

**И. В. КУКУШКИН, В. А. ВОЛКОВ**

**ДВУМЕРНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ  
ЖИДКОСТЬ  
В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

**Магнитоплазмы, магниторотоны,  
композитные фермионы**

Москва  
ФИЗМАТКНИГА  
2016

ББК 22.3  
К89  
УДК 538.9

**КУКУШКИН И. В., ВОЛКОВ В. А. Двумерная электронная жидкость в сильном магнитном поле. Магнитоплазмоны, магниторотоны, композитные фермионы.** — М.: Физматкнига, 2016. — 96 с. ISBN 978-5-89155-271-5.

Монография посвящена оригинальным исследованиям электронных возбуждений двумерной электронной жидкости, порожденных сильным взаимодействием электронов на уровнях Ландау. Экспериментально изучались резонансы в микроволновом поглощении высококачественных полупроводниковых гетероструктур на основе GaAs/AlGaAs, имеющих электронную подвижность, близкую к рекордной (до  $4 \cdot 10^7$  см<sup>2</sup>/(В · с)), и помещенных в сильное магнитное поле (до 18 Тл) при низких температурах (от 15 мК). Новые результаты получены благодаря комбинированному использованию таких экспериментальных методик, как спектроскопия поверхностных акустических волн, микроволновая спектроскопия и оптическая регистрация резонансов в системе. Основное внимание уделено свойствам нейтральных и заряженных коллективных возбуждений такой замагниченной электронной жидкости, в частности, в режиме целочисленного или дробного квантового режима Холла. Особый упор сделан на результатах экспериментальных исследований магнитоплазмонов, магниторотонов и композитных фермионов. Измерен закон дисперсии бернштейновских мод, обусловленных нелокальным взаимодействием классических плазмонов и гармоник циклотронного резонанса. Обсуждено влияние этих мод на микроволновый отклик системы. Экспериментально продемонстрировано, что в квазиклассическом магнитном поле концепция квазичастиц в двумерной ферми-жидкости сохраняется не только вблизи поверхности Ферми, но и глубоко под ней, вплоть до дна двумерной подзоны. Исследованы также свойства коллективных возбуждений анизотропного основного состояния системы двумерных электронов, так называемой «полосатой фазы», которая реализуется при низких температурах при полужидких факторах заполнения высоких уровней Ландау.



9 785897 552715

© Кукушкин И. В., Волков В. А., 2016  
© Физматкнига (оформление), 2016

# ОГЛАВЛЕНИЕ

РАЗДЕЛ 1	
<b>ВВЕДЕНИЕ</b> .....	<b>4</b>
РАЗДЕЛ 2	
<b>МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА</b> .....	<b>15</b>
2.1. Комбинированное возбуждение электронной системы микроволновым излучением и поверхностными акустическими волнами .....	15
2.2. Оптическая регистрация резонансного поглощения .....	19
2.3. Доказательство упругого характера рассеяния на поверх- ностных акустических волнах с помощью электронного спинового резонанса .....	25
РАЗДЕЛ 3	
<b>ДВУМЕРНЫЕ МАГНИТОПЛАЗМОНЫ И МАГНИТОРОТОНЫ</b> .....	<b>29</b>
3.1. Бернштейновские моды и ротонные особенности в спектрах квазиклассических двумерных магнитоплазмонов .....	29
РАЗДЕЛ 4	
<b>КОМПОЗИТНЫЕ ФЕРМИОНЫ И МАГНИТОРОТОНЫ В РЕЖИМЕ ДРОБНОГО КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА</b> .....	<b>42</b>
РАЗДЕЛ 5	
<b>ФЕРМИ-ЖИДКОСТНАЯ ПЕРЕНОРМИРОВКА СПЕКТРА КВАЗИЧАСТИЦ ГЛУБОКО ПОД УРОВНЕМ ФЕРМИ</b> .....	<b>60</b>
РАЗДЕЛ 6	
<b>КОЛЛЕКТИВНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПОЛОСАТОЙ ФАЗЫ ПРИ ПОЛУЦЕЛОМ ЗАПОЛНЕНИИ ВЫСОКИХ УРОВНЕЙ ЛАНДАУ</b> .....	<b>75</b>
РАЗДЕЛ 7	
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ</b> .....	<b>93</b>

## РАЗДЕЛ 1

---

### **ВВЕДЕНИЕ**

Транзисторы и интегральные схемы, полупроводниковые лазеры и СВЧ-генераторы, оптические усилители и солнечные батареи — эти и многие другие современные полупроводниковые приборы и устройства в своей работе используют особые свойства гетерограницы, разделяющей два полупроводника. Именно наличие гетеропереходов обеспечивает работу запоминающих устройств, обработку и передачу данных с высокой производительностью. Кроме того, изучение свойств двумерных ( $2D$ ) электронных систем, возникающих на гетерограницах, привело к открытию множества новых фундаментальных физических явлений, отмеченных по крайней мере шестью Нобелевскими премиями по физике.

Удивительно, но вдали от гетерограницы, в глубине материала, поведение электронов становится значительно менее интересным, поскольку исчезают грандиозные возможности по изменению основных параметров системы, таких как концентрация и подвижность носителей заряда. Более того, электроны в металлах и легированных полупроводниках движутся в кристаллической решетке в основном как независимые частицы, слабо взаимодействуя друг с другом и с решеткой. Напротив, вблизи гетерограницы, варьируя плотность электронной системы, можно значительно изменять силу межэлектронного взаимодействия. Это привело к открытию таких замечательных коллективных электронных яв-

лений, как целочисленный (ЦКЭХ) [1.1] и дробный (ДКЭХ) [1.2] квантовый эффект Холла, вигнеровская кристаллизация, бозе-конденсация (в полупроводниковых гетероструктурах), колоссальное магнитосопротивление (в металлических гетероструктурах), а также высокотемпературная сверхпроводимость (в оксидах). Все эти нетривиальные явления объединены одним общим свойством — они возникают исключительно благодаря эффектам межэлектронного взаимодействия.

Речь, в частности, идет об открытии новых типов основного состояния  $2D$  системы сильно взаимодействующих электронов в квантующем магнитном поле — жидкости Лафлина [1.3], коллективных электронных состояний типа волны зарядовой плотности с сильно анизотропными свойствами [1.4–1.6] и загадочного (возможно, неабелевого) состояния, возникающего при факторе заполнения уровнями Ландау, равном  $5/2$  [1.7, 1.8]. Появились и новые теоретические концепции, сильно облегчившие понимание физики в режиме ДКЭХ. Так, для объяснения большого количества экспериментальных данных стали привлекать концепцию композитных фермионов (КФ), гипотетических частиц, состоящих из электрона и четного числа квантов магнитного потока [1.9–1.11]. Согласно этой плодотворной концепции ДКЭХ для системы сильно взаимодействующих электронов сводится к ЦКЭХ для системы слабо взаимодействующих КФ. В последнее время стали исследоваться многоэлектронные эффекты в режиме КЭХ в предельно двумерной системе — графене, который потенциально богат с точки зрения фундаментальной физики [1.12–1.14]. Подчеркнем, что здесь и везде в этой книге термин «двумерный» является жаргонным, хотя и широко распространен-

ным среди специалистов. Дело в том, что строго двумерным является лишь классическое движение электронов в плоскости, но электромагнитные поля взаимодействующих электронов всегда трехмерны.

Настоящая монография главным образом посвящена свойствам коллективных возбуждений (нейтральных и заряженных)  $2D$  электронной системы в сильных магнитных полях (в основном в режиме ДКЭХ). Особый упор сделан на обобщении оригинальных результатов экспериментальных исследований магнитоотонных особенностей в спектрах коллективных возбуждений. Понятно, что по мере улучшения качества образцов на эксперименте должны проявляться всё новые количественные детали спектра известных нейтральных возбуждений, например, магнитоплазмонных и спиновых экситонов. Но в настоящей монографии основное внимание уделено качественно новым результатам, полученным благодаря использованию таких экспериментальных методов, как спектроскопия поверхностных акустических волн, микроволновая спектроскопия и оптическая регистрация резонансов в системе. Эти методики описаны в разделе 2.

Как известно, спектр нейтральных возбуждений любой системы определяет ее термодинамические свойства, по крайней мере, при достаточно низких температурах. Это определяет принципиальную важность исследования коллективных возбуждений. Так, для понимания вышеупомянутых явлений необходимы прямые измерения энергетического спектра системы взаимодействующих  $2D$  электронов. Известно, что дисперсия коллективных возбуждений определяется межэлектронным взаимодействием. Его длинноволновая часть, которая описывается приближением типа самосогласованного (сред-

него) поля (при квантовом подходе — приближением хаотических фаз), дает, к примеру, спектр классических плазмонов и магнитоплазмонов. Наиболее интересна корреляционная часть межэлектронного взаимодействия, которая доминирует на длинах волн, сравнимых с характерным расстоянием между электронами. Именно это коротковолновое электрон-электронное взаимодействие определяет дисперсию волн спиновой плотности в режиме КЭХ, магниторотонную щель в ДКЭХ-состояниях, спектр магнитофононов в вигнеровском кристалле и дисперсию КФ.

Стандартные методы ИК-спектроскопии, излучательной рекомбинации  $2D$  электронов с фотовозбужденными свободными дырками позволяют получить информацию о дисперсии возбуждений лишь в длинноволновой области спектра, где отсутствует информация о корреляционном взаимодействии. Поэтому использование спектроскопии поверхностных акустических волн (ПАВ), которая позволяет проводить измерения с импульсом передачи вплоть до  $10^6 \text{ см}^{-1}$ , дает возможность исследовать проявление электронных корреляций в законе дисперсии коллективных возбуждений. Периодическое в пространстве возмущение электронной плотности, наведенное ПАВ, позволяет исследовать электронные переходы с большими импульсами. В таких процессах величина изменения импульса, определяемая длиной волны ПАВ, может быть сопоставима с обратным межэлектронным расстоянием.

В разделах 3 и 4 изложены результаты измерений дисперсии коллективных возбуждений и КФ, полученные с помощью комбинированного применения методов микроволновой спектроскопии и спектроскопии ПАВ, а также метода оптического детектиро-

вания. Комбинированная методика, детали которой изложены в разделе 2, ранее никем не применялась. Она открывает уникальные возможности для экспериментальных исследований. Так, с ее помощью впервые удалось обнаружить ротоноподобные возбуждения в КЭХ-состояниях.

Напомним, что ротонны — уникальные нейтральные возбуждения, впервые введенные в физику конденсированного состояния Л. Д. Ландау [1.15] для объяснения загадочных свойств квантовой жидкости He-II [1.16]. В 1941 г. Ландау предположил, что спектр нейтральных возбуждений He-II кроме фоновой составляющей, реализующейся при малых волновых векторах, содержит также ротонный минимум при больших волновых векторах (см. рис. 1.1).

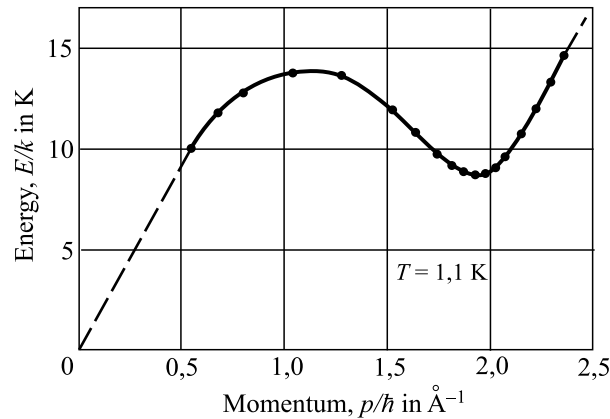


Рис. 1.1. Дисперсия коллективных возбуждений в сверхтекучем гелии при температуре 1,1 К. Первое измерение ротонного минимума, выполненное в работе [1.17] методом рассеяния нейтронов

Этот минимум отделен от основного состояния энергетической щелью. Ротонные возбуждения (ро-



тоны) вблизи минимума имеют квадратичную дисперсию и могут быть поэтому охарактеризованы хорошо определенной эффективной массой [1.16]. С помощью этого спектра Ландау удалось объяснить температурную зависимость теплоемкости сверхтекучего He-II. И лишь через 18 лет, когда ротонны в квантовой жидкости He-II удалось измерить прямым методом с помощью нейтронного рассеяния [1.17], блестящая теоретическая идея была подтверждена экспериментально.

Другим примером сильнокоррелированной системы, в которой ротоноподобные возбуждения должны играть важную роль, являются  $2D$  электронные системы в режимах ЦКЭХ и ДКЭХ. В этих случаях возникновение ротонов (точнее, магниторотонов) обусловлено межэлектронным кулоновским взаимодействием. Более того, теория [1.18] предсказывает появление множества ротонных минимумов в зависимости от заполнения уровней Ландау.

Магниторотоны особенно важны в ДКЭХ-состояниях, так как они, являясь низкоэнергетическими возбуждениями, должны определять низкотемпературную термодинамику системы. Теория [1.19] предсказывает, что спектр нейтральных возбуждений в режиме ДКЭХ имеет конечную энергетическую щель при малых волновых векторах и ротонный минимум при конечных волновых векторах, сравнимых с обратной магнитной длиной.

Магниторотоны предсказаны много лет назад и относятся к наиболее ярким проявлениям корреляционных эффектов. Эксперименты по их обнаружению и исследованию до последнего времени отсутствовали, если не считать изолированных данных, указывающих на существование ротонных минимумов [1.20–1.22]. Сложность экспериментальной

задачи связана с необходимостью разработки методики, позволяющей осуществить передачу системе больших волновых векторов (порядка  $10^6 \text{ см}^{-1}$ ).

С помощью вышеупомянутой оригинальной методики (комбинированного применения методов микроволновой спектроскопии и спектроскопии ПАВ) были выполнены [1.23–1.24] первые прямые измерения закона дисперсии нейтральных возбуждений в режимах ЦКЭХ (раздел 3) и ДКЭХ (раздел 4). В обоих режимах обнаружено несколько ротонных минимумов, для которых измерены значения ротонных щелей и масс.

Детально промерен закон дисперсии бернштейновских мод, обусловленных нелокальным взаимодействием классических магнитоплазмонов и гармоник циклотронного резонанса. Обсуждено влияние этих мод на микроволновый отклик системы (раздел 3).

Еще одно применение указанной методики связано со спектроскопией КФ. Ряд теорий ДКЭХ основан, как указано выше, на существовании таких необычных заряженных квазичастиц, которые не являются ни бозонами, ни фермионами, а подчиняются промежуточной (дробной) квантовой статистике. Концепция композитных частиц является очень мощной и успешно применялась в физике твердого тела для объяснения ряда коллективных квантовых явлений. Для иллюстрации достаточно вспомнить наиболее успешную теорию прошлого столетия — теорию сверхпроводимости Бардина–Купера–Шриффера, которая объясняет сверхпроводимость на языке бозе-эйнштейновской конденсации композитных частиц — куперовских пар.

Более свежий пример успешного применения идеи композитных частиц в физике конденсирован-

ного состояния — теория КФ в системе с ДКЭХ. Содержащиеся в КФ кванты потока (по паре на каждый электрон) компенсируют внешнее магнитное поле, так что при полуцелом факторе заполнения можно считать, что система КФ находится в нулевом среднем магнитном поле и характеризуется фермиевским импульсом и фермиевской энергией. Отклонение фактора заполнения от  $1/2$  приводит к появлению эффективного магнитного поля и к квантованию спектра КФ типа квантования Ландау. ДКЭХ и является проявлением квантования спектра КФ.

В последние несколько лет в различных экспериментах была не только подтверждена правильность этой концепции, но и была продемонстрирована квазиклассическая природа этих квазичастиц. Одним из наиболее фундаментальных следствий теории КФ было предсказание значительного утяжеления массы композитных частиц по сравнению с массой электронов в полупроводнике (для типичных концентраций  $2D$  электронов масса композитных фермионов увеличивалась в 10–20 раз). При этом масса КФ определяется исключительно межэлектронным взаимодействием. Несмотря на исключительную важность измерения этой массы, вплоть до настоящего времени она не была измерена прямым методом.

Хорошо известно, что наиболее прямым методом измерения массы носителей заряда являются исследования циклотронного резонанса. Однако согласно теореме Кона в измерениях циклотронного резонанса невозможно наблюдать проявление эффектов межэлектронного взаимодействия, и поэтому эта теорема, справедливая только в однородной системе с параболическим законом дисперсии невзаимодействующих электронов, запрещает измерение циклотронной массы КФ. Наиболее элегантный способ

преодоления запрета теоремы Кона состоит в создании периодической модуляции электронной плотности и изучении циклотронных переходов на конечных импульсах, определяемых обратным периодом наведенной решетки. Периодическая в пространстве модуляция электронной плотности создавалась с помощью ПАВ с различными длинами волн, что позволило также исследовать зависимости резонансных частот возбуждений от импульса. Для увеличения чувствительности методики регистрации циклотронного резонанса применялся новый метод оптического детектирования, который основан на высокой чувствительности спектра люминесценции к разогреву электронной системы. Как показано, метод оптического детектирования обеспечивает регистрацию электронного циклотронного резонанса вплоть до мощностей микроволнового излучения, меньших 1 нВт. Результаты исследования изложены в разделе 4.

В разделе 5 экспериментально исследовано влияние сильного магнитного поля в  $2D$  электронной жидкости на применимость теории ферми-жидкости Ландау. Продемонстрировано, что в квазиклассическом магнитном поле концепция квазичастиц в двумерной ферми-жидкости сохраняется не только вблизи поверхности Ферми, как в трехмерной ферми-жидкости без магнитного поля, но и глубоко под ней, вплоть до дна двумерной подзоны.

В разделе 6 сообщается о результатах спектроскопических измерений коллективных возбуждений нового коллективного состояния системы двумерных электронов, так называемой «полосатой фазы». Эта фаза образуется при низких температурах при полных факторах заполнения высоких уровней Лан-

да и проявляет сильно анизотропные транспортные свойства.

Наконец, в разделе 7 приведена сводка полученных результатов.

Авторы благодарят Е. Н. Морозову, добросовестно выполнившую основную техническую работу по подготовке рукописи.

Работа поддержана грантом № 14-12-00693 Российского научного фонда.

#### ЛИТЕРАТУРА К РАЗДЕЛУ 1

- 1.1. *Von Klitzing K., Dorda G., Pepper M.* Phys. Rev. Lett. **45**, 494 (1980).
- 1.2. *Tsui D. C., Störmer H. L., Gossard A. G.* Phys. Rev. Lett. **48**, 1559 (1982).
- 1.3. *Laughlin R. B.* Phys. Rev. Lett. **50**, 1395 (1983).
- 1.4. *Lilly M. P., Cooper K. B., Eisenstein J. P., Pfeiffer L. N., West K. W.* Phys. Rev. Lett. **82**, 394 (1999).
- 1.5. *Koulakov A. A., Fogler M. M., Shklovskii B. I.* Phys. Rev. Lett. **76**, 499 (1996).
- 1.6. *Kukushkin I. V., Umansky V., Von Klitzing K., Smet J. H.* Phys. Rev. Lett. **106**, 206804 (2011).
- 1.7. *Willett R., Eisenstein J. P., Störmer H. L., Tsui D. C., Gossard A. C., English J. H.* Phys. Rev. Lett. **59**, 1776 (1987).
- 1.8. *Scarola V. W., Park K., Jain J. K.* Nature **406**, 863–865 (2000).
- 1.9. *Jain J. K.* Phys. Rev. Lett. **63**, 199 (1989);
- 1.10. *Jain J. K.* Adv. Phys. **41**, 105 (1992).
- 1.11. *Halperin B. I., Lee P. A., Read N.* Phys. Rev. B **47**, 7312 (1993).
- 1.12. *Novoselov K. S., Geim A. K., Morozov S. V., Jiang D., Katsnelson M. I., Grigorieva I. V., Dubonos S. V., Firsov A. A.* Nature **438**, 197 (2005).
- 1.13. *Bolotin K. I., Ghahari F., Shulman M. D., Störmer H. L., Kim P.* Nature **462**, 196 (2009).
- 1.14. *Ghahari F., Zhao Y., Cadden-Zimansky P., Bolotin K., Kim P.* Phys. Rev. Lett. **106**, 046801 (2011).
- 1.15. *Landau L.* Phys. Rev. **60**, 356 (1941).

- 1.16. *Kapitza P. L.* Phys. Rev. **60**, 354 (1941).
- 1.17. *Yarnell J. L., Arnold G. P., Bendt P. J., Kerr E. C.* Phys. Rev. **113**, 1379 (1959).
- 1.18. *Kallin C., Halperin B. I.* Phys. Rev. B **30**, 5655 (1984).
- 1.19. *Girvin S. M., MacDonald A. H., Platzman P. M.* Phys. Rev. Lett. **54**, 581 (1985).
- 1.20. *Pinczuk A., Dennis B. S., Pfeiffer L. N., West K.* Phys. Rev. Lett. **70**, 3983 (1993).
- 1.21. *Pinczuk A., Sohn L. L., Dennis B. S., Pfeiffer L. N., West K. W.* Bull. Am. Phys. Soc. **40**, 515 (1995).
- 1.22. *Zeitler U., Devitt A. M., Digby J. E., Mellor C. J., Kent A. J., Benedict K. A., Cheng T.* Phys. Rev. Lett. **82**, 5333 (1999).
- 1.23. *Kukushkin I. V., Smet J. H., Hoppel L., Waizmann U., Riek M., Wegscheider W., von Klitzing K.* Appl. Phys. Lett. **85**, 4526 (2004).
- 1.24. *Kukushkin I. V., Smet J. H., Schuh D., Wegscheider W., von Klitzing K.* Phys. Rev. Lett. **98**, 066403 (2007).

