

Спиновая релаксация двумерных электронов в холловском ферромагнетике

Ю. А. Нефедов¹⁾, А. А. Фортунатов, А. В. Щепетильников, И. В. Кукушкин

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

Поступила в редакцию 3 марта 2010 г.

В системе двумерных электронов с высокой электронной подвижностью исследован электронный парамагнитный резонанс (ЭПР) и изучены зависимости положения, ширины, интенсивности и формы линии резонансного микроволнового поглощения от фактора заполнения и температуры. Показано, что ширина линии ЭПР в квантовых ямах GaAs/AlGaAs с большой электронной подвижностью может составлять 30 МГц, что соответствует времени спиновой релаксации двумерных электронов 10 нс. Экспериментальные данные по температурной зависимости ширины линии спинового резонанса при факторе заполнения 1 сравниваются с теоретическими результатами, полученными для различных механизмов спиновой релаксации. Показано, что доминирующим механизмом спиновой релаксации при факторе заполнения 1 и температурах 1.5–4 К является взаимное рассеяние спиновых экситонов.

Изучению спин-зависимых явлений в двумерных квантовых ямах посвящено множество работ. Повышенный интерес к данной тематике связан, прежде всего, с открывающейся перспективой разработки новых приборов, использующих манипуляцию спинами электронов и атомов. Электрон может находиться в двух спиновых состояниях, а это значит, что они самой природой предназначены для кодирования битов информации. Управление спиновыми состояниями электронов в перспективе позволит создавать сверхмалые логические элементы и массивы памяти с огромным быстродействием, малым энергопотреблением и большой информационной емкостью.

Электрон-электронное и зеемановское взаимодействия в двумерной электронной системе в сильном перпендикулярном магнитном поле при низких температурах приводят к богатому разнообразию явлений, связанных со спиновыми возбуждениями и магнитным упорядочением системы. В двумерных квантовых ямах движение электрона в направлении, перпендикулярном квантовой яме, заквантовано и представляет собой набор уровней размерного квантования. В перпендикулярном магнитном поле каждый уровень размерного квантования расщепляется на ряд уровней Ландау, каждый из которых, в свою очередь, расщеплен на два спиновых подуровня, отличающихся направлением спина электрона.

В экспериментах по изучению ЭПР [1–4] при поглощении микроволнового излучения происходит заброс электрона из основного спинового состояния в возбужденное. При этом на нижнем спиновом подуровне возникает дырка. Образовавшееся связанное

состояние электрона с перевернутым спином и дырки называется спиновым экситоном (или спиновой волной) [5]. Спиновой экситон является нейтральной частицей, которая может двигаться в двумерной плоскости, причем из-за силы Лоренца волновой вектор экситона непосредственно связан с расстоянием между электроном и дыркой:

$$k = \frac{r}{l_B^2},$$

где l_B – магнитная длина. Закон дисперсии спиновых волн при конечных волновых векторах k был вычислен в работе [5]. В полном соответствии с теоремой Лармора, дисперсия экситона начинается с зеемановской энергии при $k = 0$, растет квадратично при малых k и стремится к величине обменной энергии в пределе бесконечно больших волновых векторов. В транспортных измерениях нейтральные спиновые экситоны не дают никакого вклада, пока они образуют связанное состояние. Однако при больших импульсах электроны и дырки в экситоне разделяются силой Лоренца и становятся независимыми. Таким образом, в магнитотранспортных измерениях следует ожидать проявление энергии спинового расщепления, соответствующей пределу бесконечных волновых векторов, то есть обменной энергии. Именно такое поведение термоактивационной магнитопроводимости наблюдалось при факторе заполнения 1, что было интерпретировано в терминах гигантского усиления электронного g -фактора обменным взаимодействием [6]. В то же время, при поглощении микроволнового излучения в электронном парамагнитном резонансе возбуждаются спиновые экситоны с волновым вектором, близким к нулю, а это значит, что

¹⁾ e-mail: nefyodov@issp.ac.ru

исследование ЭПР дает значение неусиленного, одностороннего g -фактора [1]. При этом важно, что электрон-электронное взаимодействие может проявляться, например, в ширине линии ЭПР, поскольку, согласно теории, один из основных механизмов релаксации спина основан на межэкситонном рассеянии, вероятность которого определяется дисперсией спиновых экситонов, которая диктуется электронным взаимодействием. Таким образом, несмотря на то, что теорема Лармора запрещает наблюдать проявление электронного взаимодействия в положении линии ЭПР, ширина этого контура может содержать информацию о взаимодействии.

