

ПЕРЕНОРМИРОВКА СПЕКТРА ВОЗБУЖДЕНИЙ И ЭФФЕКТ МИГДАЛА В ДВУМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЕ С СИЛЬНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

*И. В. Кукушкин**

*Институт физики твёрдого тела Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 11 марта 2022 г.,
после переработки 24 марта 2022 г.
Принята к публикации 24 марта 2022 г.

Из анализа спектров излучательной рекомбинации двумерных электронов с фотовозбужденными дырками, связанными на удаленных акцепторах, изучена зависимость энергии Ферми квазичастиц от электронной плотности n , таким образом, измерена 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 циклотронной массой электронов. Показано, что в перпендикулярном магнитном поле концепция квазичастиц в двумерной ферми-жидкости сохраняется не только вблизи поверхности Ферми, но и глубоко под ней — вплоть до дна зоны размерного квантования, поскольку уширение возбуждений оказывается значительно меньше, чем их энергия. Установлено, что масса квазичастиц, а также их уширение заметно зависят от энергии квазичастиц, измеренной от поверхности Ферми вглубь вплоть до самого дна зоны размерного квантования. Обнаружен эффект Мигдала: в режиме сильного электрон-электронного взаимодействия при очень низкой температуре (25 мК) в функции распределения электронов появляются хвосты с обеих сторон от энергии Ферми (E_F), кроме того, при $E = E_F$ наблюдается резкий скачок в функции распределения электронов. Показано, что по мере уменьшения концентрации двумерных электронов вклад обнаруженных хвостов в функции распределения увеличивается, а амплитуда скачка Мигдала Z значительно уменьшается. Экспериментально исследована зависимость амплитуды скачка Мигдала от электронной плотности.

Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 95-летию Э. И. Раиба

DOI: 10.31857/S0044451022100066
EDN: ENNNWM

1. ВВЕДЕНИЕ

В 1956 г. для описания низкотемпературных свойств электронных систем с сильным взаимодействием Ландау [1] была предложена теория ферми-жидкости. Основная идея этой теории заключается в том, что все свойства такой сильно коррелированной 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

$$r_s = (\pi n_S a_B^2)^{-1/2},$$

где n_S — концентрация двумерных электронов, a_B — боровский радиус, который равен отношению кулоновской и фермиевской энергий (в случае одномерной системы). Модифицированная масса квазичастиц в первом приближении не зависит от температуры, магнитного поля и является параметр

* E-mail: kukush1@mail.ru

ром теории, зависящим лишь от потенциала межэлектронного взаимодействия. Другой вывод теории ферми-жидкости Ландау заключается в том, что энергия квазичастиц, которая отсчитывается от поверхности Ферми, помимо действительной части, характеризуется также еще мнимой частью (затуханием), которое минимально 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, соответственно, над и под поверхностью Ферми. Теория ферми-жидкости была построена [1–4] для трехмерных электронных систем, однако, как было показано позднее, основные выводы этой теории сохраняются и в случае двумерных электронных систем [5, 6], а также в магнитном поле [7].

Согласно теории, развитой Мигдалом в 1958 г. [8], электрон-электронное взаимодействие перестраивает функцию распределения Ферми-Дирака, выведенную для идеального газа без взаимодействия. В случае идеального газа при $T = 0$ функция распределения представляет собой ступеньку, в которой числа заполнения равны единице при энергиях, меньших фермиевской энергии, и нулю при $E > E_F$. Таким образом, в этом случае в функции распределения электронов при $E = E_F$ имеется скачок амплитудой $Z = 1$. Согласно теории Мигдала, межэлектронное взаимодействие приводит к тому, что даже при нулевой температуре в функции распределения электронов появляются хвосты с обеих сторон от энергии Ферми и скачок в функции распределения при E_F становится меньше 1, при этом, чем больше взаимодействие, тем меньше амплитуда скачка Z . Значение Z определяет относительный вес квазичастиц на фоне невзаимодействующих частиц. Несмотря на наличие довольно старой теории, описывающей эффект перераспределения функции распределения Ферми из-за межэлектронного взаимодействия, практически никаких экспериментов на эту тему не было сделано. Это

связано с тем, что подавляющее большинство экспериментальных методов способны изучать свойства возбуждений (электронов и дырок) лишь вблизи поверхности Ферми. Развита нами уникальная методика, основанная на исследовании излучательной рекомбинации двумерных (2D) электронов под поверхностью Ферми с дырками, локализованными на удаленном слое акцепторов, впервые позволяет изучать свойства перенормированных возбуждений глубоко под поверхностью Ферми и дает возможность исследовать эффект Мигдала.

