

Московский физико-технический институт
(государственный университет)
Факультет общей и прикладной физики
Кафедра физики твердого тела

Исследование спектров отражения и спектров релеевского
рассеяния в двумерных полупроводниковых
гетероструктурах

Дипломная работа на степень бакалавра
студента 922 группы
Левдика П.В.

Научный руководитель
д.ф.-м.н. Кулик Л.В.

Работа выполнена в ИФТТ РАН,
г. Черноголовка,
2013г.

Содержание

1	Литературный обзор	3
1.1	Свойства двумерного электронного газа в квантовых ямах GaAs/AlGaAs	3
1.2	Упругое рассеяние света двумерными электронами в сильном магнитном поле	5
1.3	Обзор экспериментальных результатов	8
2	Экспериментальная методика	12
2.1	Образцы	12
2.2	Схема экспериментальной установки	13
3	Экспериментальные результаты	15
	Список литературы	17

Введение

Исследование электронных систем пониженной размерности уже более трёх десятилетий является одним из основных направлений развития физики твердого тела. В таких системах существенно меняется большинство электронных свойств – возникает большое число новых, так называемых размерных эффектов. Квантово-размерные структуры обладают целой совокупностью уникальных свойств, весьма далеких от того, что можно наблюдать в системе обычных трехмерных электронов и дырок.

В настоящее время большой интерес в исследовании двумерных электронных систем (ДЭС) представляет явление спиновой релаксации. Существуют несколько различных методик исследования спиновой релаксации. На данный момент в лаборатории неравновесных электронных процессов ИФТТ РАН разработана методика наблюдения спиновой динамики путем оптических время-разрешенных исследований резонансного Рэлеевского рассеяния (РРР). В то же время эта методика имеет свои недостатки, выражающиеся главным образом в малости время-разрешенного сигнала РРР. Поэтому сформулирована задача использовать явление отражения света вместо РРР, так как интенсивность сигнала отражения на порядок величины выше, чем у Рэлеевского рассеяния. Но для обоснования правомерности новой методики требуется сравнить результаты измерения спиновой поляризации двумерных систем с помощью РРР и отражения.

1 Литературный обзор

1.1 Свойства двумерного электронного газа в квантовых ямах GaAs/AlGaAs

С уменьшением размерности твердого тела трансляционная симметрия в одном из пространственных направлений нарушается, что приводит к ряду интересных физических явлений. При определенных условиях движение электронов в одном из пространственных направлений становится квантованным, а электронная система становится эффективно двумерной.

Наиболее известными и широко применяемыми двумерными системами являются квантовые ямы на основе GaAs/AlGaAs, в которых, благодаря разнице в ширине запрещенной зоны двух полупроводниковых материалов, возникает потенциальный барьер, ограничивающий движение носителей заряда по нормали к границе раздела узкой потенциальной ямой. В результате энергетический спектр разбивается на совокупность подзон размерного квантования. При этом электронная система может считаться двумерной, если энергетические масштабы, связанные с поперечным квантованием, превышают все другие характерные энергии (энергию Ферми и энергию теплового движения).

Наиболее важным отличием двумерных систем от трехмерных является высокая подвижность электронов в квантовой яме, как следствие пространственного разделения легирующего слоя примесей и квантовой ямы, куда "сваливаются" электроны с доноров в барьере. Электроны в квантовой яме движутся в плоскости без рассеяния на ионизованных донорах.

Перейдем к рассмотрению вопроса об изменении спектра возбуждений квазидвумерных электронных систем в магнитном поле, для чего необходимо рассмотреть задачу о движении электрона в магнитном поле. В свободном пространстве на электрон, движущийся со скоростью \mathbf{v} в магнитном поле с напряженностью \mathbf{B} , действует сила Лоренца:

$$\mathbf{F} = -\frac{e}{c}[\mathbf{v}\mathbf{B}] \quad (1)$$

Сила \mathbf{F} перпендикулярна вектору скорости электрона и, следовательно, не меняет

его энергию. Электрон движется по спирали с постоянной составляющей скорости v_{\parallel} вдоль поля. Проекция его траектории на плоскость, перпендикулярную полю, является окружностью с ларморовским радиусом

$$R = \frac{m_0 v_{\perp} c}{e |\mathbf{B}|} \quad (2)$$

где m_0 – масса свободного электрона. Период обращения электрона $T = 2\pi R/v_{\perp} = 2\pi m_0 c/eB$, а круговая частота

$$\omega_c = \frac{2\pi}{T} = \frac{eB}{m_0 c} \quad (3)$$

называется циклотронной частотой.