Эксперименты производились на дельта-легированных кремнием гетероструктурах $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ с направлением роста [001]. Характерная концентрация электронов составляла $1.2 \div 1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а подвижность при $T = 4.2 \text{ К}$ находилась в диапазоне от $1 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ до $7 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. На образцах была вытравлена меза в форме стандартного Холловского мостика с истоком, стоком и потенциометрическими полосками. Измерения проводились в диапазоне температур от 0.3 до 4.2 К, в магнитных полях до 12 Тл. Низкая концентрация электронов в одиночных и даже кратных квантовых ямах существенно затрудняет возможность прямого исследования поглощения системой микроволнового излучения [7]. Чувствительность стандартной методики детектирования ЭПР по изменению добротности микроволнового резонатора позволяет обнаружить ЭПР в системах с полным числом спинов $\sim 10^{10}$. В наших образцах полное число спинов в двумерной электронной системе составляло лишь 10^7 – 10^8 . Для детектирования ЭПР нами была выбрана методика, примененная в 1983 г. в [1]. Она основана на чрезвычайной чувствительности магнитосопротивления двумерной электронной системы к электронному парамагнитному резонансу, когда уровень Ферми находится между спин-расщепленными подуровнями заданного уровня Ландау. Поглощение микроволнового излучения при электронном парамагнитном резонансе детектировалось по изменению продольного сопротивления δR_{xx} . Для этого была собрана схема с двойным синхронным детектированием. Через образец, подключенный последовательно с резистором, пропускался переменный электрический ток ($f_I \approx 1.5 \text{ кГц}$) с $I_{rms} \approx 1 \text{ мкА}$. Микроволновое излучение генератора подавалось на образец с помощью коаксиальной линии, заканчивающейся петлевой антенной. Рядом с образцом и излучающей антенной была расположена приемная антенна. С помощью

дополнительной антенны и коаксиального детектора Шоттки контролировалась мощность излучения, падающего на образец. Типичное значение мощности не превышало 1 мВт. Микроволновое излучение амплитудно модулировалось синусоидальным сигналом на частоте $f_{mod} \approx 30 \text{ Гц}$. Глубина модуляции составляла 100%. Первый синхронный детектор был настроен на частоту модуляции тока f_I и измерял сигнал, пропорциональный R_{xx} . Сигнал R_{xx} содержал переменную составляющую с частотой f_{mod} , пропорциональную δR_{xx} . Вариация продольного сопротивления, δR_{xx} , извлекалась вторым синхронным детектором, настроенным на частоту f_{mod} . Для подавления отражений микроволнового излучения от дна вставки за образцом располагался поглотитель. Таким образом, измерения проводились в режиме распространяющейся волны. Для сравнения мы также провели измерения в схеме, где сопротивление R_{xx} измерялось на постоянном токе, а изменение сопротивления, δR_{xx} , детектировалось с помощью одного синхронного детектора, настроенного на частоту модуляции мощности СВЧ. Результаты обеих методик совпадали, однако схема с двойной модуляцией обеспечивала лучшее соотношение сигнал/шум. Обычно в наших экспериментах была зафиксирована частота падающего на образец микроволнового излучения и осуществлялся разворот магнитного поля.

Типичный вид зависимости изменения продольного магнетосопротивления под действием микроволнового излучения δR_{xx} от магнитного поля показан на рис.1 для структуры, имеющей концентрацию двумерных электронов $1.31 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Большая часть наблюдаемых особенностей отвечает осцилляциям Шубникова – де Гааза (показаны на рис.1а для температуры 1.5 К) и производной dR_{xx}/dT . Возникают они, по всей видимости, из-за чувствительности R_{xx} к температуре, которая незначительно повышается из-за нерезонансного поглощения микроволнового излучения. Сигнал ЭПР проявляется в виде очень узкой линии, которая при частоте микроволнового излучения 37 ГГц наблюдается в магнитном поле $\sim 6.7 \text{ Тл}$.