---

**МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА**

**2.1. Комбинированное возбуждение электронной системы микроволновым излучением и поверхностными акустическими волнами**

Известно, что теорема Кона подавляет (в идеале, полностью) проявления эффектов межэлектронного взаимодействия в трансляционно-инвариантных системах с параболическим законом дисперсии невзаимодействующих электронов. Как следствие, она запрещает наблюдение в таких системах (а именно к ним относятся изучаемые здесь совершенные образцы на основе гетероструктур GaAs–AlGaAs) оптических переходов с передачей нулевого импульса. Тем не менее, существует способ преодоления этой проблемы, которая состоит в создании слабой периодической модуляции плотности, чтобы нарушить трансляционную инвариантность. В этом случае можно наблюдать оптические переходы с ненулевым волновым вектором, обратно пропорциональным периоду модуляции. Периодическая металлическая решетка («грейтинг»), параллельная плоскости  $2D$  электронной системы, может быть использована для измерения вклада межэлектронного взаимодействия в циклотронный резонанс и измерения дисперсии магнитоплазмона [2.1]. Другим способом нарушить запрет, создаваемый теоремой Кона, является метод поверхностных акустических волн (ПАВ).

ПАВ, распространяющаяся вдоль поверхности пьезоэлектрика, каким является GaAs, сопровождается квазиэлектростатическим полем волны и, следовательно, может рассматриваться как слабый периодический потенциал, наложенный на электронную систему и медленно (со скоростью звука) смещающийся вдоль нее. Впервые способ создания сверхрешеточного потенциала для электронов с помощью акустической волны был предложен в работе [2.2]. Если используются два когерентных источника ПАВ, то можно наблюдать также и стоячую волну ПАВ. Этот метод имеет ряд преимуществ по сравнению с методом металлической решетки:

а) является неразрушающим, поскольку приемник расположен достаточно далеко от области активных  $2D$  электронов;

б) амплитуда модуляции в этой схеме является параметром, зависящим от приложенной мощности ПАВ;

в) металлическая решетка в активной области может поглощать электромагнитную энергию возбуждений и уменьшать сигнал;

г) период модуляции определяется длиной волны ПАВ и, вообще говоря, может быть очень маленьким. Метод металлической решетки ограничен реально достижимыми периодами модуляции и не может обеспечить передачу волновых векторов, больших  $k = 10^5 \text{ см}^{-1}$ .

Кроме того, как известно из существующих теорий, максимум энергии коллективных возбуждений в двумерных системах определяется межэлектронным взаимодействием на длинах, сравнимых с межчастичными расстояниями. Это означает, что наиболее интересный интервал волновых векторов



$k > 10^6 \text{ см}^{-1}$  недостижим в экспериментах с металлической решеткой.

Опишем основы методики одновременного возбуждения электронной системы микроволновым излучением и поверхностными акустическими волнами. Начнем со схемы генерации ПАВ в пьезоэлектрической полупроводниковой гетероструктуре GaAs/AlGaAs.

На рис. 2.1 показана схема генерации ПАВ, распространяющихся по поверхности гетероструктуры GaAs/AlGaAs. Для резонансного возбуждения ПАВ

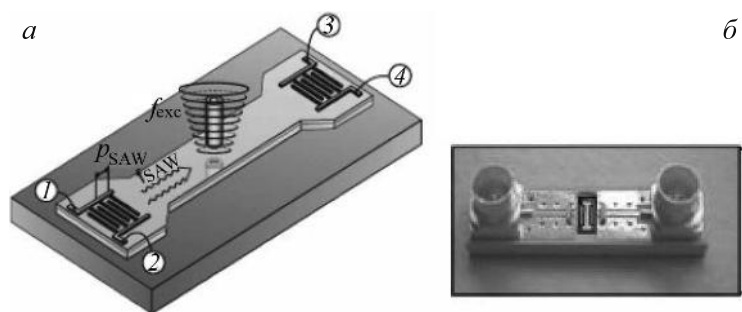


Рис. 2.1. Схема генерации поверхностных акустических волн и оптического детектирования резонансного поглощения электромагнитного излучения

использовались встречно-штырьевые преобразователи (ВШП), которые были изготовлены с помощью электронной литографии. Характерная ширина полоски преобразователя составляла  $30 \div 50 \text{ нм}$  при длине 100 микрон и числе полосок в преобразователе, равном 100. Эти преобразователи показаны на рис. 2.1а; они находятся на двух противоположных сторонах образца. Один из ВШП используется для запуска через образец поверхностной акустической волны на резонансной частоте  $f_{\text{SAW}}$ . Образец рас-

полагается в углублении микроволновой монтажной схемы, изображенной на рис. 2.1б. Сама монтажная схема погружена в рабочую смесь криостата растворения с верхней загрузкой, оснащенного сверхпроводящим магнитом на 17 Тл. Монтажная схема содержит два одинаковых копланарных волновода с коаксиальным подключением с одной стороны и 50-омным выводом вблизи углубления с образцом. Рабочий сигнал подается на преобразователь по коаксиальной линии от настраиваемого твердотельного источника с регулируемой выходной мощностью порядка  $1 \div 10$  мкВт. Полужесткий коаксиальный кабель подключен к одному из копланарных волноводов. Центральная жила волновода накоротко замкнута на первый электрод преобразователя, в то время как заземляющие электроды закорочены на второй электрод преобразователя (на рис. 2.1а электроды обозначены цифрами 1 и 2). Используя описанные преобразователи, можно было генерировать ПАВ в диапазоне частот  $10 \div 50$  ГГц, что отвечает достаточно большим волновым векторам, передаваемым в электронную систему, достигающим величины  $10^6$  см<sup>-1</sup>.

Второй высокочастотный источник отвечает за резонансное поглощение электромагнитного излучения на частоте  $f_{\text{exc}}$ . Такой процесс схематически показан на рис. 2.1а в центральной части образца. Излучение может взаимодействовать с электронным возбуждением, обладающим ненулевым волновым вектором, определяемым ПАВ, распространяющейся через образец. Этот высокочастотный сигнал подается в криостат по второму полужесткому коаксиальному кабелю, который подключен ко второму копланарному волноводу. Центральная жила копланарного волновода накоротко соединена с одним из

электронов оставшегося передатчика (электрод 4), в то время как электроды заземления копланарного волновода имеют общую землю с электродом 1 передатчика, отвечающего за генерацию ПАВ. Таким образом, электроды 1 и 4 представляют собой дипольную антенну, которая облучает активную область образца. Частоту  $f_{\text{exc}}$  можно было разворачивать непрерывно. Увеличенное ослабление в коаксиальном кабеле на более высоких частотах легко компенсировать таким образом, чтобы мощность падающего на образец излучения оставалось примерно постоянной.

Опишем теперь применяемый нами способ детектирования электронных возбуждений.

## 2.2. Оптическая регистрация резонансного поглощения

Важной частью нашей исследовательской методики является метод оптической регистрации резонансного поглощения. Идея метода такова. Когда энергия  $f_{\text{exc}}$  падающего фотона равна энергии исследуемого возбуждения с волновым вектором  $k_{\text{SAW}}$ , излучение поглощается, что приводит к разогреву двумерной электронной системы. Результатом увеличения температуры электронов является перераспределение носителей заряда по энергии. Это перераспределение оставляет четкий след в спектре люминесценции. Лучше всего детектировать этот след с помощью построения дифференциального спектра из спектров, полученных в отсутствие и при наличии излучения  $f_{\text{exc}}$ . Интегрирование абсолютного значения дифференциального спектра на всем спектральном диапазоне дает число, которое является мерой силы поглощения. Данные люминесценции записыв-

ваются с помощью ССD-камеры, спектрометра и лазера. Луч лазера попадает на образец по кварцевому световоду, и тот же самый световод собирает свет, испущенный образцом.

Разработанная комбинированная экспериментальная методика позволяет изучать дисперсию коллективных возбуждений для очень больших волновых векторов, сравнимых с обратным межэлектронным расстоянием. Для достижения столь короткой периодической модуляции необходимо использовать ПАВ с частотой более 20 ГГц. Хорошо известна проблема изготовления встречно-штыревого преобразователя с таким маленьким периодом, рассчитанным на сверхвысококачественные ПАВ (типичная ширина штыря около 30 нм при длине 0,1 мм). Еще более сложная задача — обнаружить эти волны. Обычный метод, основанный на паре преобразователей (источник и приемник), не работает при частотах более 10 ГГц, поэтому необходима альтернативная техника регистрации.

Мы применяем оптическую схему, которая использовалась ранее для регистрации циклотронного резонанса композитных фермионов [2.3]. Исследовались высококачественные нелегированные GaAs/AlGaAs одиночные квантовые ямы (шириной 30 нм) с электронной системой очень малой плотности. Плотность электронов и их подвижность измерялись из положения и ширины линии объемного магнитоплазменного резонанса [2.4] и имели значения  $n_s = (2 \div 5) \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$  и  $0,5 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  соответственно.

Мы изготовили несколько одинаковых мез на одной и той же многослойной гетероструктуре (см. рис. 2.1). Активная область длиной 1 мм и шириной 0,1 мм граничила с каждой стороны с двумя широ-

кими областями. В широких областях с помощью электронно-лучевой литографии были изготовлены два идентичных металлических ВШП, имеющих по 100 штырей с периодом  $P$ , который изменялся от 320 до 120 нм. Типичный вид высокочастотного преобразователя представлен на вставке к рис. 2.2.

Резонансы ПАВ были исследованы с помощью оптической схемы. Разность спектров люминесценции, измеренных в присутствии и в отсутствие ПАВ,

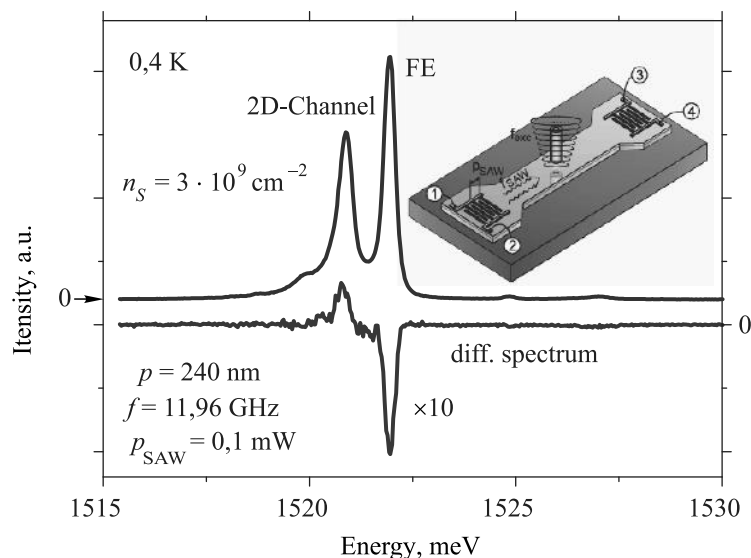


Рис. 2.2. Спектр люминесценции и его изменения при резонансе ПАВ. На вставке — схема эксперимента

представляет собой дифференциальный спектр. Амплитуда поглощения ПАВ найдена интегрированием абсолютного значения дифференциального спектра по всему спектральному диапазону. Спектры были получены с помощью CCD-камеры и монохроматора с двойной решеткой и разрешением 0,03 мэВ. Стабилизированный полупроводниковый лазер с длиной

волны 750 нм обеспечивал непрерывное возбуждение мощностью 0,1 мВт, распределенное по активной области образца. Возбуждение ПАВ обеспечивается приложением высокочастотных сигналов к ВШП через коаксиальными линии и микроволновым генератором, работающим на частотах до 50 ГГц.

На рис. 2.2 показан спектр люминесценции нелегированной квантовой ямы GaAs, измеренный в центре структуры, между двумя ВШП. Видны две линии: одна отвечает за рекомбинацию свободных экситонов, а другая — за рекомбинацию  $2D$  электронов, имеющих концентрацию около  $3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$  [2.5]. Появление канала с  $2D$  электронами в нелегированной квантовой яме обусловлено наличием остаточных доноров в слоях AlGaAs [2.6]. В условиях резонанса, когда частота 11,97 ГГц, подаваемая на ВШП, точно соответствовала их периоду (240 нм), наблюдается сильное изменение спектра люминесценции: резко падает интенсивность экситонной линии, тогда как рекомбинация из  $2D$  канала становится значительной.

Соответствующий дифференциальный спектр люминесценции, измеренный в условиях резонансного возбуждения ПАВ, также представлен на рис. 2.2. Наблюдаемое поведение типично для изменения люминесценции при резонансе ПАВ [2.7] и связано с поляризацией экситонов и разделением электронов и дырок в сильных электрических полях ПАВ. Для демонстрации резонансного характера ПАВ, возбужденных ВШП, на рис. 2.3 показана зависимость интегральной интенсивности дифференциального спектра от частоты сигнала, подаваемого на ВШП. Видно, что сильное изменение дифференциального спектра имеет место в чрезвычайно узкой области частот, от 11,9 до 12,1 ГГц, с хорошо определен-

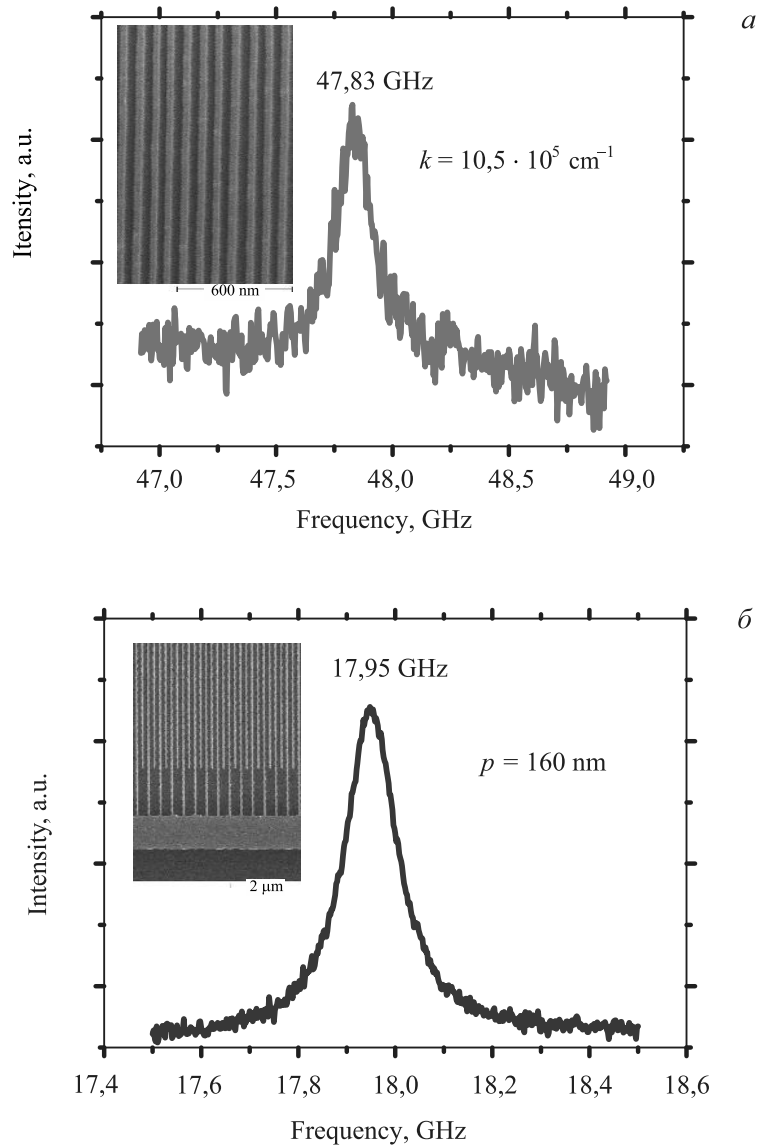


Рис. 2.3. Резонансы ПАВ, измеренные для двух различных периодов ВШП (160 и 90 нм). Детали ВШП показаны на вставках

ным максимумом на частоте 11,97 ГГц. Эта частота ( $f_{\text{SAW}} = V_{\text{SAW}}/P_{\text{SAW}}$ ) точно соответствует периоду преобразователя  $P = 240$  нм и скорости ПАВ в GaAs ( $V_{\text{SAW}} = 2,87 \cdot 10^5$  см/с). Отметим, что период равен длине волны ПАВ  $P_{\text{SAW}}$ . Было изготовлено и исследовано несколько ВШП с различными периодами — 320, 240, 160 и 120 нм, все на одной многослойной структуре.

Резонансные характеристики возбуждения ПАВ, измеренные для двух из этих ВШП, представлены на рис. 2.3. Во всех случаях наблюдается очень узкий по частоте резонанс, причем положение резонанса точно соответствовало периоду ВШП. Ширина резонанса, составлявшая  $0,1 \div 0,2$  ГГц, хорошо объясняется конечностью числа штырей в преобразователе (100 шт.).

Основная идея этого метода очень похожа на схему, использованную в акусто-оптическом модуляторе. В этом устройстве лазерный луч, освещающий область с бегущей ПАВ, дифрагирует на ней, как на решетке, и разделяется на несколько лучей с различными показателями преломления. Каждый преломленный луч характеризуется комбинированным волновым вектором, и этот эффект иллюстрирует процесс передачи волнового вектора от звуковой волны к световой. В случае стоячей звуковой волны дифракция не смещает частоту светового луча, и эта ситуация точно соответствует нашей реализации.

Можно задаться вопросом, участвуют ли поверхностные акустические волны только в передаче импульса, или же при этом происходит еще и поглощение энергии соответствующего фонона? Эксперимент с плазмонами не может доказать или опровергнуть одновременное поглощение энергии фонона ПАВ: энергия фонона просто-напросто слишком ма-



ла для того, чтобы сделать значительный вклад в наблюдаемую частоту плазменного резонанса. Проведение подобных экспериментов для значительно больших значений  $k_{\text{SAW}}$  (например, сравнимых со значениями в ротонных экспериментах, см. ниже) не даст ответа, потому что при больших  $k_{\text{SAW}}$  частота плазменных волн все еще на несколько порядков больше, чем энергия фонона ПАВ. Более того, частота плазмонов при таких больших значениях  $k_{\text{SAW}}$  намного превысит доступный микроволновый диапазон, доступный в использованной конфигурации. Необходим альтернативный случай, в котором не существует огромного отличия энергии фонона от энергии исследуемого возбуждения. Электронный спиновый резонанс на факторе заполнения уровней Ландау, равном 1, удовлетворяет этому требованию.

### **2.3. Доказательство упругого характера рассеяния на поверхностных акустических волнах с помощью электронного спинового резонанса**

Дисперсия спиновых волн на факторе заполнения 1 позволяет продемонстрировать тот факт, что иногда поверхностные акустические волны только передают свой импульс, но передачи энергии резонансу не происходит.

Оказывается, что поверхностные акустические волны не поглощаются, и при этом периодическая модуляция плотности выглядит очень похожей на картину, получаемую при нанесении металлической решетки на поверхность образца. Экспериментальные данные, касающиеся таких спиновых волн, приведены на рис. 2.4. Эксперимент проводится почти так же, как измерения дисперсии бернштейновских мод (см. ниже), только оптическое детектирование

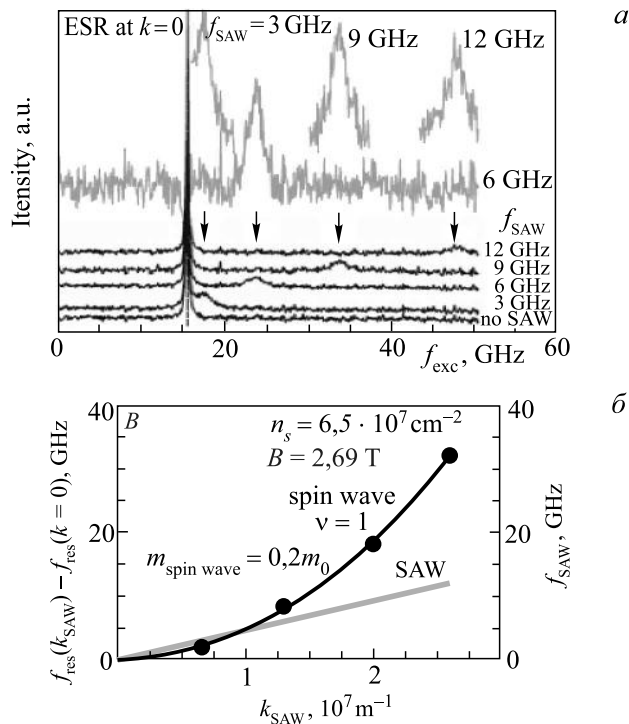


Рис. 2.4. Дисперсия электронного спинового резонанса на факторе заполнения уровней Ландау, равном 1.

*a* — Интенсивность поглощения как функция частоты микроволнового возбуждения. Частота ПАВ, бегущей по образцу, отмечена около каждой линии. Черные кривые: дифференциальные спектры, полученные при модуляции мощности микроволнового излучения на частоте  $f_{exc}$ . Серые кривые: дифференциальные спектры, полученные при наличии и отсутствии ПАВ. Для простоты приведена только одна кривая. Узкий пик около 15 ГГц отвечает электронному спиновому резонансу при  $k = 0$ . Дополнительный резонанс появляется при комбинированном воздействии ПАВ и микроволнового излучения.

*б* — Разница частот между дополнительным резонансом и электронным спиновым резонансом при  $k = 0$  как функция волнового вектора  $k_{SAW}$ .

в этом случае чувствительно к поляризации, чтобы можно было обнаружить спиновую степень свободы [2.8]. В отсутствие ПАВ измеренная частота электронного спинового резонанса совпадает с частотой спиновой волны с  $k = 0$ . Эта частота дает величину  $g$ -фактора, равную 0,41, что близко к  $g$ -фактору GaAs. Если рабочая зона, с которой детектируется люминесценция, синхронно возбуждается микроволновым излучением и поверхностными акустическими волнами, то возможно зарегистрировать дополнительную резонансную линию, если модулировать мощность микроволнового излучения или амплитуду возбуждений ПАВ. Следует подчеркнуть, что эта дополнительная линия исчезает, если отсутствует либо микроволновое возбуждение, либо ПАВ. Сдвиг частоты этого дополнительного резонанса связан с дисперсией спиновых волн и изображен на рис. 2.4б. Изменение частоты спиновой волны из-за изменения  $k$  может быть как больше, так и меньше частот ПАВ. Экспериментальная точка, отвечающая частоте ПАВ 3 ГГц, сдвинута на 2 ГГц от резонансной частоты с  $k = 0$ . Это однозначно указывает на тот факт, что только ПАВ определяет волновой вектор, на котором наблюдается возбуждение, причем ПАВ не вносит вклада в передачу энергии. Передаваемая энергия определяется исключительно частотой падающего микроволнового излучения. Для полноты картины необходимо отметить, что измеренная квадратичная дисперсия спиновой волны на факторе заполнения 1 дает эффективную массу возбуждения спиновых волн, равную  $0,2m_0$ . Это значение примерно в 2 раза меньше, чем ожидаемое в теории [2.9–2.11]. Эти данные подтверждают интерпретацию результатов ротонных экспериментов (см. ниже). Таким образом, поглощения

ПАВ не происходит, она влияет только на модуляцию электронной плотности.