Энергия свободного электрона в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, квантуется подобно энергии гармонического осциллятора с циклотронной частотой ω_c . При некоторых условиях такое квантование наблюдается и для электронов проводимости, имеющих энергию, близкую к энергии Ферми в кристалле, находящемся в сильном однородном магнитном поле. При этом для проявления квантового характера движения электронов в кристаллах необходимо, чтобы траектории, образованные пересечением поверхности Ферми плоскостью, перпендикулярной полю, были замкнуты, время обращения электронов по этим траекториям было значительно больше времени релаксации, и наконец, дискретность квантовых уровней должна превышать энергию среднего теплового движения.

Для квазидвумерных электронов в квантующем магнитном поле, перпендикулярном плоскости квантовой ямы энергия электрона выражается следующим образом

$$E_{KN\sigma} = E_K + E_N + g^* \mu_B B \sigma \quad (4)$$

Наличие внешнего магнитного поля B , направленного вдоль оси z , приводит к квантованию движения носителей в плоскости. Энергетический спектр носителей становится полностью дискретным:

$$E_N = \hbar \omega_c (N + 1/2) \quad (5)$$

$N = 0, 1, 2, \dots$ - орбитальное квантовое число. Плотность состояний такой системы представляет собой набор δ -функций, отстоящих друг от друга на циклотронную

энергию. Заполнение уровня электронами характеризуется фактором заполнения ν , определяемом как отношение концентрации электронов n_s к кратности вырождения уровня Ландау $1/2\pi l_B^2$ на единицу площади. В реальных двумерных системах взаимодействие со случайным потенциалом снимает вырождение, и уровни Ландау приобретают конечную ширину.

1.2 Упругое рассеяние света двумерными электронами в сильном магнитном поле

При резонансном Релеевском (упругом) рассеянии света (RRS) падающий на систему фотон упруго рассеивается во все стороны (сохраняется только энергия фотона, а направление импульса произвольно). При резонансе энергия фотона совпадает с энергией реального возбужденного состояния системы. Рассеяние - это двухфотонный процесс. Если изобразить диаграмму для амплитуды рассеяния в низшем порядке, это будет соответствовать поглощению фотона (ω, \mathbf{k}) твердым телом с рождением возбуждения в состоянии m , а затем аннигиляции этого возбуждения с испусканием фотона (ω, \mathbf{k}') . Если промежуточное состояние - свободный экситон (или без учета Кулоновского взаимодействия, пара электрон в зоне проводимости-дырка в валентной зоне), то согласно закону сохранения импульса возможно только рассеяние вперед. В двумерных системах помимо рассеяния вперед, возможно также отражение, так как не требуется сохранение импульса поперек двумерной системы. Для того, чтобы процесс рассеяния был возможен с изменением импульса, необходимо изменение состояния промежуточного экситона, например, при рассеянии на примесях, то есть процесс более высокого порядка. Для рассеяния на локализованных возбужденных состояниях импульс не обязан сохраняться. Единственное ограничение - сохранение модуля импульса, следующее из закона сохранения энергии. Следовательно, в низшем порядке теории возмущений упругое рассеяние света возможно только на локализованных состояниях. В квантовых ямах (двумерных электронных системах), в которых флуктуации ширины ямы приводят к латеральному конфинменту экситонов, RRS происходит в основном за счет рассеяния на локализованных состояниях.

Промежуточное возбуждение может быть реальным или виртуальным, в зави-

симости от энергии падающего света. Однако предположение о резонансе частоты лазера и частоты возбуждения позволяет пренебречь диаграммой с перекрещивающимися фотонными линиями. Вероятность рассеяния

$$W \sim |w|^4$$

где w - матричный элемент перехода электрона из зоны проводимости в валентную зону с образованием экситона или локализованного тем или иным способом состояния электрона и дырки. Взаимодействие электрона с полем электромагнитной волны описывается членом в гамильтониане

$$-\frac{e}{mc} \sum_j \mathbf{A}(\mathbf{r}_j, t) \mathbf{p}_j$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}_j, t) = \mathbf{A}_0 e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)}$$

Интегрирование ведется по всем валентным электронам. Для перехода с образованием свободного экситона с волновой функцией в приближении эффективной массы

$$\Psi(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = \psi(\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h) e^{i\mathbf{K}\mathbf{R}}$$

где \mathbf{K} и \mathbf{R} импульс и координата центра масс экситона, $\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h$ - координаты электрона и дырки (все вектора двумерны),

$$|w| \sim |\psi(0)| \delta(\mathbf{K} - \mathbf{k})$$

Для перехода с образованием локализованной электронно-дырочной пары с волновой функцией в приближении эффективной массы $\Psi(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h)$

$$|w| \sim \left| \int \Psi(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) \delta(\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h) d\mathbf{r}_e d\mathbf{r}_h \right|$$