Парамагнитный резонанс двумерных электронов, отмеченный стрелкой на рис.1б, отвечает фактору заполнения 0.81, однако в наших экспериментах сигнал ЭПР можно было наблюдать практически при всех заполнениях, за исключением узкой окрестности четных целочисленных величин. На рис.2 показаны характерные резонансные контуры ЭПР, измеренные для различных частот микроволнового излучения вблизи целочисленного фактора заполнения 1 (диапа-

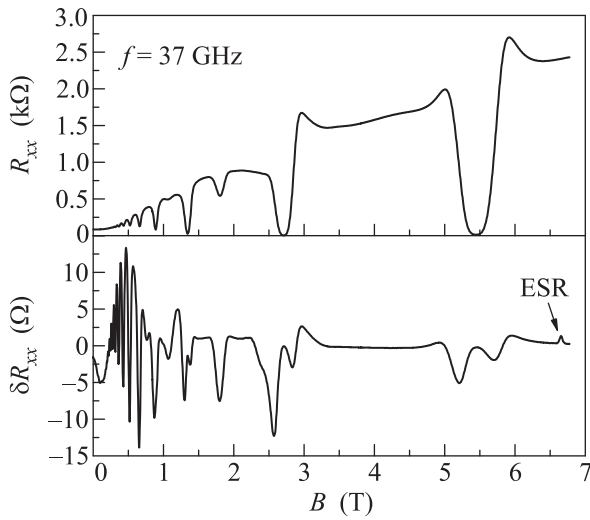


Рис.1. Типичная зависимость продольного магнитосопротивления R_{xx} (вверху) и его вариации δR_{xx} под воздействием СВЧ облучения (внизу). Положение линии ЭПР показано стрелкой. Концентрация электронов в образце равна $1.31 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

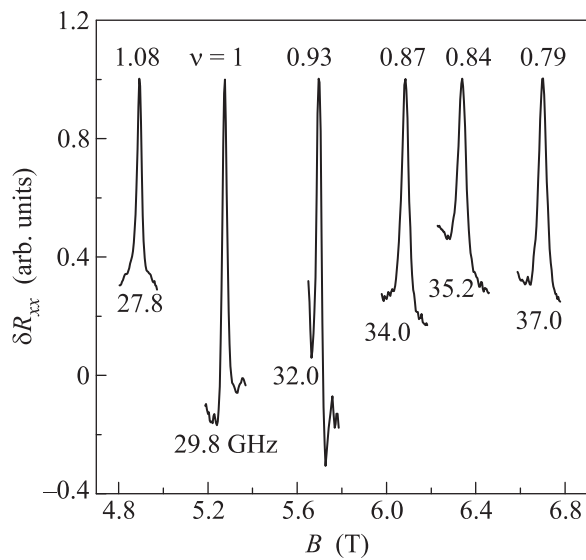


Рис.2. Примеры линий ЭПР, измеренных при различных частотах СВЧ. Концентрация электронов в образце $n = 1.28 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

зон изменения фактора заполнения – от 1.08 до 0.79). Видно, что для всех частот ЭПР измеряется с очень хорошим отношением сигнал/шум, при этом ширина контура изменяется при вариации частоты и фактора заполнения, оставаясь всегда достаточно узкой: добротность резонанса (отношение резонансной частоты поля к частотной полевой ширине линии) составляет величину, близкую к 300–600. Для более точного измерения ширины линии ЭПР мы исследовали как

развертку по магнитному полю при фиксированной частоте микроволнового излучения, так и развертку по частоте при фиксированном магнитном поле. Результаты таких измерений для фактора заполнения 0.927 представлены на рис.3а и b, соответственно. Из

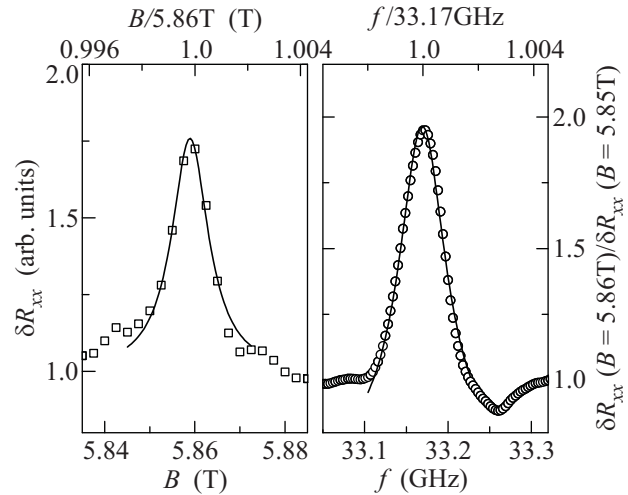


Рис.3. Сигнал ЭПР, полученный при развертке магнитного поля (слева) и частоты (справа)