Описанная в этом разделе методика имеет исключительную чувствительность как к резонансному микроволновому поглощению, так и поглощению ПАВ [2.3, 2.12]. Например, этот метод позволяет наблюдать электронный циклотронный резонанс при мощности микроволнового излучения, меньшей 10 нВт [2.3, 2.12].

#### ЛИТЕРАТУРА К РАЗДЕЛУ 2

- 2.1. *Zhao Y., Tsui D.C., Santos M.B., Shayegan M., Ghanbari R.A., Antoniadis D.A., Smith H.I.* Phys. Rev B **51**, 13174 (1995).
- 2.2. *Келдыш Л.В.* ФТТ **4**, 2265 (1962).
- 2.3. *Kukushkin I. V., Smet J. H., von Klitzing K., Wegscheider W.* Nature **415**, 409 (2002).
- 2.4. *Kukushkin I. V., Smet J. H., Mikhailov S. A., Kulakovskii D. V., von Klitzing K., Wegscheider W.* Phys. Rev. Lett. **90**, 156801 (2003).
- 2.5. *Volkov O. V., Zhitomirski V. E., Kukushkin I. V., von Klitzing K., Eberl K.* JETP Lett. **67**, 744 (1998).
- 2.6. *Gubarev S. I., Kukushkin I. V., Tovstonog S. V., Akimov M. Yu., Smet J., von Klitzing K., Wegscheider W.* JETP Lett. **72**, 324 (2000).
- 2.7. *Rocke C., Zimmermann S., Wixforth A., Kotthaus J. P., Bohm G., Weimann G.* Phys. Rev. Lett. **78**, 4099 (1997).
- 2.8. *Kukushkin I. V., Smet J. H., Lyne Abergel D. S., Fal'ko V. I., Wegscheider W., von Klitzing K.* Phys. Rev. Lett. **96**, 126807 (2006)).
- 2.9. *Bychkov Y. A., Iordanskii S. V., Eliashberg G. M.* JETP Lett. **33**, 143 (1981).
- 2.10. *Kallin C., Halperin B. I.* Phys. Rev. B **30**, 5655 (1984).
- 2.11. *Halperin B. I., Lee P. A., Read N.* Phys. Rev. B **47**, 7312 (1993).
- 2.12. *Kukushkin I. V., Smet J. H., Scarola V. W., Umansky V., von Klitzing K.* Science **324**, 1044 (2009).

## ДВУМЕРНЫЕ МАГНИТОПЛАЗМОНЫ И МАГНИТОРОТОНЫ

### 3.1. Бернштейновские моды и ротонные особенности в спектрах квазиклассических двумерных магнитоплазмонов

Напомним сначала основные факты из теории  $2D$  магнитоплазмонов. Для простоты будем пренебрегать электромагнитным запаздыванием. Плазмоны в двумерных электронных системах ( $2D$  плазмоны) кардинально отличаются от объемных и поверхностных плазмонов. Их уникальной особенностью является бесщелевой спектр ( $\omega \rightarrow 0$  при  $k \rightarrow 0$ ):

$$\omega_p(q) = \sqrt{\frac{2\pi n e^2 k}{m \epsilon_{\text{eff}}}}. \quad (3.1)$$

Здесь  $\mathbf{k} = (k_x, k_y, 0)$  — волновой вектор в плоскости электронного слоя,  $n$  и  $m$  — поверхностная концентрация и эффективная масса электронов,  $\epsilon_{\text{eff}}$  — средняя решеточная диэлектрическая проницаемость окружающей  $2D$  слой среды ( $\epsilon_{\text{eff}} = 6,9$  в исследованных ниже системах на основе GaAs/AlGaAs). Указанная особенность позволяет исследовать плазмоны не в оптическом диапазоне, как в  $3D$  случае, а в дальнем ИК- и даже микроволновом диапазонах.

В магнитном поле  $\mathbf{B}$ , перпендикулярном плоскости  $2D$  слоя, электроны вращаются с частотой  $\omega_c = eB/mc$  по циклотронным орбитам радиуса  $R_c =$

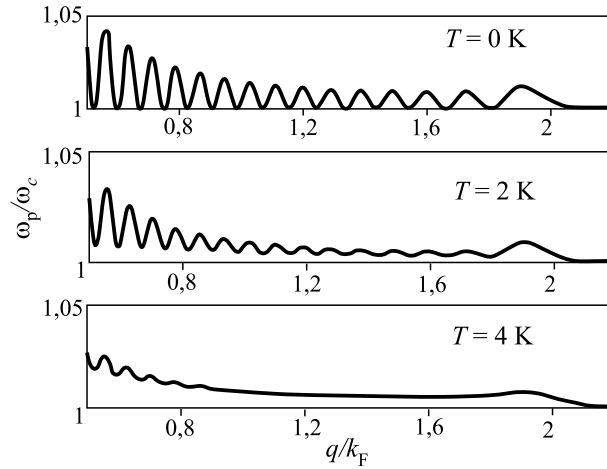
$= \omega_c/v_F$ , где  $v_F$  — фермиевская скорость. Кроме того, центры циклотронных орбит таких электронов осциллируют под действием плавного самосогласованного поля плазмона с частотой  $\omega_p$  (локальное приближение). Поэтому в длинноволновом пределе ( $kR_c \ll 1$ ) частота  $2D$  магнитоплазмона описывается классической формулой для частоты осциллятора, участвующего сразу в двух независимых колебаниях:

$$\omega_{\text{мп}}(k, B) = \sqrt{\omega_p^2(k) + \omega_c^2}. \quad (3.2)$$

При увеличении  $kR_c$  все более существенны нелокальные эффекты: электрон на орбите «чувствует» неоднородное электрическое поле плазменной волны, поэтому движение по циклотронной орбите и движение центров циклотронной орбиты перестают быть независимыми. В результате мода (2) модифицируется, и в спектре магнитоплазмона появляются новые ветви, образованные взаимодействием моды классического магнитоплазмона (2) с гармониками циклотронного резонанса  $N\omega_c$ . Полученные в результате антикроссинга ветви с  $N = 2, 3, \dots$  иногда называют бернштейновскими модами [3.1–3.2]. Кроме того, основная магнитоплазменная мода с  $N = 1$  тоже сильно модифицируется при больших волновых векторах (см. рис. 3.1a). Указанные эффекты проявляются тем сильнее, чем больше межэлектронное взаимодействие.

Для количественного описания нелокальных эффектов в бесстолкновительном пределе можно ввести [3.3] продольную диэлектрическую функцию  $\epsilon(k, \omega)$ . В квазиклассическом приближении при умеренно низких температурах ( $k \ll k_F$ ,  $\hbar\omega_c \simeq 2\pi^2 k_B T < E_F$ , где  $E_F$  и  $k_F$  — фермиевские энергия и волновое число,  $T$  — температура) она имеет

*a* The principal MP branch, large  $q$ .  $B = 0,2$  T,  $N_s = 3 \cdot 10^{11}$  cm $^{-2}$



*b* MP spectrum ( $B = 0,2$  T,  $N_s = 3 \cdot 10^{11}$  cm $^{-2}$ )

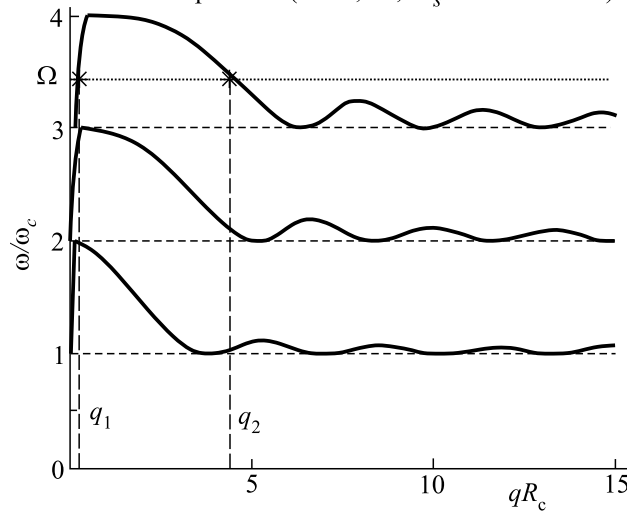


Рис. 3.1. Спектры бернштейновских мод, вычисленные в квазиклассическом приближении хаотических фаз [3.4]: *a* — случай малых и промежуточных волновых векторов при  $T = 0$  K; *b* — случай больших волновых векторов при  $T = 0$  K ÷ 4 K. Увеличение температуры размывает осцилляции и подавляет магниторотонные минимумы в спектрах

сравнительно простой вид:

$$\varepsilon(k, \omega) = 1 + 2m \frac{V_{ee}(k)}{\pi \hbar^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n^2 \omega_c^2 J_n^2(kR_c)}{n^2 \omega_c^2 - \omega^2 + i0 \operatorname{sign} \omega}. \quad (3.3)$$

Здесь  $V_{ee}(k) = 2\pi e^2 / \kappa k$  — фурье-компонента межэлектронного кулоновского  $2D$  взаимодействия,  $J_n(kR_c)$  — бesselева функция  $n$ -го порядка. Корни уравнения

$$\varepsilon(k, \omega) = 0 \quad (3.4)$$

описывают спектр магнитоплазмонов (рис. 3.1).

Эффект соизмеримости длины волны плазмона и периметра циклотронной орбиты приводит к осциллирующей зависимости частоты квазиклассических магнитоплазменных мод при изменении  $kR_c$ . Формально этот эффект описывается функцией Бесселя  $J_n(kR_c)$ . В результате спектр коллективных возбуждений содержит большое количество локальных минимумов ротонного типа (сравните с рис. 1.1). Их количество определяется количеством заполненных уровней Ландау, которое в данном расчете предполагается большим. При больших  $k$ , сравнимых с обратным межэлектронным расстоянием ( $k$  порядка  $2k_F$ ), межэлектронное взаимодействие подавляется, и частоты мод определяются гармониками циклотронного резонанса. С ростом температуры магнитоторонные минимумы довольно быстро исчезают (рис. 3.1a) [3.4].

В рамках квазиклассического подхода, описываемого в приближении среднего поля выражением (3.3), осцилляции имеют довольно малую амплитуду, а ротонные минимумы слабо выражены. Квантовые эффекты увеличивают амплитуду осцилляций. В режиме целочисленного квантового эффекта Холла уже учет обменного межэлектронного взаи-



модействия заметно изменяет спектр коллективных возбуждений, усиливая проявление в них ротонных особенностей. В режиме дробного квантового эффекта Холла (см. раздел 4), магниторотоны появляются только при учете корреляционного взаимодействия [3.5].

На рис. 3.2 показан магниторотонный спектр, вычисленный по теории возмущений при трех заполненных уровнях Ландау [3.6]. Видно, что квантовые эффекты усиливают эффект антикроссинга и заметно увеличивают частоту моды при больших  $k$ . Отличие результатов, полученных в рамках квантового расчета и РРА, увеличивается с ростом  $k$  (штрихпунктирная линия на рис. 3.2).

Перейдем к описанию экспериментальных результатов. Для возбуждения  $2D$  плазмонов в дальнем ИК-диапазоне обычно применяют решетку: модуляция плотности  $2D$  электронной системы и/или диэлектрической проницаемости с периодом  $P$  позво-

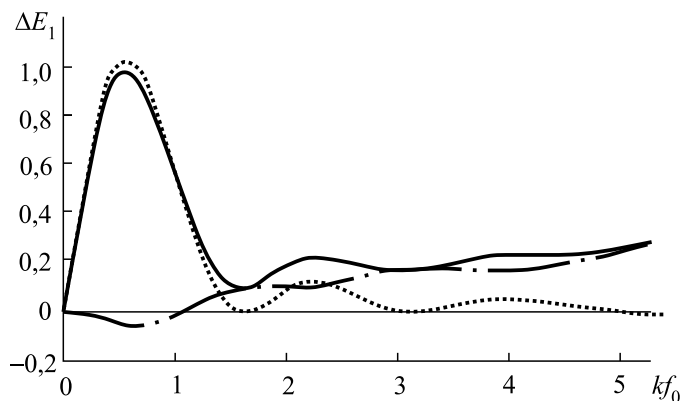


Рис. 3.2. Квантовый расчет [3.6] закона дисперсии основной магнитоплазменной моды для фактора заполнения, равном 6. Для сравнения пунктиром показан результат расчета в рамках приближения хаотических фаз

ляет возбудить плазмоны с волновым вектором  $k = 2\pi/P$ . В статье [3.7] применение металлической решетки с  $P = 300$  нм позволило возбудить основную моду магнитоплазмона с волновым вектором  $2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ . Слабое возмущение этой моды вблизи 2-й гармоники циклотронного резонанса можно было интерпретировать как проявление бернштейновской моды с  $N = 2$ . Однако закон дисперсии бернштейновских мод экспериментально не исследовался.

Комбинированное возбуждение электронной системы микроволновым излучением и поверхностными акустическими волнами позволяет достичь нелокального предела  $kR_c \gg 1$  и исследовать дисперсию всех магнитоплазменных мод при больших импуль-

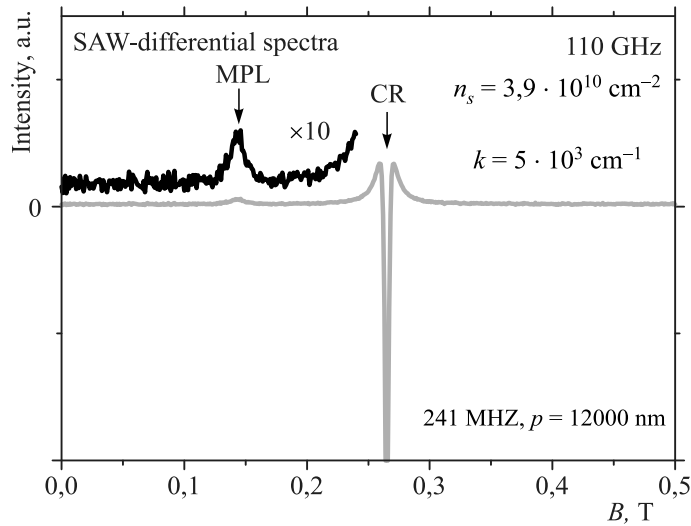


Рис. 3.3. Дифференциальные спектры поглощения микроволн на частоте  $f = 110$  ГГц в поле ПАВ с волновым вектором  $k = 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$  как функция магнитного поля. Стрелками показаны магнитоплазменный пик (MPL) и окрестность циклотронного резонанса

сах и малых межэлектронных расстояниях, когда эффекты межэлектронного взаимодействия должны быть наиболее сильными. Поэтому в настоящем разделе исследованы образцы с довольно малой концентрацией электронов ( $n = 3,9 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ ), что на порядок меньше, чем в работе [3.7]. Все измерения сделаны при температуре  $T = 0,3 \text{ К}$ .

Чтобы убедиться в том, что используемые генераторы ПАВ порождают главным образом возбуждения с волновым вектором  $k_{\text{SAW}}$ , были проведены калибровочные измерения хорошо изученных классических  $2D$  плазмонов в нулевом и малых магнитных полях. Типичная экспериментальная кривая показана на рис. 3.3.

Измеренная таким способом частота двумерного плазмона в нулевом магнитном поле описывается хорошо установленным законом (3.1), см. рис. 3.4.

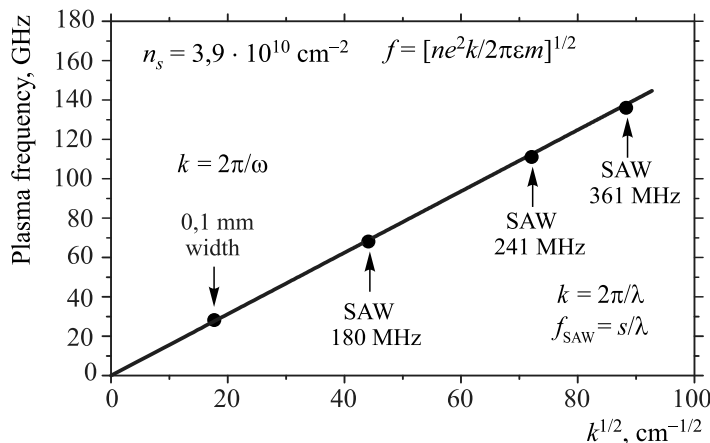


Рис. 3.4. Длинноволновый спектр классических плазмонов, измеренный с помощью комбинированной методики. Нижайшая точка 30 ГГц отвечает размерному квантованию волнового вектора плазмона в образце шириной 0,1 мм. Результат согласуется с (3.1)

Поэтому из (3.1) можно определить волновой вектор плазмона  $k$ , если предварительно измерить электронную плотность. Из рис. 3.4 следует, что полученное таким образом значение  $k$  прекрасно согласуется с  $k_{\text{SAW}}$ .

Магнитоплазмы исследовались в образце с периодом преобразователя  $p_{\text{SAW}} = 12$  мкм. На рис. 3.5а показана магнитодисперсия резонансных особенностей, наблюдаемых при возбуждении ПАВ. На низких частотах наблюдается главный геометрический магнитоплазменный резонанс с волновым вектором, определяемым шириной образца.

Эта ветвь (красные кружки) начинается с плазменной частоты 27,5 ГГц, откуда вычислена электронная плотность  $3,9 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . В пределе сильных магнитных полей частота этой фундаментальной моды стремится к циклотронной частоте. Кроме того, наблюдается дополнительный высокочастотный резонанс (серые кружки), которые в пределе нулевого магнитного поля достигают плазменной частоты 112 ГГц (отмечена серой стрелкой).

В более сильных магнитных полях дополнительная магнитоплазменная мода, как и следовало ожидать для бернштейновских мод, сильно взаимодействует с гармониками циклотронного резонанса. Следует подчеркнуть, что в отличие от фундаментальной моды (черные точки), которая наблюдается всегда (даже в отсутствие ПАВ), высокочастотная мода появляется только при возбуждении ПАВ.

Ее интенсивность пропорциональна мощности ПАВ, но всегда была намного слабее интенсивности фундаментальной моды (на порядок и более, даже при самых больших подаваемых мощностях).

Поскольку электронная плотность определена, то для каждой частоты микроволнового излучения

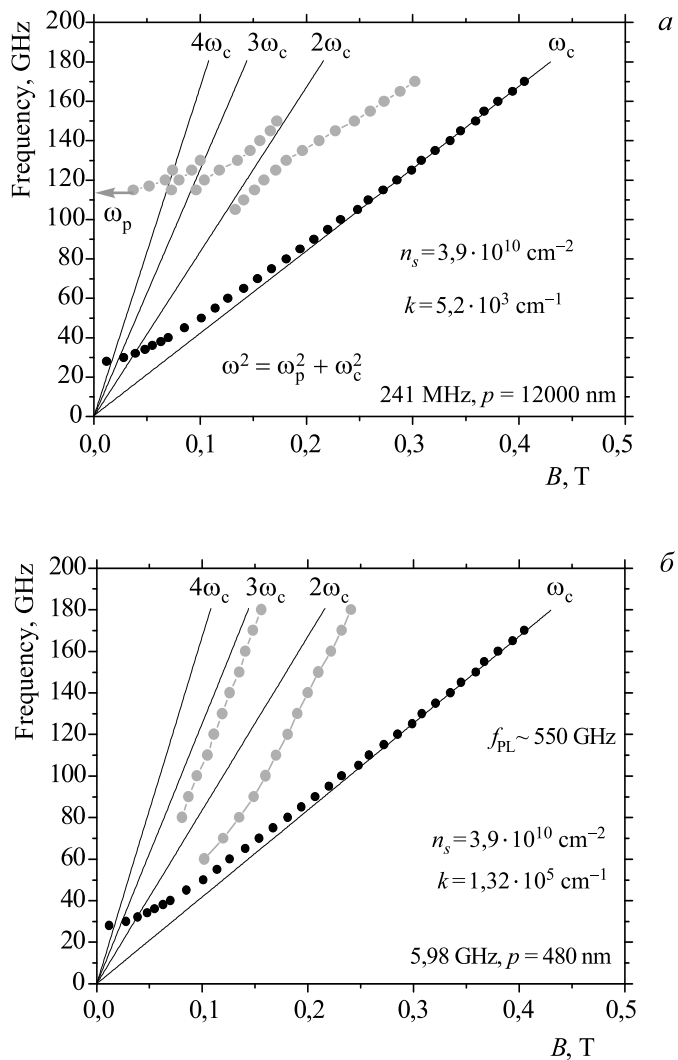


Рис. 3.5. Магнитодисперсия магнитоплазмонов при умеренных (а) и больших (б) значениях волнового вектора. Черные точки: основная мода. Серые точки: бернштейнские моды. Стрелка показывает плазменную частоту без магнитного поля

можно вычислить волновой вектор магнитоплазмонна как в случае относительно малых значений  $k$  (рис. 3.5а), так и в случае больших  $k$  (рис. 3.5б). Восстановленный таким образом закон дисперсии двух нижних магнитоплазменных мод (фундаментальной и первой бернштейновской) в широком интервале  $kR_c$  показан на рис. 3.6. Безразмерные переменные подчеркивают его общий характер. Общее поведение дисперсионных кривых (осцилляции и наличие ротонных минимумов) качественно согласуется с теоретическими предсказаниями в рамках RPA (сравните с рис. 3.1). Однако детали (более сильное отталкивание кривых от циклотронных гармоник  $N\omega_c$ ,  $N = 1, 2$ ) говорят о проявлении эффектов сильного межэлектронного взаимодействия, более сильного, чем в рамках RPA.

