, а его максимальное значение зависит от угла наклона магнитного поля к плоскости двумерного электронного газа.

DOI: 10.7868/S0370274X13100044

Изучение межэлектронного взаимодействия в системе двумерных электронов, помещенной в сильное магнитное поле, представляет огромный интерес. Действительно, эффекты корреляции в такой системе приводят к целому ряду фундаментальных явлений, таких, как дробный квантовый эффект Холла [1] и вигнеровская кристаллизация [2]. Более того, межэлектронное взаимодействие модифицирует спектр элементарных возбуждений такой системы, одним из которых является спиновый экситон [3]. Спиновая релаксация в двумерных электронных структурах – многоэлектронный процесс. Следовательно, рассмотрение спиновой релаксации в таких системах может служить отличным инструментом для изучения межэлектронного взаимодействия.

Спектр двумерных электронов в квантующем магнитном поле представляет собой набор уровней Ландау, каждый из которых расщеплен по спину. Если при нулевой температуре энергия Ферми лежит ровно посередине между двумя спин-расщепленными уровнями (фактор заполнения $\nu = 1, 3, 5, 7, \dots$), то суммарный спин системы отличен от нуля и направлен вдоль внешнего магнитного поля. Такая система называется холловским ферромагнетиком. Простейшими спиновыми возбуждениями такой системы являются спиновые экситоны, представляющие собой связанное состояние электрона с верхнего и дырки с нижнего спин-расщепленных уровней Ландау. С увеличением температуры растет количество спиновых экситонов, а ферромагнетик распа-

дается на кластеры [4]. Дисперсия спинового экситона была рассмотрена теоретически в работе [3] и изучалась экспериментально [5]. В полном согласии с теоремой Лармора дисперсия спинового экситона начинается с энергии одночастичного зеемановского расщепления, растет квадратично при малых волновых векторах и стремится к величине обменной энергии в пределе бесконечно больших волновых векторов. Рождение или уничтожение спинового экситона приводит к изменению суммарного спина системы. Таким образом, время спиновой релаксации холловского ферромагнетика определяется временем жизни спиновой волны.

Времена жизни спиновых экситонов точно при целочисленных факторах заполнения были рассчитаны теоретически в ряде работ [6–9]. Существует несколько основных каналов релаксации спина электронной системы, основанных на двух различных механизмах взаимодействия, не сохраняющих спин: спин-орбитальном и сверхтонком взаимодействии электронных и ядерных спинов. В рамках первого канала релаксация спиновых экситонов, обусловленная межэкситонным рассеянием, обсуждалась в работе [6]. Рассеяние спиновых волн на фонах и на случайном гладком потенциале исследовалось в работах [7] и [8] соответственно. Рассеяние спиновых волн, связанное со сверхтонким взаимодействием ядер и электронов, рассматривалось теоретически в [9]. В исследованном в данной работе диапазоне температур и магнитных полей, как это было показано ранее [10], основным каналом релаксации является межэкситонное рассеяние за счет

¹⁾e-mail: shchepetilnikov@issp.ac.ru

спин-орбитального механизма взаимодействия. При этом время жизни зависит от общего числа спиновых волн, которое в рамках данной работы определяется тепловыми флуктуациями.

Стоит отметить, что такая простая картина справедлива лишь точно для нечетных факторов заполнения. Основное состояние системы при $\nu \neq 1, 3, 5, \dots$ изучено слабо. Таким образом, представляет интерес тщательно исследовать поведение времени спиновой релаксации двумерного электронного газа (2ДЭГ) в широком диапазоне факторов заполнения в зависимости от различных экспериментальных параметров (температура, величина и ориентация магнитного поля).

Спиновые возбуждения в двумерной электронной системе в режиме холловского ферромагнетика экспериментально исследовались в ряде работ (см., например, [4, 5, 10]). Время жизни спиновых экситонов изучалось при помощи методики электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) [10], вращения Керра [11], а также поляризационной эволюции люминесценции [12]. Стоит подчеркнуть, что ни в одной из перечисленных работ не обсуждалась сколько-нибудь полно зависимость времени жизни спинового экситона от ориентации магнитного поля.