В трехмерном случае Абрикосовым и Халатниковым [9] для слабого взаимодействия было выведено соотношение, связывающее перенормированную массу в электронной ферми-жидкости (m_e^{FL}) и потенциал межэлектронного взаимодействия ($V(r)$):

$$m_e^{FL}/m_e = 1 + (ak_F)^2,$$

где k_F — фермиевский импульс, m_e — электронная масса, a — длина рассеяния, которая в борновском приближении дается выражением

$$a = \frac{m_e}{4\pi\hbar^2} \int V(r) d^3x.$$

В качестве экспериментальных методов изучения ферми-жидкостных эффектов в системе сильновзаимодействующих электронов обычно используются температурные исследования транспортных свойств, а именно, анализ амплитуды осцилляций Шубникова-де Гааза [10–14]. 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. Как будет показано ниже, из наших исследований следует, что массы возбуждений значительно различаются на поверхности Ферми и на дне 2D-подзоны, и оптический метод, который мы используем, позволяет измерять зависимость этой массы от энергии. Напротив, указанный выше транспортный метод оказывается чувствительным исключительно к массе возбуждений, отвечающей фермиевской энергии, и не позволяет исследовать эффекты непараболичности массы возбуждений. 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 [15]. Подробный обзор современного состояния экспериментальных исследований, проведенных для случая электронной ферми-жидкости в кремниевых полевых структурах, можно найти в работе [16]. Кро-

ме того, следует отметить, что в работе [17] методом биений осцилляций Шубникова–де Гааза было измерено соотношение между перенормированными эффективной массой и уширением уровней Ландау в двух подзонах с сильно различающимися заполнениями.

Вместе с тем в случае полупроводниковых квантовых ям существует оптический метод, позволяющий прямым образом измерять ферми-жидкостные свойства двумерной электронной системы с сильным взаимодействием [18]. 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 [19]), то как в начальном, так и в 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. Энергетическое распределение дырок, связанных на акцепторе, отвечает дельта-функции с энергией, равной энергии связи акцептора, поэтому 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 оставления на его месте квазичастицы) из моря Ферми с последующим удалением электрона на бесконечность. Затухание такой квазичастицы (квазидырки) будет тем больше, чем глубже она находится от фермиевской поверхности, что связано с коротким временем рассеяния квазичастицы при ее «всплывании» на поверхность Ферми. При этом в перпендикулярном магнитном поле, как было показано в многочисленных экспериментах [18], 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 настоящей работе из спектров излучательной рекомбинации двумерных электронов с фотовозбужденными дырками, связанными на удаленных акцепторах, мы изучили зависимость энергии Ферми квазичастиц от электронной плотности и таким образом измерили 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. Обнаружен эффект Мигдала: в режиме сильного электрон-электронного взаимодействия при очень низкой температуре (25 мК) в функции распределения электронов появляются хвосты с обеих сторон от энергии Ферми (E_F), кроме того, при $E = E_F$ наблюдается резкий скачок в функции распределения электронов. Показано, что по мере уменьшения концентрации двумерных электронов вклад обнаруженных хвостов в функции распределения увеличивается, а амплитуда скачка Мигдала Z значительно уменьшается.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МЕТОД И СТРУКТУРЫ