Возникает вопрос, является ли рассеяние ПАВ на электронах квазиупругим процессом или происходит ещё и поглощение энергии акустического фонона? В условиях обсуждаемого эксперимента энергия фонона слишком мала по сравнению с энергией микроволнового фотона, чтобы ответить на этот вопрос. Необходимо проведение альтернативного эксперимента, в рамках которого не существует огромного отличия энергии фонона от энергии исследуемого возбуждения. Исследование дисперсии спиновых волн с помощью измерений электронного спинового резонанса при факторе заполнения 1 удовлетворяет этому требованию (см. раздел 2).

Оказалось [3.8], что поглощения ПАВ в подобных условиях не происходит, но периодическая в пространстве модуляция электронной плотности, индуцированная прохождением ПАВ, выглядит очень похожей на картину, получаемую при нанесении металлической решетки на поверхность образца. По-

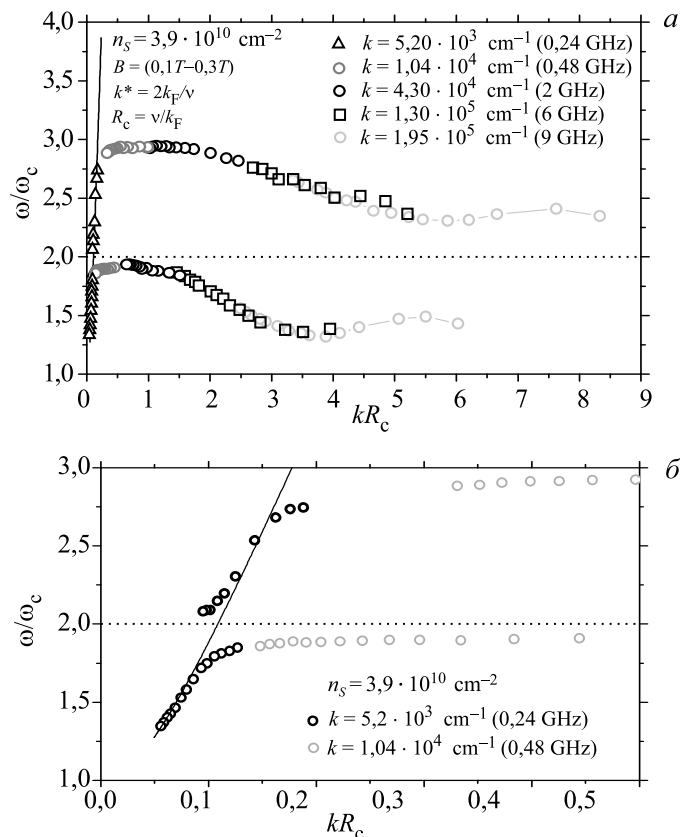


Рис. 3.6. Сводный график (а) для безразмерного спектра основной магнитоплазменной моды и нижней бернштейновской ветви, измеренных с помощью комбинированной методики при разных  $k$  и  $B$ . Разными цветами выделены волновые векторы ПАВ в интервале звуковых частот  $0,2 \div 9,0$  ГГц. Масштабы по оси частот ( $\omega_c$ ) и оси волновых векторов ( $R_c$ ) изменялись в 3 раза при изменении магнитного поля  $B = 0,1 \div 0,3$  Тл.

Детали бернштейновской щели (б), вызванной антипересечением классического магнитоплазмона (пунктирная линия), соответствующего формуле (3.1), и второй циклотронной гармонике

этому экспериментальные данные [3.8–3.9] подтверждают нашу интерпретацию результатов магниторотонных экспериментов.

Отметим, что бернштейновские моды могут определять микроволновый отклик системы в магнитном поле. Так, недавно при микроволновом облучении  $2D$  электронной системы с очень большой подвижностью при низких температурах был обнаружен новый резонансный эффект [3.10–3.13]: появление при  $\omega = 2\omega_c$  аномально высокого и узкого пика фотосопротивления. Причина гигантского отклика оставалась загадкой.

В работе [3.14] предложено объяснение эффекта, которое основано на возбуждении виртуальных бернштейновских мод полем накачки. Особенностью бернштейновских мод является появление узких (бернштейновских) щелей в их спектре вблизи частот, кратных  $\omega_c$ , в том числе основной щели вблизи  $2\omega_c$ . Попадание  $\omega$  в одну из этих щелей приводит к резкому усилению неоднородного поля накачки (эффект антиэкранировки виртуальными бернштейновскими модами). Неоднородность вызывается, например, металлическими контактами, наличие которых неизбежно при измерении фотосопротивления. Усиленное поле приводит к параметрическому циклотронному резонансу, которое, в свою очередь, ведет к развитию плазменной неустойчивости, нагреву системы и гигантскому фотосопротивлению. Физику явления можно понять из аналогии с качелями, эффективная длина подвеса которых меняется с частотой  $\omega$ . Основной параметрический резонанс, как известно из жизненного опыта, имеет место на удвоенной собственной частоте качелей. В данном случае роль собственной частоты играет



циклотронная частота, а основной резонанс возникает при  $\omega = 2\omega_c$ .

Таким образом, в данном разделе проанализированы свойства квазиклассических магнитоплазмонов с учетом нелокальных эффектов. С помощью оригинальной методики промерен спектр магнитоплазмонов при больших волновых векторах и малых концентрациях электронов. Обнаружены бернштейновские моды и обсуждено их влияние на фотоотклик. Особое внимание уделено магниторотонным особенностям спектра коллективных возбуждений в режиме ЦКЭХ.

#### ЛИТЕРАТУРА К РАЗДЕЛУ 3

- 3.1. *Batke E., Heitmann D., Kotthaus J.P., Ploog K.* Phys. Rev. Lett. **54**, 2367(1985).
- 3.2. *Kirpichev V.E., Kulik L.V., Kukushkin I.V., von Klitzing K., Eberl K., Wegscheider W.* Phys. Rev. B **59**, R12751 (1999).
- 3.3. *Chui K.W., Quinn J.J.* Phys. Rev. B **9**, 4724 (1974).
- 3.4. *Volkov V.A., Takhtamirov E.E.* JETP **104**, 602 (2007)
- 3.5. *Girvin S.M., MacDonald A.H., Platzman P.M.* Phys. Rev. Lett. **54**, 581 (1985).
- 3.6. *Kallin C., Halperin B.I.* Phys. Rev. B **30**, 5655 (1984).
- 3.7. *Zhao Y., Tsui D.C., Santos M.B., Shayegan M., Ghanbari R.A., Antoniadis D.A., Smith H.I.* Phys. Rev. B **51**, 13174 (1995).
- 3.8. *Kukushkin I.V., Smet J.H., Scarola V.W., Umansky V., von Klitzing K.* Science **324**, 1044 (2009).
- 3.9. *Kukushkin I.V., Smet J.H., Lyne Abergel D.S., Fal'ko V.I., Wegscheider W., von Klitzing K.* Phys. Rev. Lett. **96**, 126807 (2006)).
- 3.10. *Dai Ya., Du R.R., Pfeiffer L.N., West K.W.* Phys. Rev. Lett. **105**, 246802 (2010).
- 3.11. *Dai Ya., Stone K., Knez I., Zhang C., Du R.R., Yang C., Pfeiffer L.N., West K.W.* Phys. Rev. B **84**, 241303(R) (2011).
- 3.12. *Hatke A.T., Zudov M.A., Pfeiffer L.N., West K.W.* Phys. Rev. B **83**, 121301(R) (2011).
- 3.13. *Hatke A.T., Zudov M.A., Pfeiffer L.N., West K.W.* Phys. Rev. B **83**, 201301(R) (2011).
- 3.14. *Volkov V.A., Zabolotnykh A.A.* Phys. Rev. B **89**, 121410(R) (2014).

## **КОМПОЗИТНЫЕ ФЕРМИОНЫ И МАГНИТОРОТОНЫ В РЕЖИМЕ ДРОБНОГО КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА**

Одним из наиболее важных теоретических событий в физике конденсированного состояния связано с выдвижением концепции композитных фермионов [4.1–4.3]. Согласно этой теории дробный квантовый эффект Холла (ДКЭХ) для системы сильно взаимодействующих электронов можно объяснить в терминах целочисленного квантового эффекта Холла для системы слабо взаимодействующих квазичастиц, называемых композитными фермионами (КФ). Главное предсказание картины КФ, основанное на теории среднего поля Черна–Саймонса [4.2], состоит в том, что система при факторе заполнения  $1/2$  образует ферми-жидкость. Подобно жидкости Лафлина в обычной теории ДКЭХ, она также является сильно коррелированной коллективной фазой материи. В соответствии с теорией КФ для полузаполненного уровня Ландау к каждому электрону формально присоединяются два кванта потока, образуя композитную частицу.

Полученные КФ движутся в эффективном нулевом магнитном поле, так как внешнее поле компенсируется полем присоединенных квантов потока. Концентрация КФ равна концентрации  $2D$  электронов, и система квазичастиц может быть описана волновым вектором Ферми и энергией Ферми. Любые отклонения магнитного поля от точно половинного заполнения ведут к появлению эффективного магнитного поля  $B^*$ , которое квантует движение

ние КФ и расщепляет энергию на уровни Ландау. В результате каждое целочисленное заполнение уровней Ландау для КФ соответствует определенному состоянию ДКЭХ для исходных электронов. Недавние эксперименты [4.4–4.6] не только подтверждают справедливость теории КФ, но и демонстрируют полуклассическое поведение этих странных квазичастиц. Установлена величина хорошо определенного фермиевского волнового вектора КФ [4.7–4.8] и экспериментально определена его зависимость от концентрации КФ [4.6].

Указанные эксперименты подтвердили, что КФ движутся, подобно электронам, по круговым циклотронным орбитам, однако их диаметр определяется эффективным полем  $B^*$ , а не полным внешним полем  $B$ . Убедительность этих экспериментальных выводов во многом связана с их независимостью от закона дисперсии КФ, который плохо известен. Выводы опираются только на сам факт существования поверхности Ферми с предсказываемым волновым числом Ферми. Определение же энергетической дисперсии КФ оказывается намного более сложной задачей. Действительно, что такое масса КФ? С какой частотой КФ движутся по циклотронной орбите?

Ранее мы обнаружили циклотронный резонанс КФ [4.9]. Было показано, что для импульса, определяемого длиной волны ПАВ, частота резонансного поглощения стремится к нулю вблизи фактора заполнения  $1/2$ , что отражает изменения эффективного магнитного поля, действующего на КФ. Такое поведение было получено только в достаточно узком интервале вблизи фактора заполнения  $1/2$ , а не для главных состояний ДКЭХ, таких как  $1/3$ ,  $2/3$ ,  $2/5$  или  $3/5$ . В этом смысле одно из предсказаний теории, предложенной Джейном [4.1], того, что энер-

гетическая щель в ДКЭХ-состоянии соответствует циклотронной щели КФ, не подтверждается.

Тем не менее, было экспериментально установлено [4.10], что увеличение отклонения от фактора заполнения  $1/2$  ведет к значительному изменению циклотронноподобной зависимости резонансной частоты от магнитного поля, причем наиболее сильные изменения происходят точно для состояний ДКЭХ. На рис. 4.1 представлены необработанные данные по зависимости резонансной микроволновой

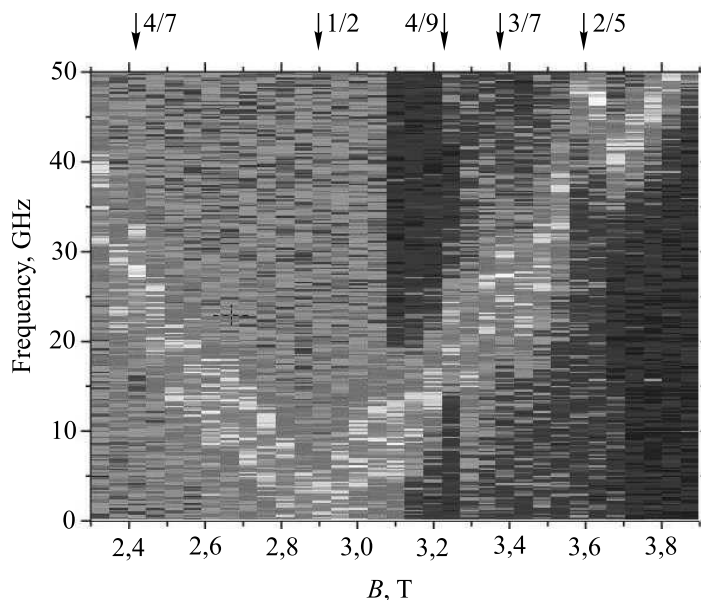


Рис. 4.1. Зависимость магнитного поля от резонансной микроволновой частоты при  $T = 30$  мК вблизи фактора заполнения  $1/2$  для импульса  $k = 3,9 \cdot 10^5$  см $^{-1}$  (при частоте ПАВ 18 ГГц) и плотности электронов  $3,5 \cdot 10^{10}$  см $^{-2}$ . Разные степени затемнения на рисунке отражают интенсивность резонансного микроволнового поглощения. Дробные КЭХ-состояния  $3/5$ ,  $4/9$ ,  $3/7$  и  $2/5$  указаны стрелками

частоты от магнитного поля для фиксированного импульса ( $k = 3,9 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ ,  $f_{\text{SAW}} = 18 \text{ ГГц}$ ) при 30 мК и электронной плотности  $3,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  [4.11]. Различные цвета отражают интенсивность резонансного поглощения. Линейная зависимость резонансной частоты от эффективного магнитного поля, соответствующая циклотронному резонансу КФ, очевидна непосредственно из этого рисунка. Из рисунка также следует, что новые осцилляции в полевой зависимости проявляются при дробных факторах заполнения, равных точно  $4/9$ ,  $3/7$  и  $2/5$ .

Типичный спектр резонансного микроволнового поглощения, измеренный при 30 мК вблизи факто-

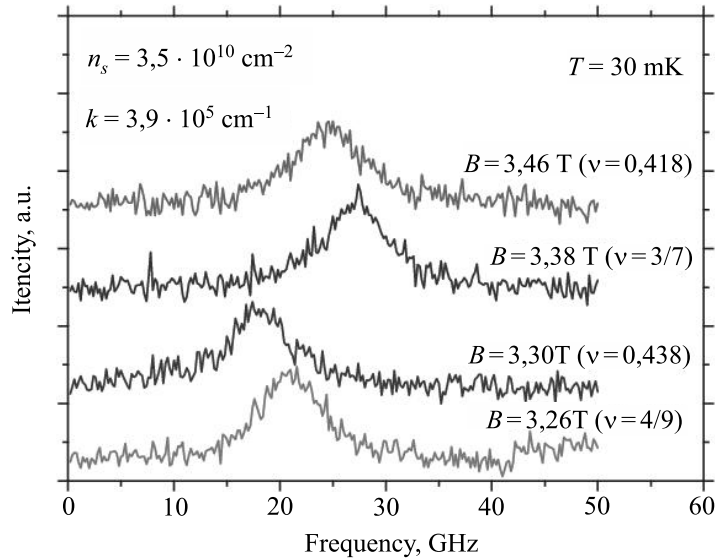


Рис. 4.2. Типичный спектр резонансного микроволнового поглощения, измеренный при 30 мК вблизи фактора заполнения  $1/2$  для концентрации электронов  $3,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  и импульса  $k = 3,9 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$  в различных магнитных полях. Видна немонотонная зависимость резонансной частоты от магнитного поля

ра заполнения  $1/2$  для концентрации электронов  $3,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  и импульса  $k = 3,9 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ , показан на рис. 4.2. Как ясно видно из спектра, положение резонанса осциллирует как функция магнитного поля, и эти осцилляции соответствуют состояниям ДКЭХ. Отметим также довольно узкую ширину линии резонансной линии поглощения, которая уже, чем 10 ГГц, и соответствует энергии около 0,04 мэВ.

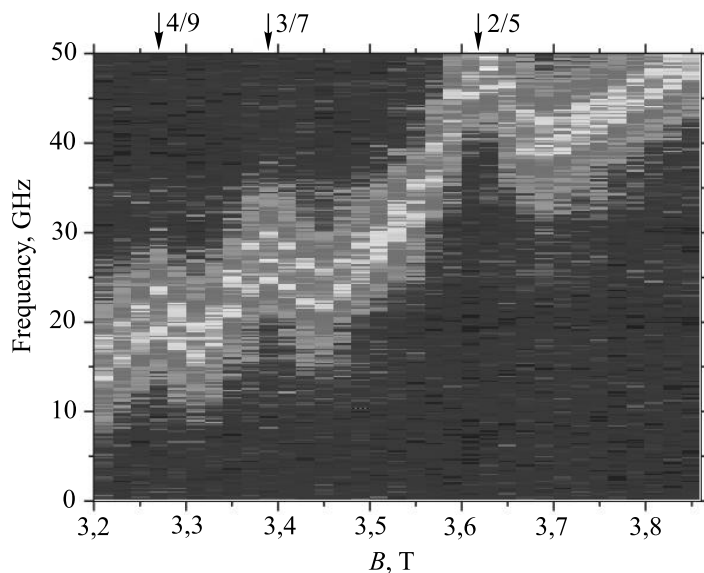


Рис. 4.3. Детали зависимостей резонансной микроволновой частоты от магнитного поля, измеренной при  $T = 30 \text{ мК}$  вблизи факторов заполнения  $4/9$ ,  $3/7$  и  $2/5$  (показаны стрелками)

На рис. 4.3 видны детали рис. 4.1, которые содержат осцилляционные особенности, измеренные для увеличения точности с меньшим шагом изменения магнитного поля и более длительным временем накопления. Видно из графиков, что в услови-

ях ДКЭХ энергетические щели КФ, измеренные для фиксированного импульса, значительно увеличиваются за счет корреляционных эффектов, связанных с остаточным взаимодействием между КФ [4.11].

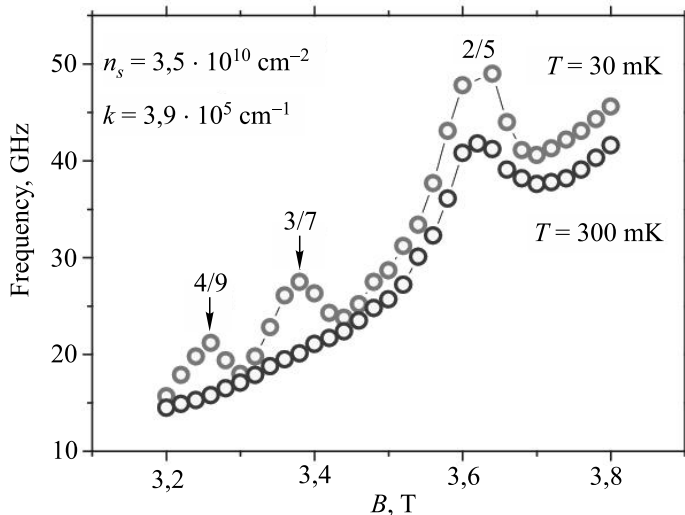


Рис. 4.4. Магнитополевая зависимость резонансной микроволновой частоты, измеренная для концентрации электронов  $3,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  и импульса  $k = 3,9 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$  при температуре 30 и 300 мК

Важно отметить, что эти корреляционные эффекты наблюдаются только при очень низкой температуре и что увеличение энергетической щели полностью исчезает для состояний  $4/9$  и  $3/7$  ДКЭХ и сильно подавляется для состояния  $2/5$ , если температура увеличивается от 30 до 300 мК (см. рис. 4.4). Отметим, что увеличение температуры выше 300 мК разрушает состояния ДКЭХ и корреляции между КФ, но не сами КФ, так как хорошо определенный циклотронный резонанс КФ наблюдается до

значительно более высоких температур (до 800 мК) [4.11].