Интегрирование по всему пространству сводится к интегрированию по области локализации. Для локализованных состояний, характеризующихся определенным значением полного момента (предполагается, что потенциал локализации сферически-симметричен), в рассеянии, как и в поглощении, в случае $kL \ll 1$ (L - размер области локализации) основной вклад дают пары с полным моментом $M = 0$. В сильном магнитном поле ($a_H \ll L$, a_H - магнитная длина) можно в качестве волновых функций

использовать волновые функции частиц в магнитном поле для аксиальной калибровки векторного потенциала с началом координат в центре области локализации. Для переходов, при которых электрон и дырка находятся на нулевом уровне Ландау, волновые функции пар с $M = 0$ ($M = m_e + m_h$, $m_e = -m_h = 0, 1, \dots, m$)

$$\Psi_{0,m}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = \psi_{0,m}(r_e)\psi_{0,-m}(r_h)$$

Волновые функции для вырожденных по энергии состояний электронов, находящихся на нижнем по энергии уровне Ландау с проекциями момента m на ось z , имеют вид

$$\psi_{0,m}(r, \varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}a_H} \left(\frac{r}{a_H}\right)^{|m|} e^{-im\varphi} e^{-\frac{r^2}{4a_H^2}}$$

Зависимости от магнитного поля для матричного элемента локализованного состояния нет, так как

$$\int \Psi_{0,m}(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h)\delta(\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h)d\mathbf{r}_e d\mathbf{r}_h = 1$$

Вероятность рассеяния для некоррелированных состояний с одинаковыми матричными элементами пропорциональна числу этих состояний. RRS полупроводниковой квантовой ямой с двумерным электронным газом плотности n в сильном магнитном поле имеет свои особенности, зависящие от магнитного поля. Для того, чтобы процесс рассеяния произошел, локализованные состояния должны быть свободны. Емкость уровня Ландау для электронов (или дырок)

$$N(H) = \frac{eH}{2\pi\hbar c}$$

включает как локализованные, так и не локализованные состояния. При факторе заполнения $\nu \leq 2$ для резонансного рассеяния (0-0), при котором электрон и дырка находятся на нулевом уровне Ландау, без учета спина вероятность RRS

$$W \sim N_{fl}(H) \leq (2N(H) - n) \sim (H - H_0)$$

$N_{fl}(H)$ - число свободных локализованных состояний. Равенство соответствует случаю, когда все свободные состояния локализованы, H_0 соответствует $\nu = 2$. Считается, что для уровня Ландау конечной ширины локализованные состояния находятся по краям, а делокализованные в центре. Поэтому можно ожидать, что с ростом магнитного поля вначале $N_{fl}(H)$ будет расти линейно, а затем в окрестности до и после

$\nu = 1$ будет почти константа, возможно, с дальнейшим ростом H) $N_{fl}(H)$ снова будет расти.

Если сравнивать процессы отражения и упругого рассеяния, то отражение происходит на делокализованных состояниях, поскольку при этом сохраняется импульс в плоскости. В силу направленности излучения, интенсивность этого процесса намного выше. При изотропном рассеянии на локализованных состояниях вклад рассеяния вперед ничтожно мал. При отражении состояние виртуального экситона не изменяется, и при его аннигиляции импульс сохраняется. Делокализованные состояния могут также давать вклад в рассеяние, но при этом экситон должен провзаимодействовать с электронами или неоднородностями системы. Это процесс более высокого порядка, однако при определенных условиях, например, когда доля локализованных состояний мала, он может давать заметный вклад.

1.3 Обзор экспериментальных результатов

Начнем с описание того, как именно реализована методика РРР для исследования спиновой поляризации([1]) и спиновой релаксации([2]). Первичными измерениями всегда являются спектры фотолюминесценции(ФЛ). По резким скачкам интенсивностей соответствующих линий на спектре ФЛ, соответствующих (2-0) и (1-0) электронно-дырочным переходам, определяются поля, при которых достигается полное заполнение электронами очередного уровня Ландау(рис. 1). Здесь, при обозначении переходов, первая цифра в круглых скобках означает электронный уровень Ландау, а вторая - дырочный уровень Ландау.

Рассмотрим РРР переходы, включающие электрон-дырочные состояния на нулевых уровнях Ландау(0-0)(рис. 2).