В работе исследовались высококачественные квантовые ямы GaAs/AlGaAs шириной 500 Å, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии, в которых на расстоянии 400 Å от гетерограницы был встроен 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 [20]. В связи с тем, что масштаб и характер флуктуаций случайного потенциала может оказывать влияние на перенормировку параметров ферми-жидкости [21], следует указать, что во всех наших гетероструктурах рассеивающий потенциал был дальнедействующим, поскольку все исследованные структуры имели толстый спейсер (70–90 нм), который отделял 2D-канал от слоя ионизованных доноров. Во всех структурах можно было исследовать и сравнивать спектры и кинетику рекомбинации двумерных электронов со свободными дырками и с дырками, связанными на монослое акцепторов. Как было показано ранее [18], 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 [19, 22]. 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 [18]. В представленных измерениях все необходимые требования по пространственному разделению электронов и дырок были выполнены, и 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 полем 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 [23]. 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 Agilent, который позволял проводить измерения магнитоплазменного резонанса в диапазоне частот 1–40 ГГц. Измерение плазменной частоты позволяло нам также определять с высокой точностью концентрацию двумерных электронов [23].

3. ИЗМЕРЕНИЕ СРЕДНЕЙ МАССЫ ПЛОТНОСТИ СОСТОЯНИЙ

На рис. 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 $B = 0.9 \text{ Тл}$. Характерной особенностью спектров люминесценции при $B = 0$ является то, что интенсивность излучения практически не зависит от энергии в широком 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 (на рис. 1а, $T = 0.4 \text{ К}$). Такой спектр излучения отражает постоянство плотности состояний двумерных электронов в нулевом магнитном поле, а также фермиевскую функцию распределения. В простейшей модели, согласно золотому правилу Ферми, спектр рекомбинации двумерных электронов с удаленными дырками, связанными на акцепторах, при $T = 0$ должен представлять собой Θ -функцию с шириной, равной энергии Ферми, и с резкими порогами как со стороны высоких, так и со стороны низких энергий. Как видно из рис. 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. 1*b* показан спектр люминесценции, измеренный в перпендикулярном магнитном поле $B = 0.9$ Тл, отвечающем фактору заполнения $\nu = 14$ (при электронной плотности $3.05 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$). 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 спину), 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, и при этом минимальное уширение наблюдается 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 энергетических уровней квазичастиц минимально на поверхности Ферми и значительно возрастает по мере удаления от фермиевской энергии. Вторая обнаруженная особенность означает, что масса квазичастиц не является постоянной величиной, а вместо этого наблюдается некоторая непараболичность спектра. Обнаруженную непараболичность спектра мы подробно обсудим ниже, а пока (в первом приближении) нас будет интересовать средняя ферми-жидкостная эффективная масса плотности состояний двумерных электронов $\langle m_{ds}^{FL} \rangle$ и ее зависимость от электронной плотности. Для определения величины $\langle m_{ds}^{FL} \rangle$ требуется измерить энергию Ферми (E_F) и тогда

$$\langle m_{ds}^{FL} \rangle = \pi \hbar^2 n_S / E_F$$

(где \hbar — 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 магнит-

ного поля), который представлен на рис. 1*b*. 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 (химического потенциала) 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. 1*b*, из которого видно, что величина энергии Ферми может быть измерена с большой точностью, как спектральное расщепление между фокусами вееров уровней Ландау. Для концентрации двумерных электронов $3.05 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ мы определили, что $E_F = 10.40$ мэВ, и, следовательно, эффективная масса плотности состояний $\langle m_{ds}^{FL} \rangle = (0.0705 \pm 0.0002)m_0$.

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. 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 Тл (фактор заполнения равен 6). Следует отметить, что в этом случае спектры были измерены при значительно более низкой температуре $T = 0.05$ К. При столь низких концентрациях двумерных электронов основные свойства спектра излучения сохраняются: отчетливо наблюдаются как постоянство плотности состояний в нулевом магнитном поле, так и веер уровней Ландау в перпендикулярном поле, что позволяет провести точные измерения спектральных позиций дна зоны размерного квантования и фермиевской энергии. 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 $\langle m_{ds}^{FL} \rangle = (0.0890 \pm 0.0005)m_0$, что значительно