Еще одной интересной особенностью резонансного микроволнового поглощения является наблюдение осцилляций ширины линии в режиме ДКЭХ. На рис. 4.5 построена зависимость ширины линии от магнитного поля для концентрации электронов  $3,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  и импульса  $k = 3,9 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$

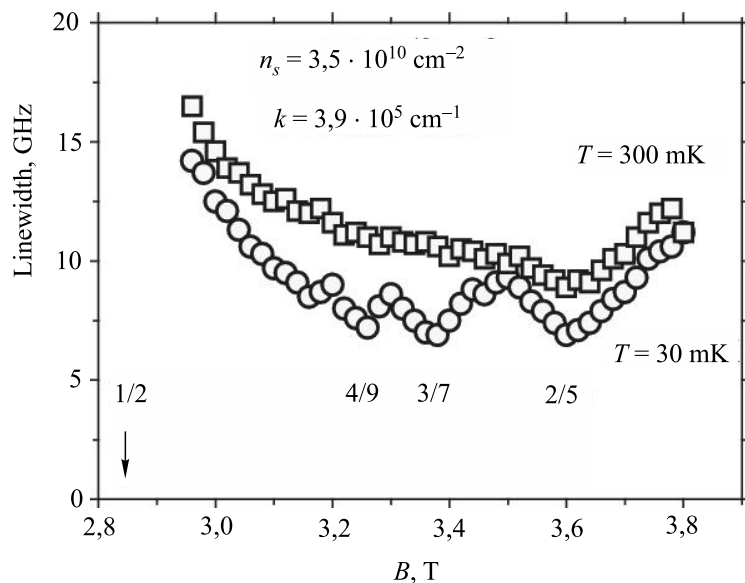


Рис. 4.5. Зависимость ширины резонансной линии микроволнового поглощения от магнитного поля, измеренная при температурах 30 и 300 мК для концентрации электронов  $3,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  и импульсе  $k = 3,9 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$

при температуре 30 и 300 мК. Видно, что корреляции между КФ в режиме ДКЭХ ведут к сильному уменьшению ширины линии. Корреляции исчезают при увеличении температуры до 300 мК. Интересно, что помимо наблюдаемых осцилляций шири-



ны линии, обусловленных ДКЭХ, также наблюдается увеличение ширины резонанса, когда фактор заполнения приближается к половинному заполнению. Это уширение менее чувствительно к температуре и может наблюдаться как при температуре 30 мК,

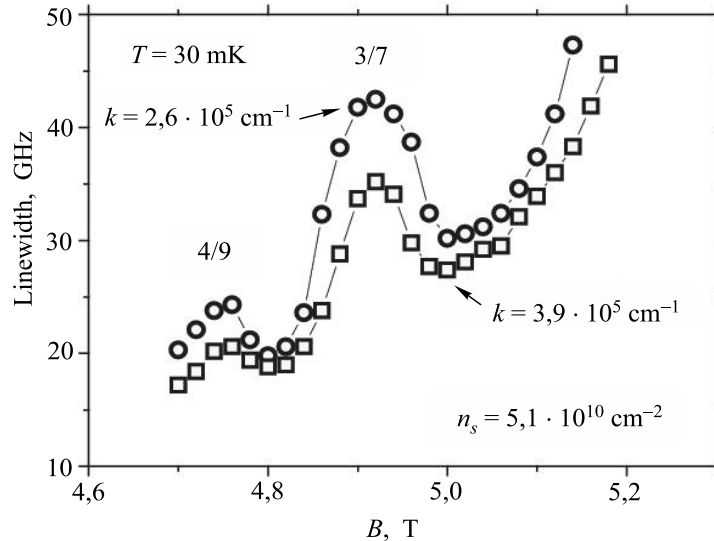


Рис. 4.6. Зависимость резонансной микроволновой частоты от магнитного поля, измеренная для концентрации электронов  $5,1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  при  $T = 30 \text{ мК}$  для импульсов  $k = 2,6 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$  и  $k = 3,9 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ . Очевидно, что резонансная частота осциллирует при попадании в состояния ДКЭХ для обоих волновых векторов; однако амплитуда усиления щели зависит от волнового вектора

так и при 300 мК. Отметим необычность такого поведения ширины линии, так как для нормальной ферми-жидкости уменьшение энергии возбуждения всегда ведет к увеличению времени жизни возбуждения и сужению ширины линии. Наблюдение уширения ширины линии с уменьшением энергии воз-

буждения указывает на необычные свойства фермижидкости КФ, что может быть связано с логарифмическим увеличением массы КФ, когда фактор заполнения приближается к  $1/2$ . Осцилляции энергии щели при дробных факторах заполнения наблюдаются для всех измеренных значений концентраций электронов и импульсов, определяемых ПАВ.

Для иллюстрации на рис. 4.6 показана зависимость резонансной микроволновой частоты от магнитного поля при температуре 30 мК для концентрации электронов  $5,1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  и импульсах  $k = 2,6 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$  и  $k = 3,9 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ .

На рис. 4.7 представлена зависимость резонансной частоты от волнового вектора, измеренная в ДКЭХ-состоянии  $3/7$  для концентраций электронов  $3,5 \cdot 10^{10}$  и  $6,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . Несмотря на дискретный характер измеренных зависимостей, что связано с ограниченным числом использованных генераторов ПАВ, видно, что дисперсия возбуждения щели при заполнении  $3/7$  есть немонотонная функция импульса, причем наблюдается несколько ротоноподобных минимумов. Положение магноторонных минимумов чувствительно к концентрации электронов. Перестроим данные, измеренные для различных концентраций электронов, в безразмерных координатах. В соответствии с теорией все свойства взаимодействующих электронных систем могут быть описаны в терминах безразмерных параметров, в которых энергия и импульс нормированы на кулоновскую энергию и обратную магнитную длину соответственно. Отметим, что серьезное ограничение для такого обезразмеривания может возникнуть из-за конечной ширины волновой функции  $2D$  электронов и соответствующего форм-фактора, который модифицирует взаимодействие. Однако для изученного

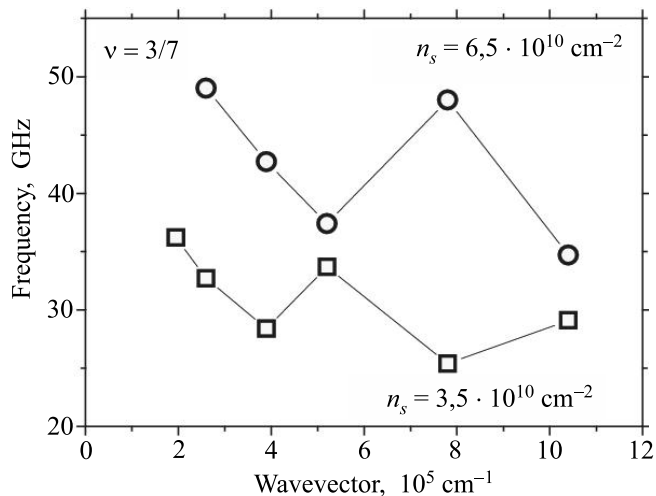


Рис. 4.7. Зависимость резонансной микроволновой частоты от магнитного поля, измеренная для концентрации электронов  $5,1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  при  $T = 30 \text{ мК}$  для импульсов  $k = 2,6 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$  и  $k = 3,9 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ . Очевидно, что резонансная частота осциллирует при попадании в состояния ДКЭХ для обоих волновых векторов; однако амплитуда усиления щели зависит от волнового вектора

интервала концентрации электронов, последние фактически находятся в почти строго двумерной системе, так как расстояние между электронами гораздо больше ширины волновой функции электрона, поэтому форм-фактор близок к 1 [4.12].

Рис. 4.8 показывает нормированную дисперсию, измеренную для различных ДКЭХ-состояний:  $2/5$ ,  $3/7$  и  $4/9$ . Экспериментальные данные, полученные для различных электронных концентраций в интервале  $(0,3 \div 0,7) \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ , отмечены разными символами, причем все данные согласуются с ожиданиями. Этот рисунок показывает, что дисперсия всех изученных дробных состояний может быть характе-

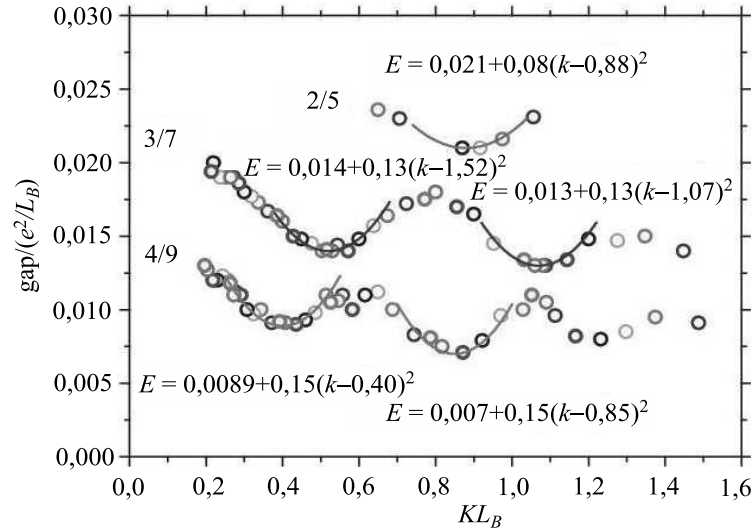


Рис. 4.8. Нормированная дисперсия щелевых возбуждений для ДКЭХ-состояний с  $\nu = 2/5$ ,  $\nu = 3/7$  и  $\nu = 4/9$ . Энергия и импульс возбуждений нормирован на кулоновскую энергию и обратную магнитную длину соответственно. Кривизна ротонного минимума определяет значение массы магнитортона (параболические аппроксимации ротонных минимумов показаны на рисунке)

ризована хорошо определенной энергетической щелью при нулевом импульсе.

В соответствии с теорией ожидается, что дисперсия щелевых ДКЭХ-возбуждений параболична при малых импульсах; поэтому для определения величины щели при нулевом импульсе для факторов заполнения  $3/7$  и  $4/9$  была использована параболическая аппроксимация. Были извлечены нормированные значения энергетической щели:  $0,022$  для состояния  $3/7$  и  $0,015$  для состояния  $4/9$ .

Отметим, что эти значения меньше, чем предсказанные теорией [4.12], примерно в 2 раза. Это рас-

хождение не может быть связано с конечностью ширины электронного канала, так как эти поправки учитывались, и было показано, что они незначительны. На рис. 4.8 видна дополнительная особенность: законы дисперсии исследованных дробных состояний имеют ротонподобные минимумы, причем для исследованных значений волнового вектора наблюдается один минимум для состояния с заполнением  $2/5$ , два минимума для  $3/7$  состояния и три минимума для  $4/9$  состояния [4.11]. Все эти минимумы имеют разные положения по энергии и импульсу, однако экспериментально установлено, что кривизны ротонных минимумов одинаковы для одинаковых ДКЭХ-состояний. Параболические аппроксимации ротонных минимумов для различных ДКЭХ-состояний показаны на рис. 4.8, и из этих данных получены значения ротонных масс.

Нормированные законы дисперсии, измеренные вблизи ротонных минимумов для различных ДКЭХ-состояний, определяются следующими выражениями:

$$E = 0,021 + 0,08(k - 0,88)^2$$

для состояния  $2/5$ ;

$$E = 0,014 + 0,13(k - 0,52)^2$$

и

$$E = 0,013 + 0,13(k - 1,07)^2$$

для состояния  $3/7$ ;

$$E = 0,0089 + 0,15(k - 0,40)^2$$

и

$$E = 0,007 + 0,15(k - 0,85)^2$$

для состояния  $4/9$ .

Мы сравнили эти зависимости с рассчитанными в [4.12] и обнаружили, что существует достаточно хорошее согласие для всех изученных ДКЭХ-

состояний по значениям волновых векторов ротонных минимумов. Тем не менее, экспериментальные значения энергий ротонных возбуждений в 2 раза меньше теоретических.

Тот факт, что дисперсия нейтральных щелевых ДКЭХ-возбуждений можно представить в безразмерном виде, в котором энергия и импульс нормированы на кулоновскую энергию и обратную магнитную длину соответственно, означает, что масса ротона для всех исследованных ДКЭХ-состояний возрастает как  $\sqrt{B}$  и, следовательно, как  $\sqrt{n_s}$ . На рис. 4.9 построена зависимость ротонной массы от электронной концентрации, извлеченная из измеренных нормированных законов дисперсии для различных ДКЭХ-состояний. Как можно видеть на рисунке, масса ротона для обычной электронной концентрации вблизи  $10^{11} \text{ см}^{-2}$  близка к массе свободного электрона, но масса ротона гораздо больше для состояния  $2/5$  по сравнению с дробными состояниями  $3/7$  и  $4/9$ . Отметим, что масса ротона определяет плотность состояний нейтральных возбуждений в режиме ДКЭХ и диктует термодинамические свойства электронной системы. Поэтому было бы интересно сравнить измеренные значения ротонных масс в различных ДКЭХ-состояниях с теорией. К сожалению, теоретические данные для ротонных масс в ДКЭХ отсутствуют.

В дополнение к акусто-оптическим измерениям энергетических щелей в режиме ДКЭХ были также проведены транспортные измерения. Последние проводились на тех же образцах с целью прямого сравнения энергии активации щели, извлеченной из температурной зависимости проводимости для дробных факторов заполнения (например, для фактора заполнения  $3/7$ ) с несколькими щелями, обнаружен-

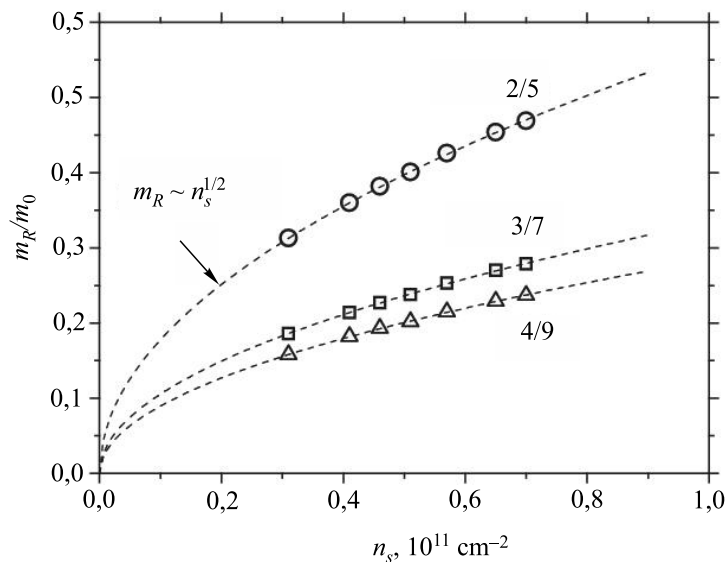


Рис. 4.9. Зависимость ротонной массы (нормированной на массу свободного электрона) от электронной концентрации, измеренная для различных ДКЭХ-состояний с заполнениями  $\nu = 2/5$ ,  $\nu = 3/7$  и  $\nu = 4/9$

ными на дисперсионной кривой для этого же ДКЭХ-состояния. На рис. 4.10 показаны осцилляции Шубникова–де Гааза, измеренные при 140 мК, вблизи факторов заполнения  $3/7$  и  $2/5$  для образца с концентрацией электронов  $6,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ . На вставках показана активационная температурная зависимость. Из этих данных извлечены значения активационных щелей: 1,1 К и 2,04 К для ДКЭХ-состояний  $3/7$  и  $2/5$  соответственно.

Используя безразмерную дисперсию щелевых ДКЭХ-возбуждений (рис. 4.8), можно извлечь (в абсолютных единицах) зависимость энергии возбуждения от импульса для состояния  $3/7$  (см. рис. 4.11). В соответствии с хорошо известной теоретической

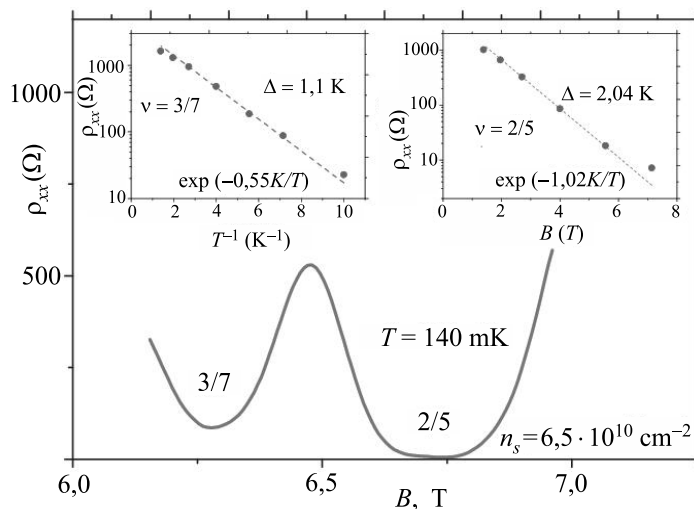


Рис. 4.10. Осцилляции Шубникова-де Газа, измеренные при 140 мК вблизи ДКЭХ-состояний  $3/7$  и  $2/5$ , и соответствующие температурные зависимости, из которых были определены активационные щели для этих состояний

моделью активационная щель отвечает далеко разнесенным заряженным возбуждениям, поэтому такая щель соответствует энергетической щели в пределе бесконечно больших волновых векторов. Сравнение активационной щели с полным законом дисперсии, измеренным для ДКЭХ-состояния  $3/7$ , представлено на рис. 4.11. Ясно видно, что транспортное значение значительно меньше, чем значения, полученные из акустооптических данных. Это происходит главным образом потому, что транспортная щель соответствует щели подвижности, поэтому уширение уровней ведет к уменьшению измеряемой величины транспортной щели.

Интересно изучить влияние температуры на дисперсию и энергетические щели в условиях ДКЭХ.



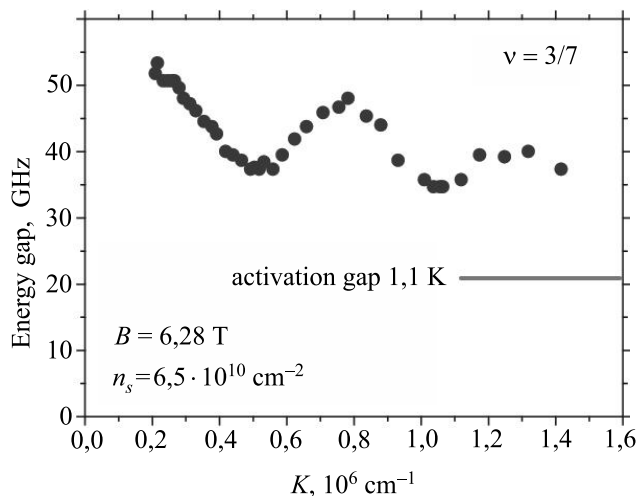


Рис. 4.11. Сравнение энергетической дисперсии и щелей, измеренных с помощью акусто-микроволнового резонанса для ДКЭХ-состояния  $3/7$ , с соответствующей активационной транспортной щелью

Было экспериментально установлено, что нагревание электронной системы ведет к коллапсу ДКЭХ-щелей в жидкости Лафлина [4.13]. Другим интересным вопросом является поведение ротонных осцилляций на дисперсионных кривых. На рис. 4.12 показаны два закона дисперсии, измеренные для ДКЭХ-состояния  $3/7$  при температурах 50 мК и 300 мК. Увеличение температуры, как можно видеть, ведет к сильному уменьшению амплитуды ротонных осцилляций; энергетические щели также сильно подавляются. Этот результат, согласующийся с наблюдавшимся ранее, связан с температурным коллапсом щели, обусловленной межэлектронным взаимодействием. Более того, как следует из наблюдаемых температурных зависимостей, все ротонные особенности исчезают при достаточно высоких температу-

рах, а ротонны имеют отрицательную квадратичную дисперсию, очень похожую на полученную для КФ в непосредственной близости к фактору заполнения  $1/2$  [4.10].

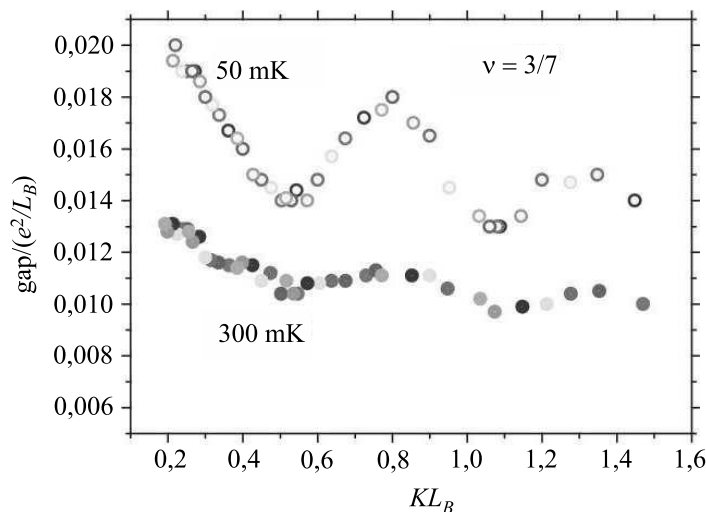


Рис. 4.12. Температурная зависимость дисперсии возбуждения, измеренная для ДКЭХ-состояния  $3/7$ . Увеличение температуры электронов от 50 до 300 мК ведет к сильному подавлению ротонных особенностей и уменьшению величины энергетических щелей

Таким образом, в данном разделе проанализированы оригинальные результаты исследования законов дисперсии нейтральных щелевых возбуждений в условиях ДКЭХ при факторах заполнения  $2/5$ ,  $3/7$  и  $4/9$ . Прямым методом наблюдаются магниторотонные минимумы в спектре этих возбуждений. Определены значения щелей при нулевом импульсе для ДКЭХ-состояний  $3/7$  и  $4/9$ , а также массы магниторотонных возбуждений.

## ЛИТЕРАТУРА К РАЗДЕЛУ 4

- 4.1. *Jain J. K.* Phys. Rev. Lett. **63**, 199 (1989).
- 4.2. *Jain J. K.* Adv. Phys. **41**, 105 (1992).
- 4.3. *Halperin B. I., Lee P. A., Read N.* Phys. Rev. B **47**, 7312 (1993).
- 4.4. *Goldman V. J., Su B., Jain J. K.* Phys. Rev. Lett. **72**, 2065 (1994).
- 4.5. *Smet J. H., Weiss D., Blick R. H., Lütjering G., von Klitzing K., Fleischmann R., Ketzmerick R., Geisel T., Weimann G.* Phys. Rev. Lett. **77**, 2272 (1996).
- 4.6. *Willett R. L., Pfeiffer L. N.* Surf. Sci. **361/362**, 38 (1996).
- 4.7. *Willett R. L., Ruel R. R., West K. W., Pfeiffer L. N.* Phys. Rev. Lett. **71**, 3846 (1993).
- 4.8. *Kang W., Störmer H. L., Pfeiffer L. N., Baldwin K. W., West K.* Phys. Rev. Lett. **71**, (1993).
- 4.9. *Kukushkin I. V., Smet J. H., von Klitzing K., Wegscheider W.* Nature **415**, 409 (2002).
- 4.10. *Kukushkin I. V., Smet J. H., Schuh D., Wegscheider W., von Klitzing K.* Phys. Rev. Lett., **98**, 066403 (2007).
- 4.11. *Kukushkin I. V., Smet J. H., Scarola V. W., Umansky V., von Klitzing K.* Science **324**, 1044 (2009).
- 4.12. *Scarola V. W., Park K., Jain J. K.* Phys. Rev. B **61**, 13064 (2000).
- 4.13. *Kukushkin I. V., Pulsford N. J., von Klitzing K., Haug R. J., Ploog K., Buhmann H., Potemski M., Martinez G., Timofeev V. B.* Europhys. Lett. **22**, 287 (1993).