сравнительного анализа следует, что параметр добротности, измеренный двумя способами, в обоих случаях близок к 700, а обратная полуширина контура ЭПР, измеренного при развертке по частоте, непосредственно дает время спиновой релаксации в системе двумерных электронов. Как следует из наших измерений, время спиновой релаксации оказывается очень длинным и при факторе заполнения 1 оно может достигать 10 нс. Следует отметить, что при изучении ЭПР в двумерной электронной системе зачастую становится существенным сверхтонкое взаимодействие спинов электронов и ядер, которое может приводить к значительному уширению контура ЭПР [3, 8]. Этот эффект проявляется при достаточно большой мощности микроволнового излучения и приводит к различию формы и положения линии электронного парамагнитного резонанса при разворачивании магнитного поля в сторону увеличения и уменьшения. Если мощность микроволнового излучения достаточно велика, то при прохождении ЭПР в сторону уменьшения магнитного поля линия ЭПР шире и сдвинута в меньшие магнитные поля. Этот эффект был успешно использован в [3] для измерения времени ядерной спиновой релаксации. Сдвиг линии электронного парамагнитного резонанса объясняется влиянием динамического ядерного намагничивания: спины электронов при электронном парамагнитном резонансе переворачиваются вдоль поля. Одним из

механизмов релаксации электронов является спиновое взаимодействие. Релаксируя, электроны переворачивают спины ядер, вызывая их неравновесную спиновую поляризацию и эффективное магнитное поле, действующее на электронные спины. В результате линия резонанса смещается в меньшие магнитные поля. Совпадение направлений разворота поля и сдвига линии ЭПР приводит к уширению контура резонанса. При большой мощности падающего на образец микроволнового излучения, когда скорости разворачивания магнитного поля и смещения линии ЭПР сравниваются, происходит полное размытие линии ЭПР. В наших экспериментах мы контролировали мощность падающего микроволнового излучения и уменьшали ее до таких уровней, при которых эффекты динамического ядерного намагничивания не проявлялись. Таким образом, в наших экспериментах можно было измерять время спиновой релаксации двумерных электронов и его зависимость от температуры при различных фиксированных значениях фактора заполнения.

В теоретической работе [9] были изучены температурные зависимости времени спиновой релаксации в системе двумерных электронов при факторе заполнения 1, которые вычислялись для трех главных механизмов рассеяния спиновых волн: (а) экситон-экситонное рассеяние, (б) рассеяние на фононах и (с) рассеяние на случайном потенциале. Одна из целей наших исследований заключалась в сравнении результатов эксперимента по температурной зависимости времени спиновой релаксации с теоретическими расчетами для выяснения доминирующего механизма спинового рассеяния. На рис.4 представлена экспериментальная зависимость времени спиновой релаксации от температуры, измеренная при фиксированном факторе заполнения 1. При этом время спиновой релаксации измерялось из ширины контура ЭПР, а отклонение фактора заполнения от единицы не превышало 0.2%. Для сравнения на этом же рисунке представлены результаты теоретических вычислений, полученных для механизма экситон-экситонного рассеяния, которые качественно согласуются с экспериментальными результатами. Скорости спиновой релаксации, вычисленные для двух других механизмов рассеяния, оказываются значительно меньше во всем диапазоне температур, который был исследован экспериментально, что позволяет сделать однозначный вывод о доминирующем механизме спиновой релаксации. Следует заметить, что, несмотря на обнаруженное соответствие экспериментальных и теоретических результатов, согласие трудно назвать хорошим, и главное, разногласие

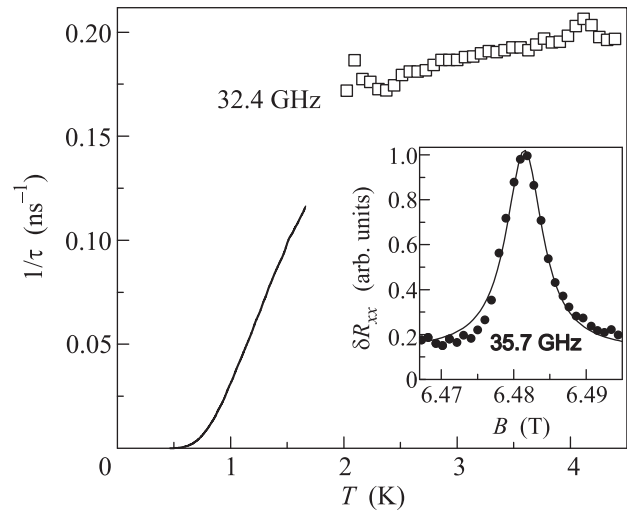


Рис.4. Экспериментальная (точки) и теоретическая (сплошная линия) зависимости обратного времени спиновой релаксации от температуры при факторе заполнения равном 1 ($n = 1.41 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$). На вставке показан пример контура ЭПР с шириной 6 мТ