Пики энергий для линий РРР и ФЛ, соответствующих (0-0) переходу практически совпадают (Рис.2а). Основное различие появляется в их интенсивностях. Интегральная интенсивность линий ФЛ не претерпевает сильных изменений при изменении магнитного поля, так как она пропорциональна общему числу возбужденных электрон-дырочных пар (Рис.2б). Но в отличие от ФЛ, интенсивность РРР линий сильно коррелирует с электронным фактором заполнения. Поведение интенсивности РРР делится на 2 части: монотонный рост вследствие появления новых пустых мест

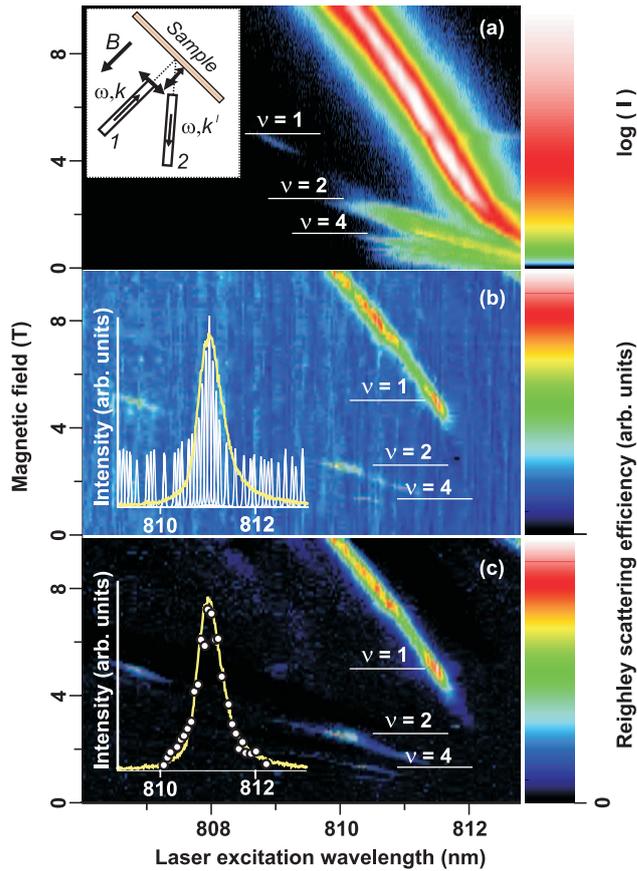


Рис. 1: (a) Зависимость логарифма интенсивности ФЛ для двумерной электронной системы в магнитном поле. На рисунке отмечены магнитные поля, соответствующие целочисленным факторам заполнения. На вкладке изображена идея экспериментальной установки. (b) Зависимость интенсивности РРР, измеренной в том же диапазоне длин волн и магнитных полей, что и на Рис.1а. Мощность титан-сапфирового лазера 10^{-2} Вт/см², время выдержки для снятия спектра РРР 0.1 s. На вкладке изображен пример измерений спектра РРР, проведенных при $\nu = 1$ (белые линии) вместе с соответствующим спектром ФЛ(желтая линия). (c)Картина разностного спектра РРР. На вкладке изображен пример измерений спектра РРР, проведенных при $\nu = 1$ (белые точки) вместе с соответствующим спектром ФЛ(желтая линия).

на нулевом уровне Ландау и более сложной осциллирующей части.

Уменьшение интенсивности РРР при отходе от фактора заполнения $\nu = 1$ сопровождается развитием дополнительной РРР линии с меньшей энергией. Последняя связана с переходом, в котором участвуют электроны на нижнем спиновом под-

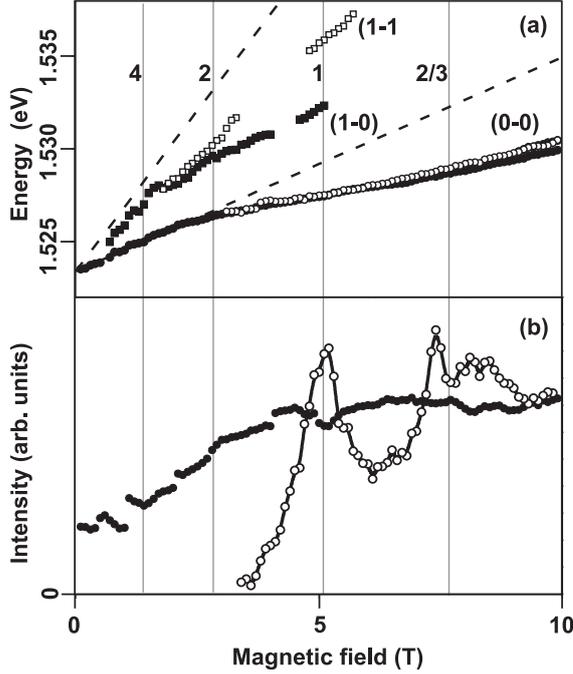


Рис. 2: (а) Пиковые энергии для линий ФЛ (черные точки) и РРР (белые точки), соответствующих (0-0), (1-0) и (1-1) электрон-дырочным переходам на Рис.1. Фактор заполнения для электронов отмечен вертикальными линиями. (б) Площади под линиями ФЛ (черные точки) и РРР (белые точки) для (0-0) перехода.