## **ФЕРМИ-ЖИДКОСТНАЯ ПЕРЕНОРМИРОВКА СПЕКТРА КВАЗИЧАСТИЦ ГЛУБОКО ПОД УРОВНЕМ ФЕРМИ**

В 1956 году для описания низкотемпературных свойств электронных систем с сильным взаимодействием Ландау [5.1] предложил теорию фермижидкости. Основная идея этой теории заключается в том, что все свойства такой сильнокоррелированной системы при низких температурах могут быть описаны в терминах невзаимодействующих квазичастиц, число которых равно числу реальных электронов, функция распределения этих квазичастиц описывается фермиевской статистикой, а их дисперсия может быть сильно модифицирована взаимодействием. Простейшим примером такой модификации является перенормировка массы, в результате которой масса квазичастиц может значительно отличаться от электронной массы, и чем сильнее взаимодействие, тем сильнее эффекты перенормировки массы. Мерой силы межэлектронного взаимодействия является параметр

$$r_s = \frac{\sqrt{\pi n_s}}{a_B},$$

который равен отношению кулоновской и фермиевской энергий ( $n_s$  — концентрация двумерных электронов,  $a_B$  — эффективный боровский радиус). Модифицированная масса квазичастиц не зависит от температуры, магнитного поля и является параметром теории, зависящим лишь от потенциала межэлектронного взаимодействия. Другой вывод теории фермижидкости Ландау заключается в том,

что энергия квазичастиц, которая отсчитывается от поверхности Ферми, помимо действительной части характеризуется также еще мнимой частью (затуханием), которая минимальна на поверхности Ферми и квадратично растет по мере удаления энергии от фермиевской энергии. Отсюда в теории Ландау возникает утверждение, что квазичастицы являются хорошо определенными только вблизи фермиевской поверхности, и перестают быть таковыми при значительном отходе от поверхности Ферми. Для теории Ландау такое утверждение оказывается приемлемым, поскольку она претендует на описание низкотемпературных свойств электронной системы, т. е. когда тепловым образом рождается лишь небольшое количество возбуждений вблизи поверхности Ферми. Эти тепловые возбуждения представляют собой нейтральные пары квазиэлектронов и квазидырок, которые рождаются над и под поверхностью Ферми соответственно. Теория ферми-жидкости была построена [5.1–5.5] для трехмерных электронных систем, однако, как было показано позднее, основные выводы этой теории сохраняются и в случае двумерных электронных систем [5.6–5.7], а также в магнитном поле [5.8].

В трехмерном случае Абрикосовым и Халатниковым [5.5] для слабого взаимодействия было выведено соотношение, связывающее перенормированную массу в электронной ферми-жидкости  $m_e^{\text{FL}}$ , потенциал межэлектронного взаимодействия  $V$  и длину рассеяния  $a$ :

$$\frac{m_e^{\text{FL}}}{m_e} = 1 + ak_{\text{F}}^2, \quad a = \frac{m_e}{4\pi\hbar^2} \int V(r) d^3x,$$

где  $k_{\text{F}}$  — фермиевский импульс,  $m_e$  — электронная масса, для длины рассеяния  $a$  использовано борновское приближение.

В качестве экспериментальных методов изучения ферми-жидкостных эффектов в системе сильно взаимодействующих электронов обычно используются температурные исследования транспортных свойств, а именно анализ амплитуды осцилляций Шубникова–де Гааза [5.9–5.13]. Такие исследования претендуют на оценку эффекта перенормировки электронной массы лишь вблизи от фермиевской энергии и не позволяют анализировать изменение дисперсии квазичастиц глубоко под поверхностью Ферми. Из этих измерений можно извлекать интегральные параметры ферми-жидкости — параметры  $F_0^{a,s}$  и  $F_1^{a,s}$ , которые отвечают характеристикам потенциала межэлектронного рассеяния [5.14]. Подробный обзор современного состояния экспериментальных исследований, проведенных для случая электронной ферми-жидкости в кремниевых МДП-структурах, можно найти в работе [5.15].

Вместе с тем в системе двумерных электронов в полупроводниковых квантовых ямах существует оптический метод, позволяющий прямым образом измерять свойства электронной ферми-жидкости с сильным взаимодействием [5.16]. Этот метод основан на измерении спектра излучательной рекомбинации двумерных электронов с фотовозбужденными дырками, связанными на удаленных акцепторах. Спектр излучения в этом случае прямо отражает функцию распределения, плотность состояний и затухание квазичастиц (квазидырок) в ферми-жидкости. Действительно, если акцепторный центр находится на достаточно большом расстоянии от двумерного канала (это требование легко удовлетворить [5.17]), то как в начальном, так и конечном состоянии влиянием акцептора на свойства двумерных электронов можно пренебречь.

В результате согласно золотому правилу Ферми спектр излучения будет представлять собой свертку плотности состояний квазичастиц (квазидырок в фермиевском море двумерных электронов) и фотовозбужденных дырок, связанных на акцепторе. Поскольку энергетическое распределение дырок, связанных на акцепторе, отвечает дельта-функции с энергией, равной энергии связи акцептора, то спектр излучения будет представлять собой произведение плотности состояний и функции распределения квазичастиц, спектр которого перенормирован взаимодействием электронов. Процесс рекомбинации при этом выглядит просто как акт вырывания электрона (и образования на его месте квазичастицы) из моря Ферми с последующим удалением электрона на бесконечность. Затухание такой квазичастицы (квазидырки) будет тем больше, чем глубже она отстоит от фермиевской поверхности, что связано с коротким временем рассеяния квазичастицы при ее «всплытии» на поверхность Ферми.

При этом в перпендикулярном магнитном поле, как было показано в многочисленных экспериментах [5.16], спектр излучения двумерных электронов с фотовозбужденными дырками, связанными на удаленных акцепторах, расщепляется на уровни Ландау. Из этого расщепления непосредственно видно положение дна зоны размерного квантования и положение уровня Ферми, а также прямым образом измеряется циклотронное расщепление и ширина уровней Ландау в зависимости от энергии квазичастиц, отсчитанной от поверхности Ферми. Таким образом, указанный экспериментальный метод позволяет измерять основные параметры ферми-жидкости двумерных электронов и их изменение при вариации электронной плотности.

В настоящем разделе из спектров излучательной рекомбинации двумерных электронов с фото-возбужденными дырками, связанными на удаленных акцепторах, извлечена зависимость энергии Ферми квазичастиц от электронной плотности и таким образом получена зависимость перенормированной массы квазичастиц от концентрации двумерных электронов. Установлено, что по мере уменьшения электронной плотности (при увеличении параметра  $r_s$  до 4,5) эффективная масса плотности состояний квазичастиц увеличивается на 35% по сравнению с «нормальной» электронной массой. При этом показано, что в двумерной электронной системе в магнитном поле энергетическое уширение уровней квазичастиц увеличивается по мере увеличения их энергии, отсчитанной от энергии Ферми, однако это уширение оказывается меньше, чем энергия квазичастиц, вплоть до самого дна зоны размерного квантования.

Исследовались высококачественные квантовые ямы GaAs/AlGaAs шириной 500 Å, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии, в которых на расстоянии 400 Å от гетерограницы был встроены акцепторный монослой углерода с концентрацией около  $0,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . Во всех структурах толщина слоя нелегированного AlGaAs (спейсера) составляла 1000 Å, что обеспечивало высокую подвижность двумерных электронов  $\sim 10^7 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  при концентрации электронов  $\sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Для вариации электронной плотности выращивались структуры с различным уровнем легирования и, кроме того, концентрацию электронов можно было менять в некотором интервале с помощью метода фотообеднения [5.18]. Во всех структурах можно было исследовать и срав-



нивать спектры и кинетику рекомбинации двумерных электронов со свободными дырками и с дырками, связанными на монослое акцепторов. Как было показано ранее [5.16], в случае рекомбинации двумерных электронов с фотовозбужденными дырками, связанными на удаленных акцепторах, спектр излучения прямо отражает плотность состояний двумерных электронов. При этом влияние акцепторного центра на спектр излучения можно уменьшить и сделать пренебрежимо малым, если обеспечить достаточное удаление акцепторного слоя от двумерного канала [5.17]. Значительное пространственное разделение электронного канала и акцепторного слоя позволяет также увеличивать времена рекомбинации вплоть до нескольких микросекунд, что обеспечивает достижение действительно низких температур системы двумерных электронов (вплоть до 20 мК) даже в условиях фотовозбуждения [5.16].

В представленных измерениях все необходимые требования по пространственному разделению электронов и дырок были выполнены, поэтому по спектрам излучения можно было непосредственно измерять энергетический спектр электронной ферми-жидкости. Так, в нулевом магнитном поле спектр излучения отражал постоянство плотности состояний двумерных электронов, а в перпендикулярном магнитном поле проявлялись хорошо определенные уровни Ландау, которые было можно характеризовать как спектральным расщеплением, так и уширением. При этом число уровней Ландау, наблюдавшихся под поверхностью Ферми, точно отвечало фактору заполнения электронной системы.

Измерения проводились с помощью стандартной световодной методики в криостате растворения (базовая температура 20 мК) с магнитным по-

лем до 15 Тл. Для фотовозбуждения использовался перестраиваемый титан-сапфировый лазер, при этом характерная мощность на образце не превышала 50 нВт. Спектры излучения записывались с помощью двойного спектрометра U-1000 и CCD-камеры, охлаждаемой жидким азотом. В работе также исследовалась зависимость циклотронной массы двумерных электронов от их концентрации, с тем чтобы сравнить ее с аналогичной зависимостью перенормированной массы квазичастиц. Циклотронная масса двумерных электронов определялась из анализа размерного микроволнового магнитоплазменного резонанса, измеренного методом оптического детектирования [5.19].

В рамках стандартного подхода можно было отдельно определять плазменный и циклотронный вклады в частоту гибридного магнитоплазменного резонанса, и из зависимости циклотронной частоты от магнитного поля измерялась электронная циклотронная масса. В качестве микроволнового генератора мы использовали прибор Agilent, который позволял производить измерения магнитоплазменного резонанса в диапазоне частот  $1 \div 40$  ГГц. Измерение плазменной частоты позволяло также с высокой точностью определять концентрацию двумерных электронов [5.19].

На рис. 5.1а показаны характерные спектры излучательной рекомбинации двумерных электронов с фотовозбужденными дырками, связанными на акцепторах, которые были измерены при концентрации электронов  $3,05 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  в нулевом магнитном поле, а также в перпендикулярном магнитном поле  $B = 0,9$  Тл. Характерной особенностью спектров люминесценции при  $B = 0$  является то, что интенсивность излучения практически не зависит от энергии в ши-

роком интервале частот, а ширина линии излучения оказывается равной энергии Ферми электронов. При этом со стороны высоких энергий линия излучения характеризуется очень резким порогом, что соответствует низкой температуре электронной системы ( $T = 0,4$  К на рис. 5.1*a*). Такой спектр излучения отражает постоянство плотности состояний двумерных электронов в нулевом магнитном поле, а также фермиевскую функцию распределения. В про-

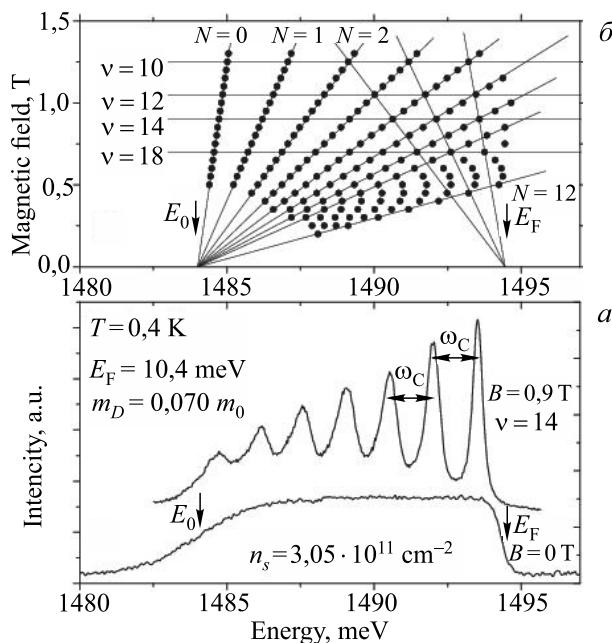


Рис. 5.1. Спектры излучательной рекомбинации двумерных электронов с фотовозбужденными дырками, связанными на акцепторах (а), измеренные в магнитном поле  $B = 0$  Тл и  $0,9$  Тл ( $\nu = 14$ ). Веер уровней Ландау (б), из которого определяются спектральные положения дна размерного квантования и энергии Ферми. Концентрация электронов в образце равна  $3,05 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ,  $T = 0,4$  К

стейшей модели, согласно золотому правилу Ферми, спектр рекомбинации двумерных электронов с удаленными дырками, связанными на акцепторах, при  $T = 0$  должен представлять собой  $\Theta$ -функцию с шириной, равной энергии Ферми, и с резкими порогами как со стороны высоких, так и со стороны низких энергий.

Как видно из рис. 5.1а, спектр, измеренный в нулевом магнитном поле при низких температурах, имеет резкий порог лишь со стороны высоких энергий, а со стороны низких энергий наблюдается уширение, которое возникает из-за значительного затухания квазичастиц (квазидырок под поверхностью Ферми). Наблюдающееся уширение низкоэнергетической части спектра не позволяет надежно и точно определить положение дна зоны размерного квантования и, тем самым, усложняет задачу точного измерения энергии Ферми двумерных электронов при известной электронной плотности. Для решения этой задачи необходимо исследовать картину уровней Ландау, которая наблюдается в перпендикулярном магнитном поле. На рис. 5.1б показан спектр люминесценции, измеренный в перпендикулярном магнитном поле  $B = 0,9$  Тл, отвечающем фактору заполнения  $\nu = 14$  (при электронной плотности  $3,05 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>). Как видно из этого рисунка, в полном соответствии с фактором заполнения  $\nu = 14$  в спектре излучения наблюдается семь линий (каждый уровень Ландау двукратно вырожден по спине), каждая из которых отвечает рекомбинации электронов из разных уровней Ландау. Расщепление между линиями равно циклотронной энергии.

Детальный анализ спектров показывает, что:

а) ширины уровней Ландау сильно отличаются друг от друга, при этом минимальное уширение на-

блюдается вблизи энергии Ферми, а максимальное уширение — на дне зоны размерного квантования;

б) энергетическое расщепление между уровнями Ландау не является одинаковым.

Первая особенность в точности отвечает предсказанию теории ферми-жидкости Ландау, согласно которому уширение квазичастиц минимально на поверхности Ферми и значительно растет по мере удаления от фермиевской энергии. Вторая обнаруженная особенность означает, что масса квазичастиц не является постоянной величиной, а вместо этого наблюдается некоторая непараболичность спектра. В первом приближении нас будет интересовать ферми-жидкостная эффективная масса плотности состояний двумерных электронов  $m_e^{\text{FL}}$  и ее изменение от электронной плотности. Для определения величины  $m_e^{\text{FL}}$  нам требуется измерить энергию Ферми  $E_F$ , и тогда  $m_e^{\text{FL}} = \pi \hbar^2 n_s / E_F$ , где  $h$  — постоянная Планка.

Для точного измерения энергетических положений дна размерного квантования и энергии Ферми в спектре люминесценции требуется провести анализ веера уровней Ландау (зависимость энергии уровней от магнитного поля), который представлен на рис. 5.1б. Низкоэнергетический фокус этого веера, куда сходятся все уровни Ландау, позволяет с большой точностью определить положение дна зоны размерного квантования. Для определения спектральной позиции энергии Ферми можно также воспользоваться анализом энергетических положений уровней Ландау, если иметь в виду, что при целочисленном заполнении (при  $\nu = 4, 6, 8, 10, 12, 14, 16, 18, \dots$ ) химический потенциал электронной системы лежит между уровнями Ландау, и потому верхний заполненный уровень отстоит

вниз по энергии от уровня Ферми на половину циклотронной энергии. Поэтому если проводить линейную зависимость от магнитного поля для верхнего заполненного уровня Ландау при разных целочисленных факторах заполнения, то эта зависимость, в пределе нулевого магнитного поля будет указывать на спектральную позицию, отвечающую фермиевской энергии двумерных электронов.

Такой анализ уровней Ландау представлен на рис. 5.1б; из него видно, что величина энергии Ферми может быть измерена с большой точностью как спектральное расщепление между фокусами веерообразных уровней Ландау. Для концентрации двумерных электронов  $3,05 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  мы определили, что  $E_F = 10,40 \text{ мэВ}$ , и, следовательно, эффективная масса плотности состояний  $m_e^{\text{FL}} = (0,0705 \pm 0,0002)m_0$ . Аналогичная процедура измерения энергии Ферми двумерных электронов и эффективной массы плотности состояний была проделана для различных концентраций электронов в диапазоне от  $0,17 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  до  $5,4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . На рис. 5.2 представлены спектры излучения, измеренные для концентрации двумерных электронов  $0,22 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  в нулевом магнитном поле, а также в перпендикулярном поле  $0,15 \text{ Тл}$  (фактор заполнения равен 6). Следует отметить, что в этом случае спектры были измерены при значительно более низкой температуре  $T = 0,05 \text{ К}$ . При столь низких концентрациях двумерных электронов основные свойства спектра излучения сохраняются: отчетливо наблюдаются как постоянство плотности состояний в нулевом магнитном поле, так и веерообразные уровни Ландау в перпендикулярном поле, что позволяет произвести точные измерения спектральных позиций дна зоны размерного квантования и фермиевской энергии.

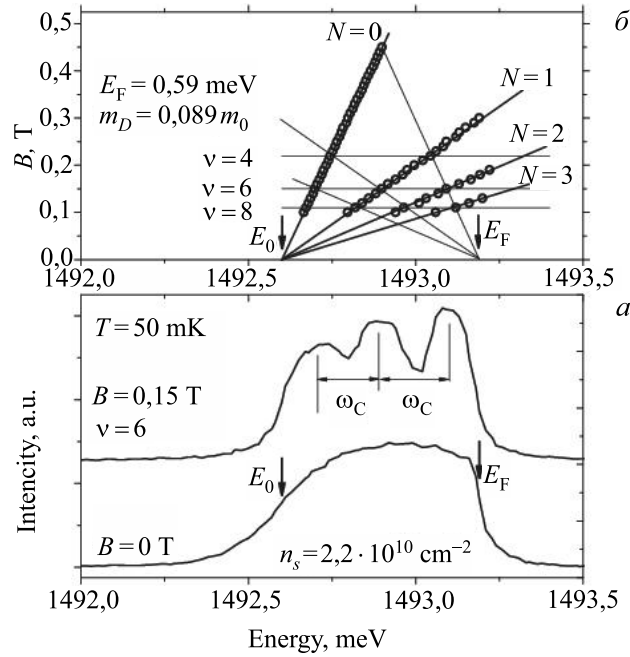


Рис. 5.2. Спектры излучательной рекомбинации двумерных электронов с фотовозбужденными дырками, связанными на акцепторах (а), измеренные в магнитном поле  $B = 0$  Тл и  $0,15$  Тл ( $\nu = 6$ ). Веер уровней Ландау (б), из которого определяются спектральные положения дна размерного квантования и энергии Ферми. Концентрация электронов в образце равна  $0,22 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ,  $T = 0,05$  К

Для концентрации двумерных электронов  $0,22 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  мы определили, что  $E_F = 0,59$  мэВ, и, следовательно, эффективная масса плотности состояний оказалась равной  $m_e^{\text{FL}} = (0,0890 \pm 0,0005)m_0$ , что значительно превосходит стандартную величину циклотронной массы электронов в GaAs  $m_e = 0,067m_0$ .

На рис. 5.3 представлена измеренная зависимость эффективной массы плотности состояний в двумерной электронной ферми-жидкости от плотности электронов. Видно, что по мере увеличения параметра  $r_s$  от 1 до 4,5 наблюдается значительное (более 35%) утяжеление эффективной массы плотности

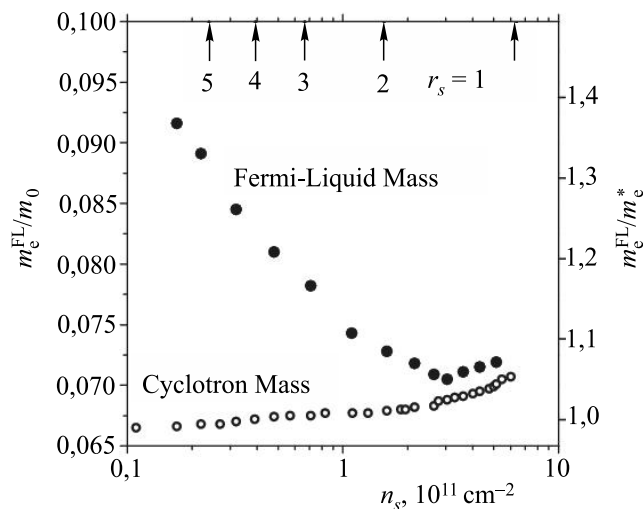


Рис. 5.3. Зависимость перенормированной эффективной массы плотности состояний в ферми-жидкости  $2D$  электронов (черные точки) и циклотронной массы («выколотые» точки) от концентрации (нижняя шкала) или параметра межэлектронного взаимодействия (верхняя шкала)

состояний электронов. Для сравнения исследовано, как меняется в этом же интервале плотностей циклотронная масса двумерных электронов. Эта зависимость также представлена на рис. 5.3.

Видно, что измеренные зависимости циклотронной массы и ферми-жидкостной массы от электронной плотности имеют прямо противоположный характер в пределе малых концентраций: циклотрон-



ная масса уменьшается, а масса плотности состояний в электронной ферми-жидкости значительно увеличивается. Следует отметить, что обнаруженный рост циклотронной массы двумерных электронов при увеличении их плотности связан с непараболичностью электронного спектра электронов в GaAs и хорошо согласуется с более ранними исследованиями непараболичности зонной массы [5.20].

Таким образом, в данном разделе изложены оригинальные результаты исследования ферми-жидкостных эффектов перенормировки эффективной массы квазичастиц в системе сильнокоррелированных  $2D$  электронов в относительно слабых (квазиклассических) квантующих магнитных полях [5.21]. Установлено, что по мере уменьшения электронной плотности, которое соответствует увеличению параметра взаимодействия  $r_s$  до 4,5, эффективная масса плотности состояний квазичастиц увеличивается на 35% по сравнению с циклотронной массой электронов. Показано, что в квазиклассическом магнитном поле концепция квазичастиц в двумерной ферми-жидкости сохраняется не только вблизи поверхности Ферми, но и глубоко под ней, вплоть до дна двумерной подзоны.