заключается в существенно более резкой температурной зависимости, которую предсказывает теория по сравнению с тем, что наблюдается в эксперименте. Для того чтобы проявить причину обнаруженного несоответствия, мы исследовали температурные зависимости времени спиновой релаксации при факторах заполнения, отличающихся от 1. Оказалось, что даже при не очень значительном отклонении заполнения уровня Ландау от 1 характер температурной зависимости резко меняется и при этом вместо монотонного увеличения времени спиновой релаксации при понижении температуры, которое наблюдается при заполнении 1, возникают немонотонные зависимости, в которых проявляется уширение линии ЭПР при понижении температуры. На рис.5 показаны примеры таких зависимостей, измеренных при факторах заполнения 0.9 и 0.93. Обнаруженные немонотонные температурные зависимости времени спиновой релаксации, скорее всего, связаны с изменением дисперсии спиновых волн при отклонении от фактора заполнения 1, а также с возможным изменением спиновой поляризации электронной системы и появлением дополнительных коллективных мод спиновых возбуждений, рассеяние на которых и приводит к ускорению электронной спиновой релаксации. Для сравнения экспериментальных и теоретических результатов необходимы теоретические вычисления, выполненные для нецелочисленного фактора заполнения, в которых бы учитывались изменения как спектра спиновых волн, так и спиновой поляризации. В настоя-

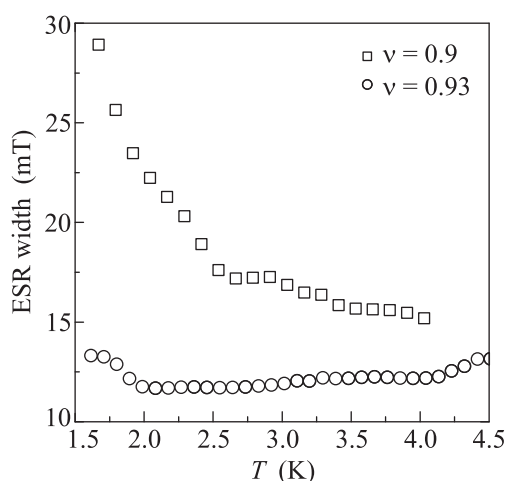


Рис.5. Экспериментальные зависимости ширины линии ЭПР от температуры, измеренные при факторах заполнения, отличных от 1

щее время нам не известны такие вычисления. Как следует из рис.5, при отклонении фактора заполнения от единицы может наблюдаться сильное anomalous падение времени спиновой релаксации. Это означает, что даже небольшая неоднородность электронной системы может привести к обнаруженному в эксперименте смягчению температурной зависимости времени спиновой релаксации (при факторе заполнения 1) по сравнению с теорией.

В данной работе методом электронного парамагнитного резонанса была экспериментально исследована спиновая релаксация двумерных электронов в гетероструктурах GaAs/Al_xGa_{1-x} с высокой электронной подвижностью. Показано, что ширина линии

ЭПР в таких структурах может составлять 30 МГц, что соответствует времени спиновой релаксации двумерных электронов – 10 нс. Показано, что доминирующим механизмом спиновой релаксации при факторе заполнения 1 и температурах 1.5–4 К является взаимное рассеяние спиновых экситонов. При отклонении фактора заполнения от единицы обнаружено anomalous падение времени спиновой релаксации с понижением температуры электронной системы. Для более полного сравнения эксперимента с теорией требуются отсутствующие на данный момент расчеты времени спиновой релаксации для нецелочисленного фактора заполнения.

Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

1. D. Stein, K. v.Klitzing, and G. Weimann, Phys. Rev. Lett. **51**, 130 (1983).
2. M. Dohers, K. von Klitzing, J. Schneider et al., Phys. Rev. Lett. **61**, 1650 (1988).
3. A. Berg, M. Dohers, P. R. Gerhardt, and K. von Klitzing, Phys. Rev. Lett. **64**, 2563 (1990).
4. M. Dohers, K. v.Klitzing, and G. Weimann, Phys. Rev. B **38**, 5453 (1988).
5. Ю.А. Бычков, С.В. Иорданский, Г.М. Элиашберг, Письма в ЖЭТФ **33**, 152 (1981).
6. T. Ando, A.B. Fowler, and F. Stern, Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982).
7. N. Nestle, G. Denninger, M. Vidal et al., Phys. Rev. B **56**, R4359 (1997).
8. E. Abrahams, Physica E **3**, 69 (1998).
9. S. Dickmann and S.L. Artyukhin, Письма в ЖЭТФ **89**, 153 (2008).