При ЭПР поглощается квант электромагнитного излучения. При этом рождается спиновый экситон. В рамках данной работы значения волновых векторов падающих на двумерную систему фотонов были малы, много меньше обратной магнитной длины. Следовательно, энергия рождаемых в ходе эксперимента возбуждений в точности равнялась энергии зеемановского расщепления. При этом по частоте f , отвечающей ЭПР в данном магнитном поле, можно определить значение одночастичного g -фактора электрона. Ширина контура ЭПР несет информацию о времени жизни спиновой волны. Заметим, что как было показано в работах [13, 14], g -фактор электрона, а значит, и положение контура ЭПР зависят от ширины квантовой ямы и концентрации носителей в ней. Более того, время релаксации спина также зависит от локального фактора заполнения, т.е. от локальной концентрации. Поэтому в неоднородных образцах контур ЭПР, как правило, значительно уширен.

Для исследований была выбрана асимметрично дельта-легированная кремнием GaAs/Al_xGa_{1-x}As квантовая яма с шириной 20 нм, концентрацией $4.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и электронной подвижностью $0.6 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Образец был выращен с помощью метода молекулярно-лучевой эпитаксии (МВЕ) в направлении [001]. На образце была приготовлена

меза в виде стандартного мостика Холла со стоком, истоком и потенциометрическими контактами.

Как известно, стандартная методика ЭПР подразумевает измерение вариации добротности микроволнового резонатора, вызванной поглощением СВЧ-излучения. Однако в двумерных структурах концентрация спинов недостаточно велика [15]. Поэтому в данной работе применялся косвенный метод измерения ЭПР, основанный на чрезвычайной чувствительности продольного сопротивления R_{xx} двумерного газа к резонансному поглощению. Такой метод был впервые предложен в 1983 г. [16]. Позже он с успехом применялся для исследования времени релаксации ядерных спинов [17], спинов электронов [10] и анизотропии одночастичного g -фактора электрона [13, 14]. Измерение вариации δR_{xx} , обусловленной поглощением СВЧ-излучения, осуществлялось с помощью стандартной методики двойного синхронного детектирования. Через сток и исток пропускался переменный ток с частотой $f \sim 1 \text{ кГц}$ и амплитудой $I_{\text{RMS}} \sim 1 \text{ мкА}$. Образец освещался амплитудно-модулированным на частоте $f_{\text{mod}} \sim 30 \text{ Гц}$ излучением миллиметрового диапазона, мощность которого не превышала 1 мВт. Первый синхронный детектор был настроен на частоту переменного тока и измерял сигнал, пропорциональный продольному сопротивлению R_{xx} образца. Второй синхронный детектор брал сигнал с выхода первого, был настроен на частоту модуляции СВЧ, т.е. второй детектор измерял добавку δR_{xx} к продольному сопротивлению, обусловленную поглощением СВЧ-излучения. При этом частота падающего излучения оставалась постоянной, а разворачивалось магнитное поле \mathbf{B} , снимались зависимости $R_{xx}(B)$ и $\delta R_{xx}(B)$. В зависимости $\delta R_{xx}(B)$ наблюдался пик, отвечающий ЭПР. Контур ЭПР можно получить, и изменяя частоту в фиксированном поле. Это дает такой же результат, что и разворот поля [10]. Однако экспериментально удобнее разворачивать магнитное поле, поддерживая частоту излучения постоянной.

Образец был установлен на вращающейся подставке, что позволяло изменять угол θ между нормалью к плоскости двумерного газа (ось Oz) и направлением магнитного поля. Угол ϕ при этом является углом между кристаллографическим направлением [110] (осью Ox) и плоскостной компонентой магнитного поля. Углы контролировались при помощи трехмерного датчика Холла, жестко закрепленного на держателе образца. Таким образом, углы θ и ϕ можно было изменять *in situ*, т.е. не подвергая образец термоциклированию. Измерения проводились

в диапазоне температур от 1.5 до 4.2 К и в магнитных полях вплоть до 10 Т. Подчеркнем, что в рамках настоящей работы время жизни спиновых волн изучалось вблизи факторов заполнения $\nu \geq 3$, вблизи которых в условиях данного эксперимента спинтекстурные возбуждения (скирмионы) существовать не могут [18].