уровне. Эта линия появляется как при $\nu < 1$, так и при $\nu > 1$. Так как при $\nu > 1$ оба спиновых подуровня нулевого уровня Ландау заняты, то единственная причина для появления дополнительной РРР линии - это перераспределение электронов между двумя спиновыми подуровнями. Что самое важное никакой линии не наблюдается при $\nu = 1$, т.е. когда нижний спиновой подуровень Ландау для электронов полностью занят, а все другие электронные состояния свободны.

Из зависимостей интенсивности линий РРР можно найти спиновую поляризацию. Последняя в квантовом пределе(??) $\nu \leq 2$ определяется выражением $S_z = (\nu_\uparrow - \nu_\downarrow)/\nu$, где $\nu_\uparrow(\nu_\downarrow)$ - фактор заполнения электронов нулевого уровня Ландау со спином вверх(вниз). Площади под двумя линиями РРР линейно связаны с числом возможных незанятых состояний на нулевом уровне Ландау, $I_\uparrow = C f_\uparrow \bar{\nu}_\uparrow$ и $I_\downarrow = C f_\downarrow \bar{\nu}_\downarrow$, где f_\uparrow и f_\downarrow - силы осциллятора для соответствующих РРР переходов, а C - коэффициент пропорциональности. Учитывая очевидные соотношения $\nu_\uparrow + \nu_\downarrow = \nu$ и $1 - \bar{\nu}_\uparrow = \nu_\uparrow$

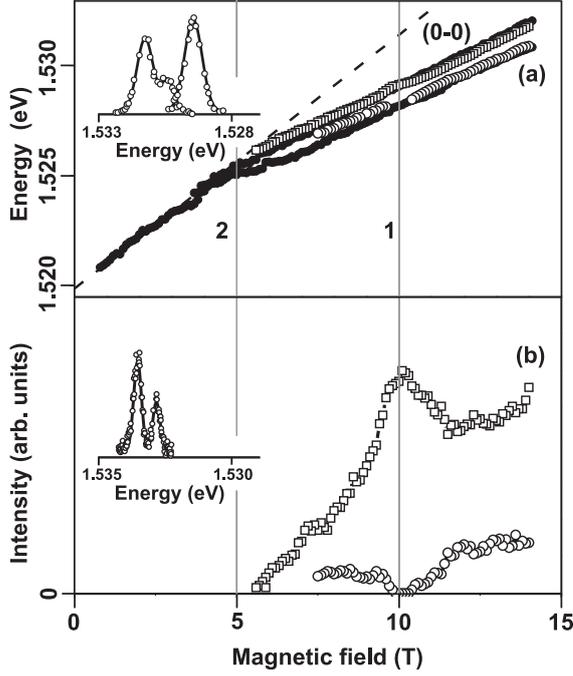


Рис. 3: (а) Энергетические пики для линий ФЛ (черные точки) и РРР (белые точки) для образца с электронной плотностью $2.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Электронные факторы заполнения отмечены вертикальными линиями. На вкладке изображены 2 РРР спектра, снятые при 10 ($\nu = 1$) и 13 Т ($\nu \approx 0.83$) (точки) с подгоночными гауссианами (линии). (б) Площади под линиями РРР для двух (0-0) оптических переходов, включающих тяжелые дырочные состояния $-3/2$ (кружки) и $3/2$ (квадраты). На вкладке изображен спектр РРР пустого образца, снятый при 13 Т. Величина площадей под линиями дает нам непосредственно меры величин $f_{\uparrow}/f_{\downarrow}$.

($1 - \bar{\nu}_{\downarrow} = \nu_{\downarrow}$) находим спиновую поляризацию

$$S_z = \frac{2 - \nu}{\nu} \cdot \frac{I_{\downarrow} f_{\uparrow} - I_{\uparrow} f_{\downarrow}}{I_{\downarrow} f_{\uparrow} + I_{\uparrow} f_{\downarrow}} \quad (6)$$

В нашем случае силы осцилляторов для РРР получены непосредственно из измерений РРР на пустом образце ($\bar{\nu}_{\uparrow} = \bar{\nu}_{\downarrow} = 1$), Рис.3б. На самом деле, нам не требуется знать абсолютные значения f_{\uparrow} и f_{\downarrow} для вычисления S_z , а достаточно всего лишь их отношения. В диапазоне магнитных полей 8-14 Т это отношение изменяется линейно от 2.2 до 1.8 (Рис.3). Имея в наличии отношение $f_{\uparrow}/f_{\downarrow}$ можно легко найти степень спиновой поляризации с помощью уравнения (1).