#### ЛИТЕРАТУРА К РАЗДЕЛУ 5

- 5.1. Ландау Л. Д. ЖЭТФ. **30**, 1058 (1956).
- 5.2. Ландау Л. Д. ЖЭТФ. **32**, 59 (1957).
- 5.3. Силин В. П. ЖЭТФ. **34**, 781 (1958).
- 5.4. Nozières P., Luttinger J. M. Phys. Rev. **127**, 1423 (1962).
- 5.5. Абрикосов А. А., Халатников И. М. ЖЭТФ. **33**, 1154 (1957).
- 5.6. Freedman R. Phys. Rev. B **18**, 2482 (1978).
- 5.7. Chamon C., Mucciolo E. R., Castro Neto A. H. Phys. Rev. B **64**, 245115 (2001).
- 5.8. Бычков Ю. А., Колесников А. В. Письма в ЖЭТФ. **58**, 349 (1993).

- 5.9. Coleridge P. T., Hayne M., Zawadzki P., Sachrajda A. S. Surf. Sci. **361/362**, 560 (1996).
- 5.10. Pudalov V. M., Gershenson M. E., Kojima H., Butch N., Dzhur E. M., Brunthaler G., Prinz A., Bauer G. Phys. Rev. Lett. **88**, 196404 (2002).
- 5.11. Shashkin A. A., Kravchenko S. V., Dolgoplov V. T., Klapwijk T. M. Phys. Rev. B **66**, 073303 (2002).
- 5.12. Shashkin A. A., Rahimi M., Anissimova S., Kravchenko S. V., Dolgoplov V. T., Klapwijk T. M. Phys. Rev. Lett. **91**, 046403 (2003).
- 5.13. Tan Y. W., Zhu J., Stormer H. L., Pfeiffer L. N., Baldwin K. W., West K. W. Phys. Rev. Lett. **94**, 016405 (2005).
- 5.14. Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Статистическая физика.— М.: Наука, 1978.
- 5.15. Долгополов В. Т. Письма в ЖЭТФ. **101**, 300 (2015).
- 5.16. Kukushkin I. V., Тимофеев В. В. Advances in Physics. **45**, 147 (1996).
- 5.17. Kukushkin I. V., Haug R.J., von Klitzing K., Eberl K., Totemeyer K. Phys. Rev. B **50**, 11259 (1994).
- 5.18. Kukushkin I. V., von Klitzing K., Ploog K., Kirpichev V. E., Shepel B. N. Phys. Rev. B **40**, 4179 (1989).
- 5.19. Kukushkin I. V., Smet J. H., Mikhailov S. A., Kulakovskii D. V., von Klitzing K., Wegscheider W. Phys. Rev. Lett. **90**, 156801 (2003).
- 5.20. Hopkins M. A., Nicholas R. J., Brummel M. A., Harris J. J., Foxon C. T., Phys. Rev. B **36**, 4789 (1987).
- 5.21. Кукушкин И.В., Шмульт С. Письма в ЖЭТФ. **101**, 770 (2015).

## **КОЛЛЕКТИВНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПОЛОСАТОЙ ФАЗЫ ПРИ ПОЛУЦЕЛОМ ЗАПОЛНЕНИИ ВЫСОКИХ УРОВНЕЙ ЛАНДАУ**

Еще до эпохи квантового эффекта Холла было предположено [6.1], что однородная  $2D$  электронная система в сильных магнитных полях, отвечающих заполнению основного уровня Ландау (фактор заполнения  $\nu < 1$ ), может стать неустойчивой относительно образования  $1D$  волны зарядовой плотности с периодом порядка магнитной длины. Причина неустойчивости связана с обменным взаимодействием, приводящим к эффективному притяжению между электронами. Рассмотрение велось в рамках приближения Хартри–Фока, которое переоценивает величину обмена и пренебрегает межэлектронными корреляциями. После открытия дробного квантового эффекта Холла было установлено, что для  $\nu < 1$  именно корреляционное взаимодействие приводит к образованию однородного состояния, жидкости Лафлина.

Тем не менее, при заполнении высоких уровней Ландау роль корреляций несколько уменьшается и можно, в принципе, ожидать появления указанной неустойчивости. Дело в том, что спонтанное расслоение однородной электронной системы на неоднородные, периодические структуры является фундаментальным свойством систем, в которых в потенциале взаимодействия на разных длинах имеется конкуренция притяжения и отталкивания. Потенциал кулоновского взаимодействия электронов на высоких уровнях Ландау имеет осциллирующий характер,

что связано с экранированием этого взаимодействия из-за поляризации электронов полностью заполненных уровней Ландау, волновые функции которых являются сильно осциллирующими в пространстве. Именно эта особенность электрон-электронного взаимодействия приводит к возникновению зарядовой текстуры (волн зарядовой плотности) при факторах заполнения  $9/2$ ,  $11/2$ ,  $13/2$  и т. д.

В современных двумерных электронных системах дробный квантовый эффект Холла наблюдается повсеместно, если первый и второй уровни Ландау частично заполнены [6.2]. Однако для уровней с высокими номерами уровней Ландау наблюдается полное отсутствие дробного квантового эффекта Холла, и при температурах ниже 150 мК огромное влияние на физические явления оказывает спонтанное нарушение симметрии. Обзор описанного явления представлен в [6.3]. Для наполовину заполненных уровней с высокими номерами ( $N > 2$ ) теория Хартри-Фока предсказала в 1996 г. образование  $1D$  волны зарядовой плотности, называемой полосатой фазой в режиме квантового эффекта Холла [6.4–6.6]. Эта фаза состоит из чередующихся областей с близкими целочисленными квантово-холловскими состояниями. С энергетической точки зрения такая полосатая фаза с периодом порядка ларморовского диаметра должна быть выгоднее жидкости Лафлина и кристалла Вигнера.

Как же должна проявляться в транспорте эта фаза, если она все-таки образуется и по какой-то причине запиннигована? Видимо, впервые подобная задача была теоретически рассмотрена в серии работ [6.7–6.10], в которых была вычислена анизотропная магнитопроводимость по основному уровню Ландау в  $2D$  системе с  $1D$  периодическим потенциа-

лом  $V(x)$ , исследованы высокочастотные и разогривные эффекты. В присутствии такого  $1D$  потенциала, индуцированного волной плотности заряда, каждый уровень Ландау превращается в узкую  $1D$  зону. На краях этой зоны плотность состояний имеет степенную расходимость типично одномерного типа, которая обрезается при учете слабого рассеяния. В результате плотность состояний на уровне Ферми  $S(E_F)$  имеет форму двузубой вилки: минимум в центре зоны и два пика на ее краях, причем чем меньше плотность рассеивателей  $n_{im}$ , тем выше эти пики. Неполное заполнение этой зоны приводит к образованию полос, отличающихся значением  $\nu$  типа  $\nu/\nu-1/\nu/\dots$  и вытянутых вдоль оси  $y$ .

Проводимости поперек ( $\sigma_{xx}$ ) и вдоль ( $\sigma_{yy}$ ) полосы плотности заряда определяются разными механизмами и обладают качественно различной зависимостью от  $\nu$ . Компонента  $\sigma_{yy}$  велика, имеет зонный характер и обратно пропорциональна рассеянию, определяемому произведением  $n_{im}$  и  $S^2(E_F)$ , а компонента  $\sigma_{xx}$  мала, имеет прыжковый характер и прямо пропорциональна рассеянию, причем произведение  $\sigma_{xx} \cdot \sigma_{yy}$  не зависит от рассеяния. Эти результаты были фактически подтверждены и обобщены в работах [6.11, 6.12]. Что же показал эксперимент?

В 1998 г. в транспортных экспериментах на постоянном токе в структурах на основе (001) GaAs/AlGaAs при очень низких температурах вблизи полуцелого  $\nu \geq 9/2$  было обнаружено [6.13–6.17] новое состояние, которое, как предполагается, как раз и связано с предсказанным в [6.4–6.6] формированием полосатой фазы. Это предположение основывается на наблюдении в такой системе гигантской анизотропии магнитосопротивления. Отношение значений сопротивления вдоль кристаллографи-

ческих направлений  $[110]$  и  $[1\bar{1}0]$  достигает величины  $R_{xx}/R_{yy} \sim 5 \div 3500$  в зависимости от способа измерений. При малых плотностях электронов «легкое» направление (т. е. направление, вдоль которого проводимость велика, а сопротивление мало) в эксперименте совпадает с направлением  $[110]$  кристалла GaAs [6.13–6.16]. Поведение всех компонент тензора сопротивления, а также нелинейная ВАХ качественно согласовались с теорией  $1D$  волны плотности заряда в режиме КЭХ [6.7], [6.8], [6.11], [6.12] (см. также ссылки в обзоре [6.3]). Направление полос, таким образом, и является легким направлением.

Было также показано [6.18], что компонента магнитного поля  $B_{\parallel} \sim 1$  Тл, параллельная плоскости гетероинтерфейса, может поменять местами легкое и «трудное» направления для проводимости. В работе [6.18] был сделан вывод, что при достаточно больших  $B_{\parallel}$  трудное направление совпадает с направлением  $\mathbf{B}_{\parallel}$ . Аналогичный результат был получен в работе [6.13] для  $\mathbf{B}_{\parallel} \parallel [110]$  вблизи всех полных  $\nu \geq 9/2$ , а также для  $\mathbf{B}_{\parallel} \parallel [1\bar{1}0]$  вблизи  $\nu = 11/2$  и  $\nu = 15/2$ . Теоретическое рассмотрение влияния  $\mathbf{B}_{\parallel}$ , проведенное [6.19] в приближении Хартри–Фока в модели параболической ямы, помогло объяснить часть результатов. Происхождение же механизма, вынуждающего при  $B_{\parallel} = 0$  полосы плотности заряда ориентироваться в макроскопическом образце строго вдоль кристаллографического направления  $[110]$  (ориентационный пиннинг), оставалось неясным.

Г. Крёмер [6.20] предположил, что пониженная симметрия потенциала гетероструктуры на основе полупроводников без центра инверсии может приводить к появлению выделенного направления проводимости. Понижение симметрии означает, что ку-

бическая ось, перпендикулярная интерфейсу (001)  $A_3B_5$ , превращается из зеркально-поворотной оси 4-го порядка ( $S_4$ ) в ось 2-го порядка ( $C_{2v}$ ).

Эта идея была развита в работе [6.21]. Показано, что для одиночного гетероперехода (001)GaAs/AlGaAs эффективная масса  $2D$  электронов анизотропна. Эта естественная анизотропия связана с  $C_{2v}$ -симметрией гетероинтерфейса и, несмотря на свою малость (0,1%), может определять ориентацию полос. С другой стороны, компонента магнитного поля, параллельная гетероинтерфейсу ( $\mathbf{B}_{\parallel}$ ), приводит, как известно, к «магнитной» анизотропии эффективной массы. Конкуренция этих двух типов анизотропии, естественной и магнитной, количественно описывает вышеупомянутые эксперименты.

Тем не менее, более поздние тщательные исследования выявили новые загадочные особенности полосатой фазы. Так, в [6.22] обнаружена зависимость направления полос в дырочной  $2D$  системе от внешнего сдвигового механического напряжения, что говорит о важности пьезоэлектрических полей в подобных структурах. Недавние измерения [6.23] указывают на существенную зависимость ориентации полос от расстояния между интерфейсом, на котором локализованы  $2D$  электроны, и поверхностью образца: при увеличении этого расстояния полосы изменяют ориентацию от обычного,  $[110]$ , до  $[1\bar{1}0]$ . Поэтому проблему ориентационного пиннинга нельзя считать решенной.

Теория полосатого состояния в режиме квантового эффекта Холла была существенно обобщена. Были учтены тепловые и квантовые флуктуации и выявлена близкая аналогия между нематической фазой жидкого кристалла и полосатой фазой [6.3, 6.17, 6.24, 6.25]. Предположено, что флуктуации разру-

шают дальний порядок в расположении полос, но механизм Березинского–Костерлица–Таулесса приводит при низких температурах к стабилизации нематического ориентационного порядка. При достаточно низких температурах, достижимых в эксперименте, было обнаружено хорошее совпадение между измеренным значением удельного сопротивления и теоретическим значением, найденным в модели квантово-холловского нематика с конечной температурой [6.11, 6.26]. Для полноты упомянем, что такого рода транспортная анизотропия была также обнаружена на факторе заполнения  $5/2$  при наличии достаточно большого магнитного поля, параллельного поверхности образца. Состояние  $5/2$ , которое представляет большой интерес в связи с возможной неабелевой природой его возбуждений [6.27], в отсутствие параллельного магнитного поля является изотропным и обладает энергетической щелью. При наличии компоненты магнитного поля в плоскости образца это состояние, по всей видимости, уступает место анизотропному полосатому состоянию в режиме квантового эффекта Холла [6.28].

Хотя транспортные измерения являлись хорошим индикатором того, что полосатая фаза существует, этот вид измерений дает только макроскопическую картину и не позволяют проводить прямые измерения на микроскопическом уровне. Для этой цели хорошо подошли бы сканирующие зондовые измерения, но, учитывая необходимую температуру (ниже 100 мК) и, в первую очередь, требуемое пространственное разрешение, проведение такого рода измерений превращается в очень сложную задачу. Теоретические оценки дают характерную ширину или период полосатой фазы  $2,7R_c$ , где  $2R_c$  — циклотронный диаметр [6.4]. Для стандартных значений кон-



центрации электронов в образце циклотронный радиус меньше 60 нм, что намного меньше, чем глубина залегания  $2D$  электронов в современных гетероструктурах. Как следствие, это ведет к ограничению пространственного разрешения, достигаемого при помощи сканирующей зондовой методики.

В результате прямые спектроскопические доказательства существования периодической в пространстве фазы и исследование ее параметров долгое время отсутствовали. Совсем не было экспериментальной информации о возбуждениях в этой фазе.

Далее экспериментально исследуются сверхвысокочастотные свойства такой электронной фазы около фактора заполнения  $9/2$  на микроскопическом масштабе. Метод основан на комбинации поверхностных акустических волн, микроволнового возбуждения и оптического детектирования. Ключевым элементом является поверхностная акустическая волна, которая может распространяться по образцу или в легком, или в трудном направлении. Длина волны ПАВ добавляет ещё один характерный размер, который позволяет одновременно определять дисперсию коллективных мод полосатой фазы в режиме квантового эффекта Холла для волновых векторов, пропорциональных обратной длине волны ПАВ, и наблюдать за проявлением эффекта соизмеримости, когда длина волны ПАВ кратна периоду полосок.

Измерена дисперсия коллективных мод с помощью ПАВ, длина волны которых изменялась от 200 нм до 60 нм. Обнаружены геометрические резонансы соизмеримости между периодом полосатой фазы и длиной волны ПАВ. Из резонансов удалось извлечь период модуляции электронной плотности и его зависимость от магнитного поля. Измеренная дисперсия коллективных возбуждений ока-

залась сильно анизотропной, причем лишь вблизи фактора заполнения  $9/2$ . Анизотропия дисперсии исчезает при повышении температуры до 150 мК.

Опишем теперь детали эксперимента. Измерения проводились на легированных GaAs/AlGaAs гетероструктурах с квантовой ямой шириной 30 нм. Образцы были изготовлены в виде мезы в форме креста (рис. 6.1a). Центральная часть креста является чувствительной областью устройства и имеет размеры 100 мкм  $\times$  100 мкм. Каждая ножка креста имеет на конце расширение, на котором с помощью методов электронной литографии и термовакuumной металлизации были изготовлены одинаковые встречно-штыревые преобразователи, генерирующие ПАВ.

Преобразователи имели сто штырей. Периодичность в расположении штырей изменялась от 360 нм до 120 нм для разных образцов, изготовленных из одной и той же гетероструктуры [6.29, 6.30]. Чтобы провести измерение дисперсии нейтральных возбуждений, подразумевающих одновременное создание квазидырки и квазиэлектрона микроволновым фотоном на факторе заполнения  $9/2$ , три электромагнитные волны одновременно падали на образец, причем каждая волна служит своей цели:

- 1) Высокочастотный сигнал, находящийся в резонансе с преобразователем на частоте  $f_{\text{SAW}}$ , создает поверхностные акустические волны и определяет ненулевой волновой вектор  $k_{\text{SAW}}$ , с помощью которого производится детектирование нейтральных возбуждений. Этот волновой вектор может быть ориентирован вдоль кристаллографических направлений  $[110]$  или  $[1\bar{1}0]$  с помощью выбора подходящих преобразователей на ножках креста. Высокочастотный сигнал подается в криостат по коаксиальной линии, присоединенной к согласованному

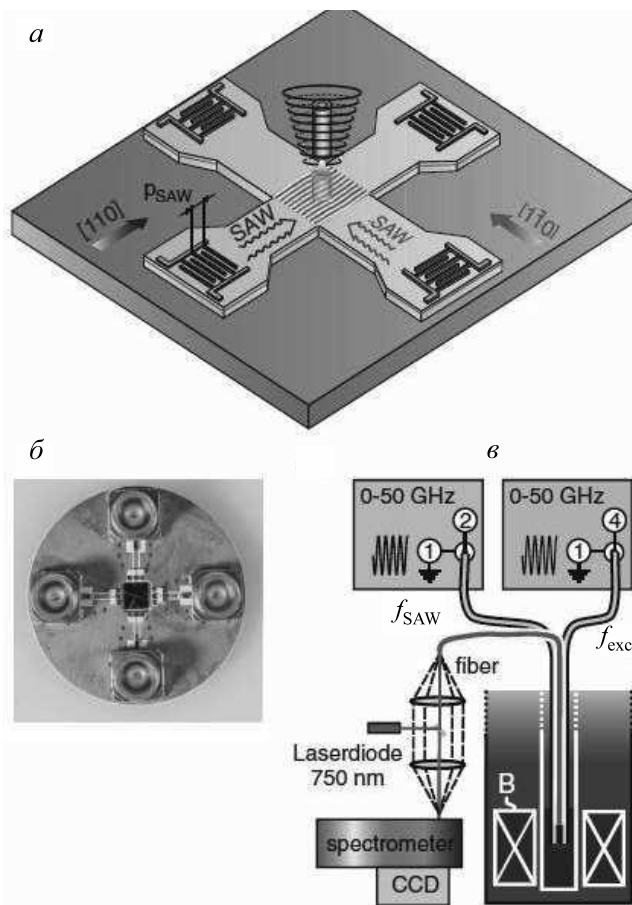


Рис. 6.1. Геометрия образца (а): меза-структура в форме креста, ножки которого ориентированы вдоль главных кристаллических направлений. ПАВ-преобразователи располагаются на конце каждой ножки.

Держатель чипа с высокочастотными разъемами и согласованными копланарными волноводами (б). Образец с крестообразной мезой монтируется в центральном углублении.

Схема экспериментальной установки (в), показывающая подключение всех трех источников электромагнитных волн, падающих на образец.

по импедансу копланарному волноводу. Волновод согласован для того, чтобы избежать отражений, а его центральная жила и боковые электроды подсоединены проводами к двум электродам преобразователя (рис. 6.1б). При работе преобразователей на фундаментальных частотах возможна генерация волн с волновыми векторами вплоть до  $5,2 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ . Возможно использование преобразователей также и на второй гармонике при применении бесконтактной схемы возбуждения [6.29, 6.30]. Это увеличивает диапазон доступных волновых векторов до  $1,04 \cdot 10^8 \text{ м}^{-1}$ .

2) Квазимонохроматическое микроволновое излучение с частотой  $f_{\text{exc}}$  облучает центральную часть креста и приводит к появлению нейтральных возбуждений при совпадении энергии микроволнового фотона и энергии возбуждения с ненулевым волновым вектором, определяемым ПАВ-преобразователем. Микроволновый сигнал распространяется вдоль второй коаксиальной линии и согласованного копланарного волновода. Центральная часть волновода проволокой присоединена к электроду неиспользуемого преобразователя. Заземляющие электроды волновода накоротко соединены с заземляющим электродом преобразователя, генерирующего ПАВ на противоположенной стороне креста. Эти соединенные электроды играют роль дипольной антенны, и с её помощью центральная часть мезы подвергается облучению.

3) Наконец, рабочая область прибора возбуждается также непрерывным светом мощностью 10 мкВт, источником которого является стабилизированный полупроводниковый лазер, работающий на длине волны 750 нм. Свет подается к образцу по многомодовому оптоволоконному кабелю. Сигнал люми-

несценции от образца попадает в тот же кабель, и его спектральное разложение происходит при помощи спектрометра с двумя решетками с разрешением 0,03 мэВ и ССD-камерой. Когда микроволновое облучение находится в резонансе с нейтральным возбуждением системы, резонансное поглощение нагревает электронную систему. В спектре люминесценции отображается тепловое перераспределение электронов, возникающее в результате повышения температуры.

Таким образом, дифференциальный спектр, получаемый вычитанием друг из друга спектров люминесценции при наличии и в отсутствие микроволнового облучения, обнаруживает резонансное поглощение. Удобно характеризовать влияние микроволнового облучения одной величиной, которую мы будем далее называть силой поглощения. Она определяется как интеграл абсолютного значения сигнала дифференциальной люминесценции по всему детектируемому спектральному диапазону. Эксперименты проводятся в криостате растворения с загрузкой образца через верх прямо в жидкость при температуре смеси примерно 30 мК при облучении.