Как известно, взаимодействие спинов электронов и ядер вблизи ЭПР при чрезмерно большой мощности падающего на образец СВЧ приводит к динамическому намагничиванию ядерных спинов [17]. При этом происходит поляризация ядерных спинов, которая изменяет “эффективное” магнитное поле вблизи двумерного электронного газа, а контур ЭПР смещается и искажается. Во время всех исследований мощность падающего излучения и скорость разворота магнитного поля контролировались таким образом, чтобы эффект динамического ядерного намагничивания был пренебрежимо мал.

Подчеркнем, что в одной из предыдущих работ [10] изучалась ширина контура ЭПР в гетеропереходе, характеризующемся значительно большей подвижностью электронов, а значит, номинально являющемся более однородным, чем данная квантовая яма. Однако минимальные значения ширины линии ЭПР, полученные в исследованных образцах, практически совпадают и составляют ≈ 6 мТл. Таким образом, можно сделать вывод о том, что измеренные ширины контуров ЭПР определяются именно временем спиновой релаксации электронов.

Как и ожидалось, ширина контура ЭПР зависит от величины и ориентации приложенного магнитного поля (рис. 1).

При этом обратное время релаксации, приведенное на рис. 2, оказывается симметричным относительно фактора заполнения $\nu = 3$ для всех исследованных углов θ в полном соответствии с электронно-дырочной симметрией. Видно, что когда магнитное поле перпендикулярно плоскости двумерного электронного газа (квадраты), обратное время спиновой релаксации $1/\tau$ увеличивается при отходе от целочисленного фактора заполнения. Подобное поведение сохраняется и в наклонном магнитном поле, и вблизи больших нечетных факторов заполнения ($\nu = 5, 7$), что проиллюстрировано рисунками 2 и 3 соответственно. Около $\nu = 7$ сигнал ЭПР был достаточно слабым, так как величина зеемановской энергии существенно меньше температуры двумерного электронного газа. Поэтому экспериментально полученные значения времени спиновой релаксации демонстрируют сильный разброс. Вблизи более высоких факторов заполнения зеемановское расщепление

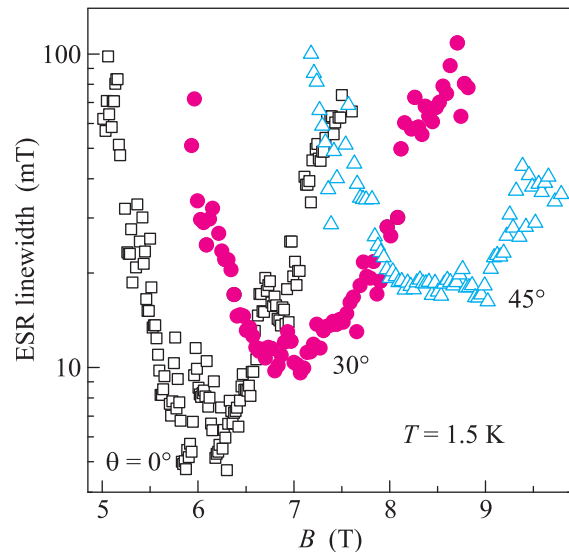


Рис. 1. Зависимость ширины линии ЭПР от полного магнитного поля при трех различных ориентациях магнитного поля. Плоскостная компонента магнитного поля направлена вдоль направления [110]. Квадраты, круги и треугольники отвечают углам $\theta = 0^\circ$, 30° и 45° соответственно