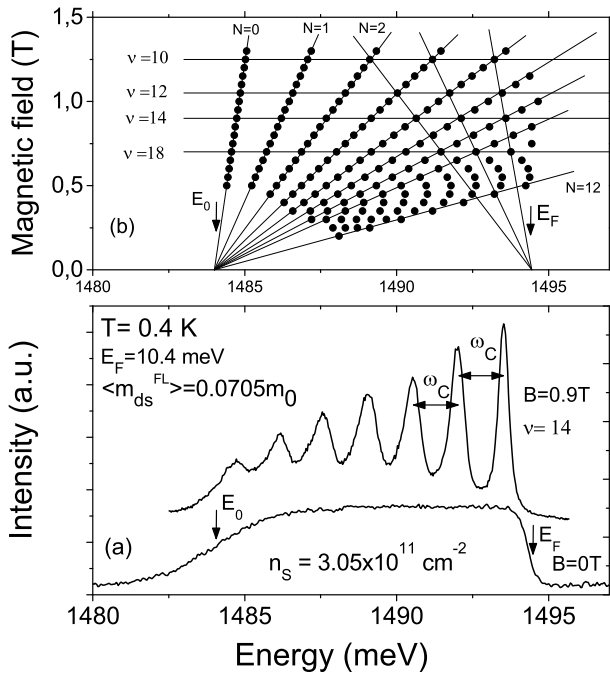


Рис. 1. а) Спектры излучательной рекомбинации двумерных электронов с фотовозбужденными дырками, связанными на акцепторах, измеренные в магнитном поле $B = 0$ и 0.9 Тл ($\nu = 14$). б) Веер уровней Ландау, из которого определяются спектральные положения дна размерного квантования и энергии Ферми. Концентрация электронов в образце равна $3.05 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. $T = 0.4$ К

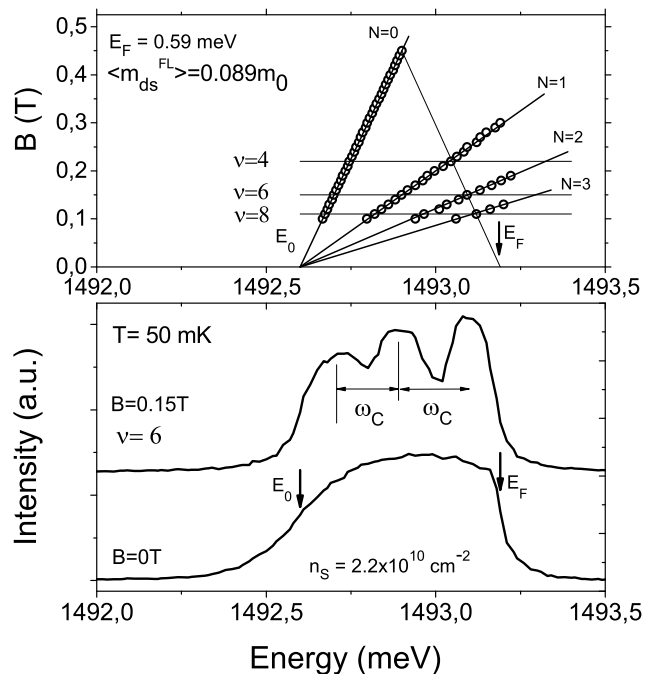


Рис. 2. а) Спектры излучательной рекомбинации двумерных электронов с фотовозбужденными дырками, связанными на акцепторах, измеренные в магнитном поле $B = 0$ и 0.15 Тл ($\nu = 6$). б) Веер уровней Ландау, из которого определяются спектральные положения дна размерного квантования и энергии Ферми. Концентрация электронов в образце равна $0.22 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. $T = 0.05$ К

превосходит стандартную величину циклотронной массы электронов в GaAs $m_e = 0.067m_0$. На рис. 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%) увеличение эффективной массы плотности состояний электронов. Отметим, что при малых значениях r_s наблюдается некоторое уменьшение массы $\langle m_{ds}^{FL} \rangle$ с ростом r_s , что также соответствует теории Ландау. Для сравнения мы исследовали, как меняется в этом же интервале плотностей циклотронная масса двумерных электронов. Эта зависимость также представлена на рис. 3. Видно, что измеренные зависимости циклотронной массы и ферми-жидкостной массы от электронной плотности имеют прямо противоположный характер в пределе малых концентраций: циклотронная масса уменьшается, а масса плотности состояний в электронной ферми-жидкости значительно увеличивается. Следует отметить, что обнаруженный рост циклотронной массы двумерных электронов при увеличении их