На рис. 6.2*а, б* изображена сила микроволнового поглощения, измеренная на факторе заполнения  $9/2$  ( $B = 2,41$  Тл) для волновых векторов  $k_{SAW}$ , направленных вдоль кристаллических направлений  $[110]$  и  $[\bar{1}\bar{1}0]$  соответственно. Данные этих графиков указывают на сильную анизотропию. Например, при ориентации волнового вектора вдоль направления  $[110]$  падающее микроволновое излучение порождает коллективные возбуждения на частоте 25,3 ГГц, в то время как при ориентации волнового вектора вдоль направления  $[\bar{1}\bar{1}0]$  резонансная частота уменьшается более чем в три раза до 7,4 ГГц. Эти

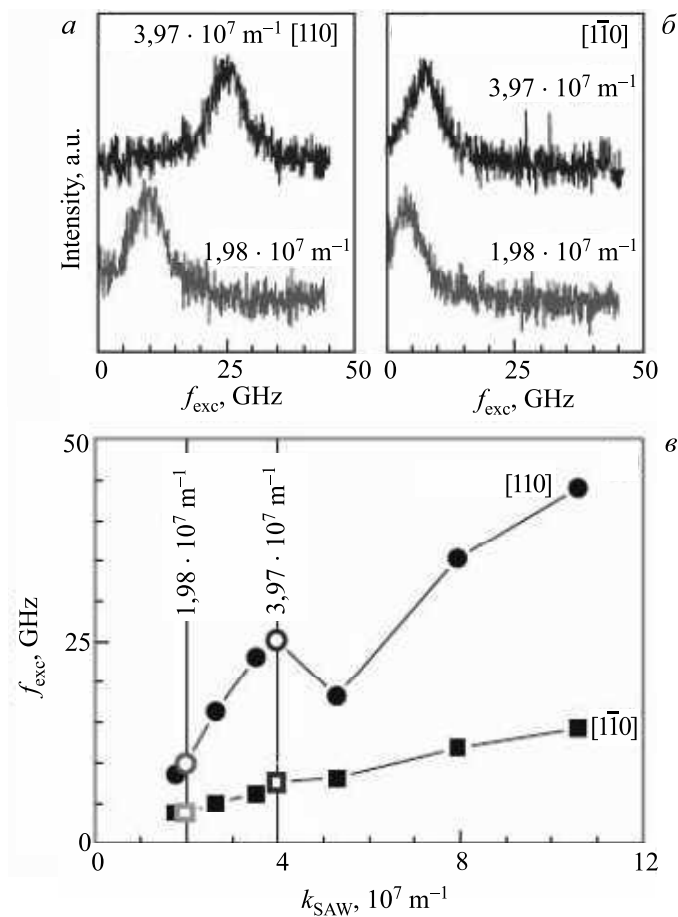


Рис. 6.2. Зависимость интенсивности поглощения от возбуждающей частоты (а–б), измеренная на факторе заполнения  $9/2$  для электронной плотности  $2,63 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  и  $k_{\text{SAW}} = 3,97 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$  (верхняя кривая) или  $1,98 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$  (нижняя кривая): ПАВ распространяется вдоль направления  $[110]$  (а), ПАВ распространяется вдоль направления  $[\bar{1}\bar{1}0]$  (б). График зависимости резонансной частоты от  $k_{\text{SAW}}$  для обоих направлений распространения (в). Экспериментальные точки были получены для одной и той же плотности на образцах с разными преобразователями

резонансы были получены для различных значений  $k_{\text{SAW}}$  и обоих кристаллических направлений. Полные дисперсии приведены на рис. 6.2*в*. Для  $k_{\text{SAW}}$ , ориентированного вдоль направления  $[110]$ , в дисперсии наблюдается минимум для значений волнового вектора  $k_{\text{SAW}}$ , близких к  $5 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$  или  $0,8L_B$  (здесь  $L_B$  — магнитная длина), что хорошо согласуется с теоретическими предсказаниями дисперсии [6.31]. Согласно теории в перпендикулярном направлении дисперсии быть не должно. Однако хотя ротонный минимум действительно отсутствует в направлении  $[1\bar{1}0]$ , резонансная частота изменяется при изменении  $k_{\text{SAW}}$ . Она возрастает с увеличением  $k_{\text{SAW}}$ , но намного медленнее, чем для направления  $[110]$ .

На рис. 6.3*а, б* изображена зависимость резонансной частоты от фактора заполнения и температуры для обеих ориентаций  $k_{\text{SAW}}$ . Анизотропия исчезает, когда фактор заполнения отличается от  $9/2$  более, чем на  $0,08$ , или когда температура становится выше  $120 \text{ мК}$ . Оба этих наблюдения согласуются с результатами измерения анизотропии по транспортной методике. Они являются доказательством того, что исследуется та же самая волна зарядовой плотности, несмотря на расхождение теории и эксперимента для дисперсии вдоль направления  $[1\bar{1}0]$ .

Определение характерного масштаба длин, или периодичности полосатой фазы, является очень важной задачей, однако до сих пор ответ на неё не был получен экспериментально. Согласно теории, период  $p$  должен быть равен  $2,7R_c$ , где  $R_c$  — циклотронный радиус [6.4]. Для указанных плотностей период  $p$  менее  $60 \text{ нм}$ . Учитывая глубину залегания двумерной системы, детектирование полосатой фазы с использованием сканирующей зондовой методики обречено на провал. В данной работе поверхностные

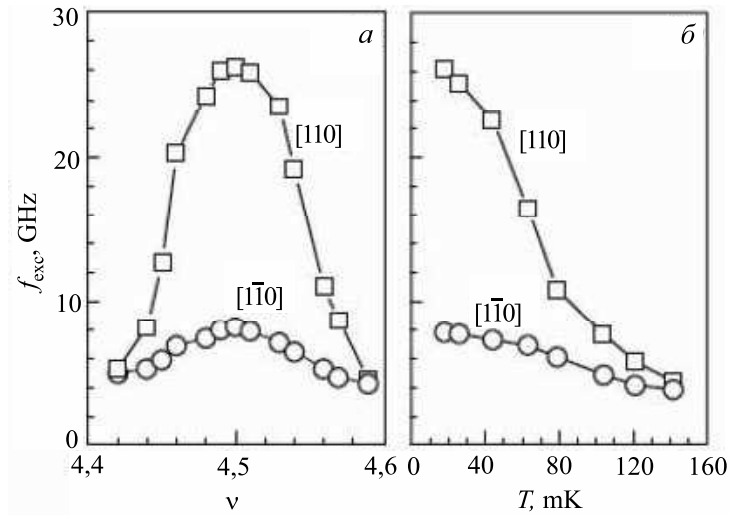


Рис. 6.3. Зависимость частоты коллективных возбуждений полосатой фазы на факторе  $9/2$  в режиме квантового эффекта Холла от фактора заполнения, измеренная для электронной плотности  $2,63 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  для  $k_{SAW} = 3,97 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$  вдоль направлений распространения  $[110]$  или  $[\bar{1}\bar{1}0]$  (а). Температурная зависимость резонансной частоты на факторе заполнения  $9/2$  при постоянных значениях плотности и  $k_{SAW}$  (б)

акустические волны вводят дополнительный характерный размер, сопоставимый с  $p$ . В каждом образце возможно варьировать  $p$ , изменяя электронную плотность с помощью засветки [6.32]. Следует ожидать проявление эффекта соизмеримости периода ПАВ с  $p$  при распространении ПАВ перпендикулярно полосам. И в самом деле, на рис. 6.4а наблюдается сильное изменение (порядка 200%) интенсивности резонансного микроволнового поглощения, когда поверхностные акустические волны бегут вдоль направления  $[\bar{1}\bar{1}0]$  после изменения плотности,



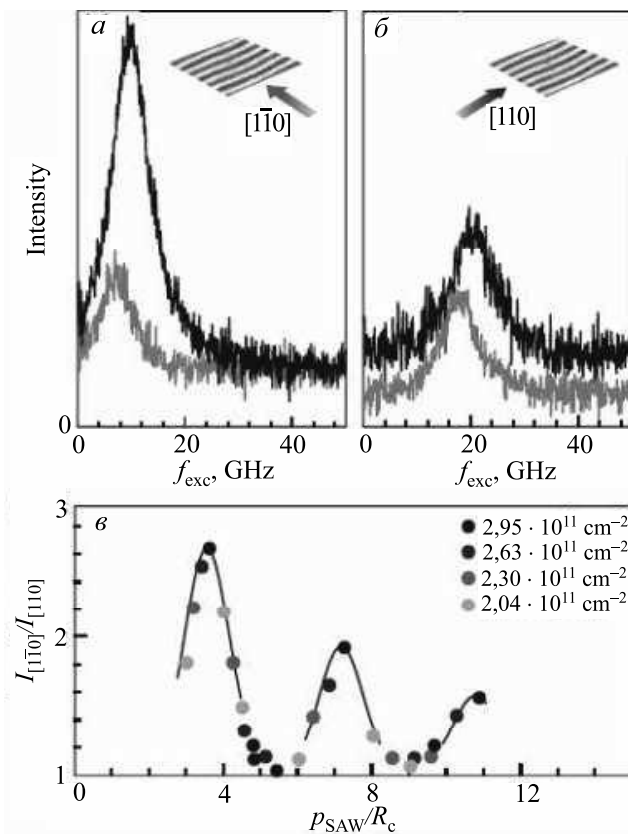


Рис. 6.4. Частотные зависимости интенсивности микроволнового поглощения, измеренные на факторе заполнения  $9/2$  для плотности  $2,04 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  (нижняя серая кривая) и  $2,95 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  при распространении ПАВ  $k_{\text{SAW}} = 5,29 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$  вдоль направления  $[1\bar{1}0]$  (а). То же, что и в (а), только ПАВ распространяется вдоль направления  $[110]$  (б). Зависимость отношения интенсивностей поглощения для резонансов поверхностных акустических волн, распространяющихся вдоль направлений  $[1\bar{1}0]$  и  $[110]$ , от безразмерного отношения периода ПАВ и циклотронного радиуса  $p_{\text{SAW}}/R_c$  (в). Отношение интенсивностей осциллирует и достигает максимумов, когда  $p_{\text{SAW}}$  кратен  $3,6R_c$

при этом значения  $k_{\text{SAW}}$  оставались неизменными. Наблюдаемый эффект отсутствует вдоль направления [110].

На рис. 6.4*в* изображена зависимость отношения интенсивностей, измеренных для двух ориентаций ПАВ, от безразмерного параметра, отношения периода ПАВ и циклотронного радиуса. Экспериментальные точки были получены при изменении плотности четырех образцов с различными ПАВ-преобразователями, работающими в своих фундаментальных и вторичных режимах. Отношение интенсивностей испытывает колебания, когда отношение периода ПАВ и циклотронного радиуса оказывается равным 3,6, 7,2 и 10,8.

Мы предполагаем, что в условиях соизмеримости поверхностные акустические волны, распространяющиеся вдоль направления  $[1\bar{1}0]$ , вводят в систему дальний порядок, который отсутствует без ПАВ. В результате полосатая фаза стабилизируется, что отражается в увеличении интенсивности поглощения. По мере того как параметр соизмеримости растет и период поверхностной акустической волны начинает охватывать несколько периодов полосатой фазы, эффект усиления интенсивности ослабевает.

Таким образом, в данном разделе после теоретического введения приведены оригинальные результаты [6.33] исследования нейтральных возбуждений полосатой фазы на факторе заполнения  $9/2$ . Дисперсия этих возбуждений также сильно анизотропна. Вдоль трудного направления дисперсия слабая, однако полностью не исчезает, что не совпадает с теоретическими предсказаниями. Вдоль легкого направления дисперсия не только в 3 раза сильнее, но и имеет ротонный минимум, как и предсказывает теория. В интенсивности поглощения наблюдаются

осцилляции соизмеримости. Они выдают значение периода полосатой фазы, которое так долго искали:  $3,6R_c$ . Это значение несколько превышает теоретическое ( $2,7R_c$ ).

Проведение подобных экспериментов при наличии магнитного поля, параллельного поверхности образца, может оказаться очень плодотворным. Такие поля могут вращать полосатую фазу в режиме квантового эффекта Холла (см. начало раздела и ссылки [6.18, 6.19, 6.34]). Такого рода исследования могут также углубить наше понимание состояния с фактором заполнения  $5/2$ , которое может быть превращено в полосатое состояние в режиме квантового эффекта Холла при наклоне магнитного поля [6.18, 6.19]. Однако необходимы значительные технические усовершенствования, для того чтобы включить в существующую экспериментальную методику магнитные поля, направленные под углом к поверхности образца.

#### ЛИТЕРАТУРА К РАЗДЕЛУ 6

- 6.1. *Fukuyama H., Platzman P. M., Anderson P. W.* Phys. Rev. B **19**, 5211 (1979).
- 6.2. Perspectives in Quantum Hall Effects / Edited by S. Das Sarma and A. Pinczuk. — New York: John Wiley, 1997.
- 6.3. *Wexler C., Ciftja O.* Int. Journal of Modern Physics. B **20**, 747 (2006).
- 6.4. *Koulakov A. A., Fogler M. M., Shklovskii B. I.* Phys. Rev. Lett. **76**, 499. (1996)6
- 6.5. *Fogler M. M., Koulakov A. A., Shklovskii B. I.* Phys. Rev. B **54**, 1853 (1996).
- 6.6. *Moessner R., Chalker J. T.* Phys. Rev. B **54**, 5006 (1996).
- 6.7. *Айзин Г. Р., Волков В. А.* ЖЭТФ **87**, 1469 (1984).
- 6.8. *Айзин Г. Р., Волков В. А.* ЖЭТФ **92**, 329 (1987).
- 6.9. *Айзин Г. Р., Волков В. А.* ФТТ **27**, 475 (1985).
- 6.10. *Айзин Г. Р., Волков В. А.* ФТП **19**, 1780 (1985).
- 6.11. *MacDonald A. H., Fisher M. P. A.* Phys. Rev. B **61**, 5724 (2000).

- 6.12. *Von Oppen F., Halperin B. I., Stern A.* Phys. Rev. Lett. **84**, 2937 (2000).
- 6.13. *Lilly M. P., Cooper K. B., Eisenstein J. P., Pfeiffer L. N., West K. W.* Phys. Rev. Lett. **82**, 394 (1999).
- 6.14. *Du R. R., Tsui D. C., Stormer H. L., Pfeiffer L. N., Baldwin K. W., West K. W.* Solid State Commun. **109**, 389 (1999).
- 6.15. *Gores J., Gamez G., Smet J. H., Pfeiffer L. N., West K. W., Yacoby A., Umansky V., von Klitzing K.* Phys. Rev. Lett. **99**, 246402 (2007).
- 6.16. *Zhu J., Pan W., Stormer H. L., Pfeiffer L. N., West K. W.* Phys. Rev. Lett. **88**, 116803 (2002).
- 6.17. *Cooper K. B., Eisenstein J. P., Pfeiffer L. N., West K. W.* Phys. Rev. Lett. **92**, 026806 (2004).
- 6.18. *Pan W., Du R. R., Stormer H. L., Tsui D. C., Pfeiffer L. N., Baldwin K. W., West K. W.* Phys. Rev. Lett. **83**, 820 (1999).
- 6.19. *Jungwirth T., MacDonald A. H., Smrcka L., Girvin S. M.* Phys. Rev. B **60**, 15574 (1999).
- 6.20. *Kroemer H.* ArXiv: 9901016.
- 6.21. *Тахтамиров Э. Е., Волков В. А.* Письма в ЖЭТФ. **71**. № 10. 612 (2000).
- 6.22. *Koduvayur S. P., Lyanda-Geller Y., Khlebnikov S., Csathy G., Manfra M. J., Pfeiffer L. N., West K. W., Rokhinson L. P.* Phys. Rev. Lett. **106**, 016804 (2011).
- 6.23. *Pollanen J., Cooper K. B., Brandsen S., Eisenstein J. P., Pfeiffer L. N., West K. W.* Phys. Rev. B **92**. 115410 (2015).
- 6.24. *Fradkin E., Kivelson S. A.* Phys. Rev. B **59**. 8065 (1999).
- 6.25. *Fradkin E., Kivelson S. A., Manousakis E., Nho K.* Phys. Rev. Lett. **84**. 1982. (2000).
- 6.26. *Wexler C., Dorsey A. T.* Phys. Rev. B **64**. 115312 (2001).
- 6.27. *Cooper K. B., Lilly M. P., Eisenstein J. P., Pfeiffer L. N., West K. W.* Phys. Rev. B **65**. R241313 (2002).
- 6.28. *Shayegan M., Manoharan H. C., Papadakis S. J., De Poortere E. P.* Physica (Amsterdam) **6E**, 40 (2000).
- 6.29. *Kukushkin I. V., Smet J. H., Hoppel L., Waizmann U., Riek M., Wegscheider W., von Klitzing K.* Appl. Phys. Lett. **85**. 4526 (2004).
- 6.30. *Kukushkin I. V., Smet J. H., Scarola V. W., Umansky V., von Klitzing K.* Science. **324**, 1044 (2009).
- 6.31. *Cote R., Fertig H. A.* Phys. Rev. B **62**. 1993 (2000).
- 6.32. *Kukushkin I. V., von Klitzing K., Ploog K., Kirpichev V. E., Shepel B. N.* Phys. Rev. B. **40**. 4179 (1989)
- 6.33. *Kukushkin I. V., Umansky V., von Klitzing K., Smet J. H.* Phys. Rev. Lett. **106**, 206804 (2011)
- 6.34. *Lilly M. P., Cooper K. B., Eisenstein J. P., Pfeiffer L. N., West K. W.* Phys. Rev. Lett. **83**, 824 (1999).

### **ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

В настоящей монографии исследованы (в основном экспериментально) спектры многочастичных возбуждений двумерной электронной жидкости в высококачественных гетероструктурах на основе GaAs/AlGaAs в сильном магнитном поле при очень низких температурах. Разработана и применена новая экспериментальная методика, основанная на комбинированном возбуждении электронной системы микроволновым излучением и поверхностными акустическими волнами, с одной стороны, и оптической регистрации резонансного поглощения, с другой. Методика обладает высокой чувствительностью и позволяет исследовать спектры системы с большими волновыми векторами, сравнимыми с межэлектронным расстоянием. Она обоснована доказательством упругого характера рассеяния электронов на поверхностных акустических волнах с помощью электронного спинового резонанса.

Исследованы и проанализированы свойства квазиклассических магнитоплазмонов с учетом нелокальных эффектов. Промерен спектр магнитоплазмонов при больших волновых векторах и малых концентрациях электронов. Детально исследованы бернштейновские моды, обусловленные антипересечением классических магнитоплазмонов с гармониками циклотронного резонанса. Образовавшиеся бернштейновские щели могут приводить к гигантскому фотоотклику в очень чистых системах, в частности, к параметрическому циклотронному резонан-

су и плазменной неустойчивости. Особое внимание уделено магниторотонным минимумам в спектрах бернштейновских мод в режиме целочисленного квантового эффекта Холла.

Исследованы спектры возбуждений жидкости из композитных фермионов, которая предположительно возникает на факторе заполнения  $1/2$ . В узком интервале вблизи этого заполнения наблюдается циклотронный резонанс почти независимых композитных фермионов. При увеличении отклонения от фактора заполнения  $1/2$  обнаружены сильные отклонения от линейной полевой зависимости поглощения при обычных (электронных) факторах заполнения, равных точно  $4/9$ ,  $3/7$  и  $2/5$ , отвечающих эффективным (композитным) факторам заполнения 4, 3 и 2 соответственно. Это связывается с возникновением существенного корреляционного взаимодействия между композитными фермионами и образованием новых нейтральных щелевых возбуждений в условиях дробного квантового эффекта Холла. Исследованы законы дисперсии этих возбуждений при указанных факторах заполнения. Прямым методом проведено наблюдение магниторотонных минимумов в их спектре. Определены значения спектральных щелей при нулевом импульсе для дробных квантово-холловских состояний с заполнениями  $3/7$  и  $4/9$ , а также массы магниторотонных возбуждений. Увеличение температуры выше 300 мК разрушает корреляции между композитными фермионами. Сами композитные фермионы выживают, тем не менее, при значительно более высоких температурах, до 800 мК. Это говорит о принципиальной важности корреляций в жидкости из композитных фермионов.

Исследованы ферми-жидкостные эффекты перенормировки эффективной массы квазичастиц в си-

стеме сильнокоррелированных двумерных электронов. Установлено, что по мере уменьшения электронной плотности, которое соответствует увеличению безразмерного параметра межэлектронного взаимодействия до 4,5, эффективная масса плотности состояний квазичастиц увеличивается на 35% по сравнению с циклотронной массой электронов. Показано, что в квазиклассическом магнитном поле концепция квазичастиц в двумерной ферми-жидкости сохраняется не только при малых энергиях возбуждений вблизи поверхности Ферми, но и глубоко под ней, вплоть до дна двумерной подзоны.

Впервые исследованы коллективные возбуждения полосатой квантово-холловской фазы, появляющейся на полуцелом заполнении высоких уровней Ландау при понижении температуры. Измерены спектры нейтральных возбуждений полосатой фазы на факторе заполнения  $9/2$ . Дисперсия этих возбуждений также анизотропна. Вдоль «трудного» для проводимости направления (поперек полос) дисперсия мала, но конечна, что не совпадает с теоретическими представлениями. Вдоль «легкого» направления (вдоль полос) дисперсия не только в 3 раза сильнее, но и имеет ротонный минимум, как и предсказывает теория. В интенсивности микроволнового поглощения обнаружены осцилляции соизмеримости между длиной поверхностной акустической волны и периодом полосатой фазы  $A$ . Отсюда впервые извлечено значение периода полосатой фазы.

Научное издание

*КУКУШКИН Игорь Владимирович,  
ВОЛКОВ Владимир Александрович*

**ДВУМЕРНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ЖИДКОСТЬ  
В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ.  
Магнитоплазмы, магниторотоны, композитные фермионы**

Редактор *А. К. Розанов*

Операторы верстки *И. А. Розанов, К. В. Чувилин*  
Художник *А. И. Ажевский*

Подписано в печать 10.08.2016. Формат 60×90/16.  
Печать цифровая. Усл. печ. л. 6,0. Уч.-изд. л. 4,5. Тираж 100 экз.

Издательство «Физматкнига»  
141701, Московская обл., г. Долгопрудный,  
ул. Акад. Лаврентьева, д. 8  
Адрес для почтовой корреспонденции:  
141701, Московская обл., г. Долгопрудный-1, а/я 186.  
Тел. (495) 971-26-04

Отпечатано в типографии ООО «Паблит»  
127282, Москва, ул. Полярная, д. 31В, стр. 1. Тел. (495) 685-93-18