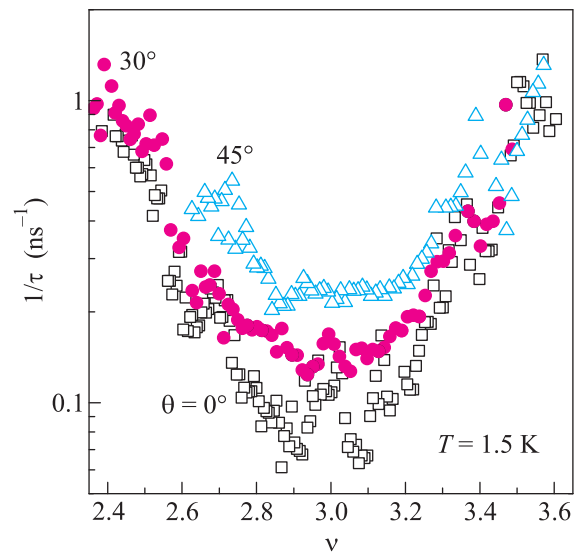


Рис. 2. Зависимость обратного времени спиновой релаксации двумерных электронов от фактора заполнения для трех различных ориентаций магнитного поля. Плоскостная компонента магнитного поля направлена вдоль направления [110]. Квадраты, круги и треугольники отвечают углам $\theta = 0^\circ$, 30° и 45° соответственно

еще меньше и достоверно измеримого сигнала ЭПР обнаружено не было.

Обнаруженное поведение времени релаксации свидетельствует о возникновении новых каналов рассеяния спиновых волн. Например, при отходе

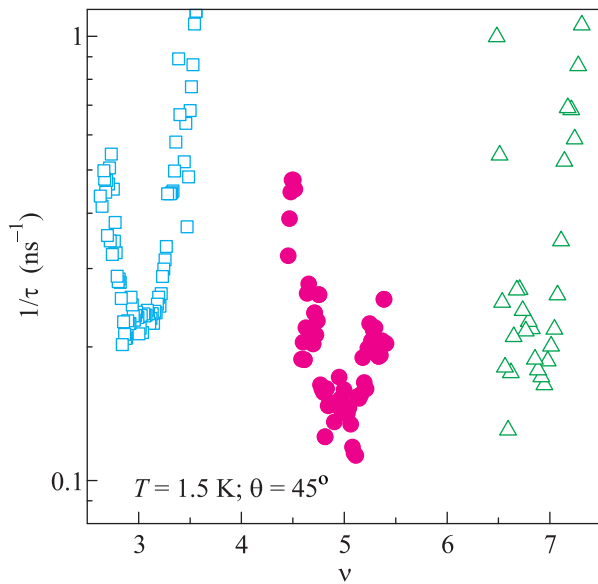


Рис. 3. Поведение обратного времени спиновой релаксации двумерных электронов вблизи факторов заполнения $\nu = 3, 5, 7$. Плоскостная компонента магнитного поля направлена вдоль направления [110]. Угол $\theta = 45^\circ$

от нечетного фактора заполнения двумерная электронная система переходит в металлическую фазу, появляются электроны проводимости, взаимодействие спиновых волн с которыми может увеличивать скорость спиновой релаксации. Этот вклад тем заметнее, чем больше электронов проводимости. Количество N таких электронов определяется температурой T электронной системы и значением фактора заполнения ν . При фиксированной температуре при удалении от целочисленного фактора заполнения N растет, а значит, вклад в спиновую релаксацию электрона увеличивается, время релаксации падает. Температурная зависимость количества электронов проводимости несколько сложнее. Вблизи нечетного фактора заполнения N падает при уменьшении температуры. Можно ожидать, что вдали от нечетного фактора заполнения понижение температуры приводит к росту N (например, из-за зависимости обменноусиленного спинового расщепления, величина которого и определяет N , от температуры и фактора заполнения [19]). Как оказалось, сходным образом ведут себя и зависимости $1/\tau$ от температуры, снятые при различных значениях фактора заполнения при $\theta = 45^\circ$ (рис. 4). Видно, что при $\nu = 2.94$ обратное время жизни спиновой волны монотонно падает с уменьшением температуры. По мере удаления от целочисленного фактора заполнения ситуация кардинально меняется: $1/\tau$ практически не зависит