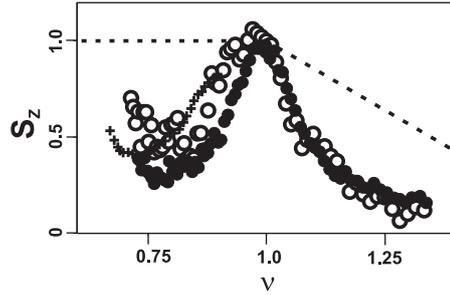


Рис. 4: Спиновая поляризация S_z , вычисленная с использованием экспериментальных данных Рис.3(белые точки). Черными точками и крестами изображены аналогичные зависимости, полученные с помощью других методик для сравнения. Пунктирные линии показывают степень спиновой поляризации для невзаимодействующих электронов.

2 Экспериментальная методика

2.1 Образцы

Измерения проводились на двух высококачественных гетероструктурах, содержащих одиночные GaAs/ $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ - квантовые ямы. Образование потенциальных ям связано с разрывом энергетических зон в области гетероперехода GaAs-AlGaAs (рис. 5). Комбинация двух таких гетеропереходов (тонкий слой GaAs между слоями AlGaAs) приводит к формированию узкой квантовой ямы, ограничивающей движение электронов в направлении, перпендикулярном гетерогранице. Непрерывный энергетический спектр электронов в этом направлении трансформируется в дискретный спектр размерного квантования, конкретный вид которого определяется формой и шириной потенциальной ямы. При этом движение электронов в плоскости квантовой ямы описывается блоховскими функциями свободных электронов в кристалле. Если энергетические масштабы, связанные с поперечным квантованием, превышают все другие характерные энергии (энергию Ферми и тепловую энергию) электронная система становится двумерной, а ее плотность состояний – константой, зависящей только от эффективной массы электронов.

Для создания двумерного электронного канала структуры селективно легируются – в AlGaAs барьере выращивается δ -слой доноров (атомов кремния), за счет ионизации которых в квантовой яме формируется квазидвумерный электронный газ

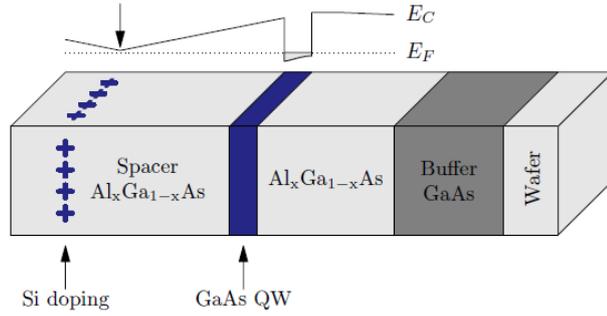


Рис. 5: Схематически показана последовательность слоев гетероструктуры. Сверху показан вид зоны проводимости и положение уровня Ферми. При $T = 0$ все состояния ниже энергии Ферми E_F заполнены.

определенной плотности. Отделением δ -слоя ионизованных доноров спейсером шириной $500\text{-}1000\text{\AA}$ можно добиться повышения подвижности электронного газа из-за уменьшения вероятности рассеяния электронов на заряженных примесях. Дальнейшее увеличение ширины спейсера приводит к уменьшению электронной концентрации, поэтому спейсеры шириной более 1000\AA обычно не применяются.

2.2 Схема экспериментальной установки

Для регистрации спектров отражения и спектров релеевского рассеяния света применялась двухсветоводная методика (рис. 6). Посредством первого световода осуществлялось оптическое возбуждение электронной системы, а второй световод служил для детектирования сигнала. Световоды и образец закрепляются во вставке, помещенной в криостат ^3He с вертикальной геометрией соленоида.

Измерения проводились при температуре $\sim 0.3\text{K}$ в условии откачки паров ^3He . Магнитное поле менялось в пределах от 0 до 14.5 Тл. В качестве спектрального прибора использовался монохроматор Monosres. Регистрация спектров производилась при помощи CCD камеры.

Для оптического фотовозбуждения системы использовался перестраиваемый TiSp лазер с энергией фотона, меньшей ширины запрещенной зоны AlGaAs, но большей ширины запрещенной зоны GaAs.

Для изменения электронной концентрации в исследуемых образцах применялся эффект фотообеднения: в условиях непрерывного фотовозбуждения с энергией