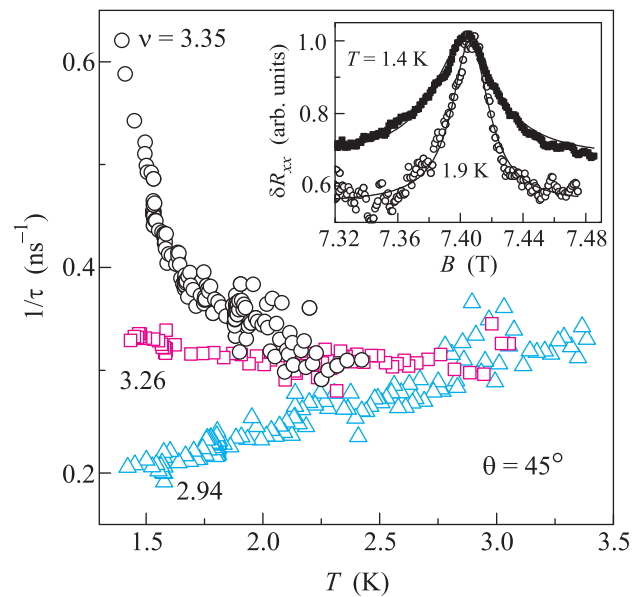


Рис. 4. Температурная зависимость обратного времени спиновой релаксации при трех разных факторах заполнения. На вставке приведены примеры линий ЭПР для фактора заполнения $\nu = 3.35$ для двух температур: $T = 1.9$ К (круги) и $T = 1.4$ К (квадраты). Линии получены подгонкой резонансов к лоренцевой форме (для учета нерезонансного фона добавлена константа)

от температуры при промежуточном значении $\nu = 3.26$, а при увеличении фактора заполнения до $\nu = 3.35$ резко растет при понижении температуры. Этот эффект особенно заметен в области низких температур ($T < 2$ К). Аналогичная зависимость $1/\tau$ от температуры была обнаружена при всех исследованных в эксперименте углах.

Величина зеемановского расщепления растет с ростом угла наклона поля θ . При этом уменьшается число тепловых спиновых волн, а значит, и скорость спиновой релаксации тоже должна была бы уменьшаться. Удивительно, но минимальное значение обратного времени релаксации в асимметричной квантовой яме при увеличении угла наклона поля θ растет. Более того, зависимость минимального значения $1/\tau(\nu)$ от плоскостной компоненты магнитного поля (т.е. от угла θ) оказалась принципиально разной в симметричной и асимметричной квантовых ямах, обладающих сходными параметрами. Так, в симметричной яме минимальная величина $1/\tau(\nu)$ вблизи $\nu = 3$ меняется лишь незначительно (с 0.13 ns^{-1} при $\theta = 0^\circ$ до 0.145 ns^{-1} при $\theta = 45^\circ$). Фактору заполнения $\nu = 3$ при $\theta = 45^\circ$ соответствует достаточно большая плоскостная компонента магнитного поля, $B_{\parallel} \approx 6$ Т. В таких полях магнитная длина сравнима с шириной исследованной квантовой ямы, а значит,

влияние плоскостной компоненты магнитного поля на свойства двумерного газа может быть существенным. Изменение угла ϕ при фиксированном угле θ не приводит к качественным изменениям этих свойств.

Время спиновой релаксации вблизи нечетных факторов заполнения $\nu = 3, 5, 7$ и при различных углах θ ведет себя качественно одинаково. При отходе от целочисленного фактора заполнения оно уменьшается. Вместе с тем значение времени спиновой релаксации точно при нечетных факторах заполнения зависит от величины ν : из рис. 3, например, видно, что $1/\tau$ при $\nu = 5$ меньше, чем при $\nu = 3$. При больших факторах заполнения величина зеемановского расщепления меньше, количество тепловых спиновых экситонов больше, а значит, вклад в спиновую релаксацию от рассеяния на тепловых спиновых экситонах больше. Но при ненулевых углах наклона θ плоскостная компонента магнитного поля уменьшается при увеличении фактора заполнения и, следовательно, вносит меньший вклад в спиновую релаксацию. Таким образом можно ожидать немонотонной зависимости $1/\tau(\nu)$ точно при нечетных факторах заполнения, особенно при ненулевых углах θ .