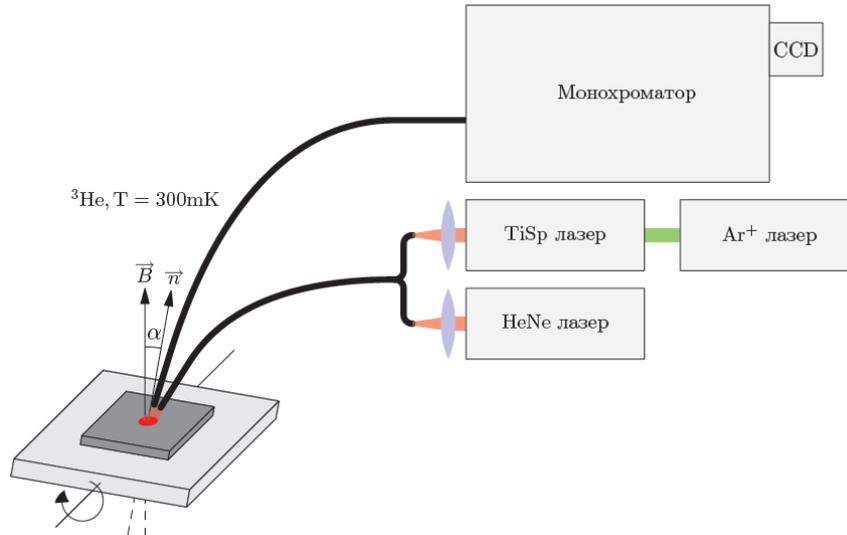


Рис. 6: Схема экспериментальной установки

фотонов, превышающей энергию запрещенной зоны барьера, происходит нейтрализация ионизированных доноров в барьере и уменьшается концентрация электронов в структурах. Диапазон изменения концентраций в электронном канале определяется, главным образом, концентрацией легирующей примеси в барьере. Источником управляющей засветки служил HeNe-лазер. Стационарное фотовозбуждение накачивающим TiSp-лазером не меняло концентрацию электронов во всем диапазоне плотностей мощности, использованных в эксперименте.

Исследовались два высококачественных образца AlGaAs/GaAs с одиночной квантовой ямой шириной 18 нм с электронной плотностью $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и нулевой.

В отличие от ФЛ, РРР и спектры отражения измеряются более сложным образом. Чтобы отрезать нежелательное рассеяние от поверхности образца, используются скрещенные поляризаторы перед накачивающим и собирающим световодами (схематично это изображено на вкладке Рис.1). Рассеянный от поверхности образца свет поляризован так же, как и возбуждающее лазерное излучение, в то время как образец переизлучает свет круговой поляризации и из разностных спектров определялась амплитуда РРР.

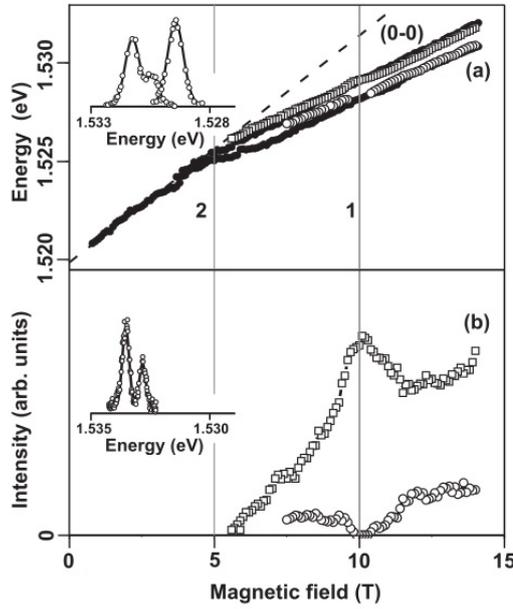
Для каждого значения магнитного поля и для каждого значения длины волны TiSp лазера измерялась интегральная интенсивность переизлученного света с и без обеднения концентрации электронов.

3 Экспериментальные результаты

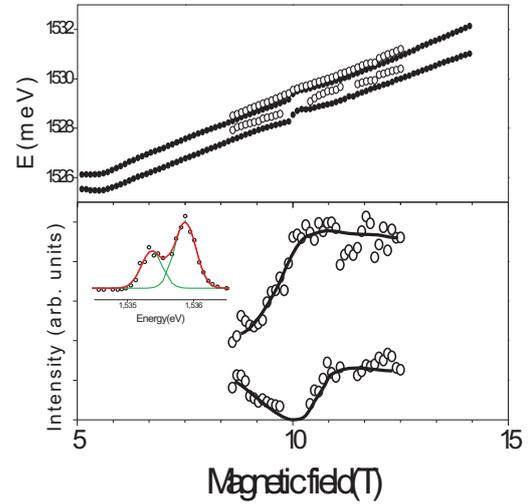
Целью измерений являлось построение зависимости спиновой поляризации S_z от фактора заполнения ν , полученной из спектров отражения и сравнение этой зависимости с аналогичной зависимостью S_z , полученной из спектров РРР. По результатам измерений, представленных на рис. 7, найдено отношение сил осцилляторов для двух переходов

$$f_1/f_2 \approx 1.55$$

Из полученной зависимости $I(H)$ с рис. 7 можно построить интересующую нас за-



7.1: спектры ФЛ и РРР



7.2: спектры ФЛ и отражения

Рис. 7: Сравнение полученных спектров отражения с аналогичными спектрами для РРР.

В верхней половине каждого рисунка изображена зависимость положений пиков от магнитного поля, а в нижней - зависимость интенсивности соответствующих линий. На вкладке рисунков изображены конкретные спектры РРР и отражения, для пустой ямы. Отношение площадей пиков дает нам отношение сил осцилляторов (вероятности рассеяния).

зависимость $S_z(\nu)$ с помощью предложенной ранее формулы

$$S_z = \frac{2 - \nu}{\nu} \cdot \frac{I_1 f_2 - I_2 f_1}{I_1 f_2 + I_2 f_1} \quad (7)$$

Результат построенной зависимости представлен на рис. 8. Таким образом, мы видим,

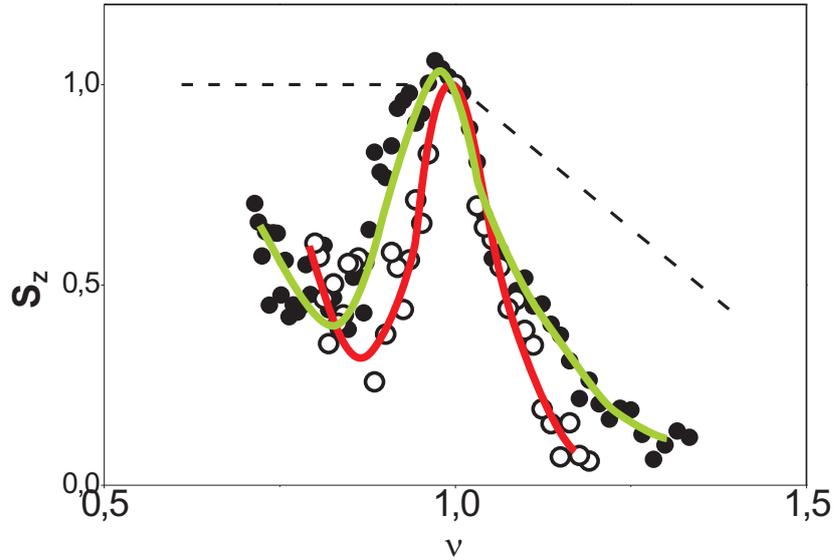


Рис. 8: Зависимость спиновой поляризации от фактора заполнения $S_z(\nu)$. Черными точками показана зависимость, построенная с помощью спектров РРР, а белыми - с помощью спектров отражения.

что для процесса отражения зависимость спиновой поляризации S_z от электронного фактора заполнения ν качественно совпадает с аналогичной зависимостью, построенной для РРР. По предположению, отличие в спиновых поляризациях возникает ввиду того, что в РРР вносят вклад только локализованные состояния, а отражение происходит на делокализованных. Это качественное сходство дает нам основания полагать, что спектры отражения для двумерной электронной системы можно с тем же успехом использовать в исследованиях двумерных неравновесных электронных систем, как и спектры РРР.

Заключение

В работе были проведены исследования спектров отражения и спектров резонансного рэлеевского рассеяния на двух высококачественных гетероструктурах, содержащих одиночные GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As - квантовые ямы в диапазоне магнитных полей 0-15 Т. По данным об интенсивностях линий построена зависимость спиновой поляризации S_z от электронного фактора заполнения ν и проведено сравнение с аналогичными исследованиями РРР на тех же структурах. Сделан вывод о схожести

этих зависимостей, что обосновывает применение явления рассеяния на гетероструктурах для исследования процессов релаксации в двумерных электронных системах.

Благодарности

С удовольствием выражаю благодарность моему научному руководителю Л.В. Кулику за выбор интересной темы для исследования и за всестороннюю поддержку, А.С. Журавлеву за хорошее руководство в проводимых совместно экспериментах, всему коллективу ЛНЭП ИФТТ РАН за теплое отношение и деловую атмосферу.

Список литературы

1. L. V. Kulik, K. Ovchinnikov, A. S. Zhuravlev, V. E. Bisti, I. V. Kukushkin, S. Schmult, and W. Dietsche, "Resonant Rayleigh scattering as a probe of spin polarization in a two-dimensional electron system", *Phys. Rev. B* **85**, 113403 (2012).
2. A.S.Zhuravlev, L.V.Kulik, S.Dickman, I.V.Kukushkin, "Ultra long times for spin relaxion in two-dimensional system"
3. V.I. Belitsky, A. Cantarero, S.T. Pavlov, M. Gurioli, F. Bogani, A. Vinattieri, and M. Colocci. *Phys. Rev. B* **52**, 16665 (1995).
4. N.Garro, L. Pugh, R.T. Phillips, V. Drouot, M.Y. Simmons, B. Kardynal, and D.A. Ritchie. *Phys. Rev. B* **55**, 13752 (1997).