Благодаря флуктуациям случайного потенциала локальный фактор заполнения может отличаться от усредненного по всему образцу. С учетом существенно разных зависимостей $1/\tau$ от температуры вблизи разных факторов заполнения это может приводить к смягчению измеряемых зависимостей $1/\tau(T)$ и $1/\tau(\nu)$.

Итак, в данной работе методом ЭПР исследовалась спиновая релаксация электронов в квантовой яме GaAs/AlGaAs при низких температурах в сильных магнитных полях. Было показано, что время спиновой релаксации сильно зависит от величины магнитного поля, а его зависимость от температуры электронной системы не только количественно, но и качественно различается для различных факторов заполнения. Подобное поведение времени спиновой релаксации в зависимости от внешних параметров, возможно, объясняется тем, что при отходе от целочисленных факторов заполнения происходит переход двумерного электронного газа в металлическое состояние, появляются делокализованные электро-

ны, которые вносят свой вклад в релаксацию спиновых волн. Обнаружена зависимость времени жизни спиновых волн от ориентации магнитного поля: при увеличении плоскостной компоненты магнитного поля время спиновой релаксации уменьшалось.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

1. H. L. Stormer, Rev. Mod. Phys. **71**, 875 (1999).
2. E. Wigner, Phys. Rev. **46**, 1002 (1934).
3. C. Kallin and B. I. Halperin, Phys. Rev. B **30**, 5655 (1984).
4. A. S. Zhuravlev, A. B. Van'kov, L. V. Kulik et al., Phys. Rev. B **77**, 155404 (2008).
5. I. K. Drozdov, L. V. Kulik, A. S. Zhuravlev et al., Phys. Rev. Lett. **104**, 136804 (2010).
6. S. Dickmann and S. V. Iordansky, JETP Lett. **70**, 543 (1999).
7. S. Dickmann and S. V. Iordansky, JETP **83**, 128 (1996).
8. S. Dickmann and S. L. Artyukhin, JETP Lett. **89**, 153 (2009).
9. S. Dickmann and T. Ziman, Phys. Rev. B **85**, 045318 (2012).
10. Yu. A. Nefyodov, A. A. Fortunatov, A. V. Shchepetilnikov, and I. V. Kukushkin, Pis'ma v ZhETF **91**, 385 (2010) [JETP Lett. **91**, 357 (2010)].
11. D. Fukuoka, K. Oto, K. Muro et al., Phys. Rev. Lett. **105**, 126802 (2010).
12. V. E. Zhitomirskii, V. E. Kirpichev, A. I. Fillin et al., JETP Lett. **58**, 439 (1993).
13. Yu. A. Nefyodov, A. V. Shchepetilnikov, I. V. Kukushkin et al., Phys. Rev. B **83**, 041307(R) (2011).
14. Yu. A. Nefyodov, A. V. Shchepetilnikov, I. V. Kukushkin et al., Phys. Rev. B **84**, 233302 (2011).
15. N. Nestle, G. Denninger, M. Vidal et al., Phys. Rev. B **56**, R4359 (1997).
16. D. Stein, K. von Klitzing and G. Weimann, Phys. Rev. Lett. **51**, 130 (1983).
17. A. Berg, M. Dobers, P. R. Gerhardt, and K. von Klitzing, Phys. Rev. Lett. **64**, 2563 (1990).
18. H. A. Fertig, L. Brey, R. Coté, and A. H. MacDonald, Phys. Rev. B **55**, 10671 (1997).
19. W. Xu, P. Vasilopoulos, M. P. Das, and F. M. Peeters, J. Phys.: Condens. Matter **7**, 4419 (1995).