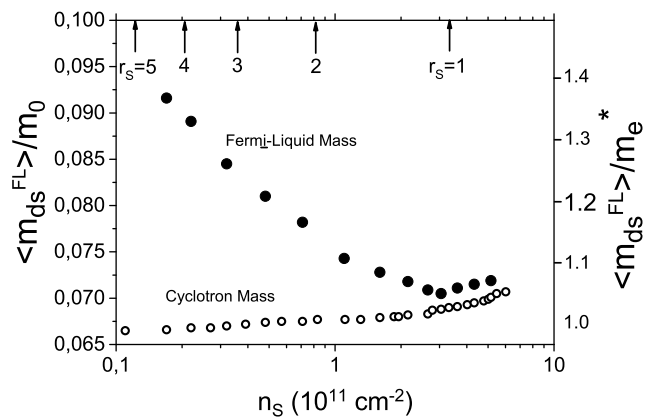


Рис. 3. Зависимость перенормированной эффективной массы плотности состояний в ферми-жидкости двумерных электронов (черные символы) и циклотронной массы (светлые символы) от концентрации

плотности связан с непараболичностью электронного спектра в GaAs и хорошо согласуется с более ранними исследованиями непараболичности зонной массы [24]. Следует отметить, что зависимость ферми-жидкостной массы от параметра r_s измеря-

лась ранее из анализа температурной зависимости амплитуды осцилляций Шубникова–де Гааза [25] и результаты, полученные в этих исследованиях, очень близки к результатам наших измерений.

4. ИЗМЕНЕНИЕ ШИРИНЫ УРОВНЕЙ ЛАНДАУ И РАСЩЕПЛЕНИЯ МЕЖДУ НИМИ В ГЛУБИНЕ ПОД ПОВЕРХНОСТЬЮ ФЕРМИ

В предыдущих разделах статьи мы исследовали зависимость средних значений перенормированной массы плотности состояний от электронной плотности. Для этого при разных концентрациях электронов измерялась энергия Ферми и в предположении, что масса квазичастиц не зависит от их энергии, определялась средняя масса плотности состояний. Однако, как будет видно из дальнейших исследований, этот подход является не вполне правильным и в действительности наблюдается значительная зависимость массы квазичастиц от их энергии, измеренной от поверхности Ферми вглубь вплоть до самого дна зоны размерного квантования. Для изучения непараболичности дисперсии квазичастиц под поверхностью Ферми мы исследовали магнитную зависимость расщепления между уровнями Ландау при различных заданных (приблизительно) энергиях квазичастиц, отсчитанных вниз от энергии Ферми. Обнаруженный эффект непараболичности дисперсии возбуждений был измерен при разных концентрациях электронной системы. Кроме того, было обнаружено, что ширина уровней Ландау заметно зависела от энергии квазичастиц: уширение было минимальным вблизи поверхности Ферми и значительно увеличивалось (почти в 2 раза) в глубине на дне зоны размерного квантования.

На рис. 4 показаны спектры излучательной рекомбинации двумерных электронов с дырками, локализованными на акцепторах, измеренные при концентрации двумерных электронов $1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Представлены спектры, измеренные в нулевом магнитном поле, а также в магнитном поле $B = 0.66 \text{ Тл}$, когда фактор заполнения уровней Ландау равен 10. При этом спектры в магнитном поле измерялись для одной циркулярной поляризации света (сигма-минус). Из этого рисунка видно, что при $\nu = 10$ в спектре излучения наблюдаются пять уровней Ландау (каждый из которых дважды вырожден по спину), причем ширина уровней Ландау не является постоянной по спектру, а значительно меняется от минимальной величины вблизи поверхности Ферми до максимальной величины на дне зоны размерного

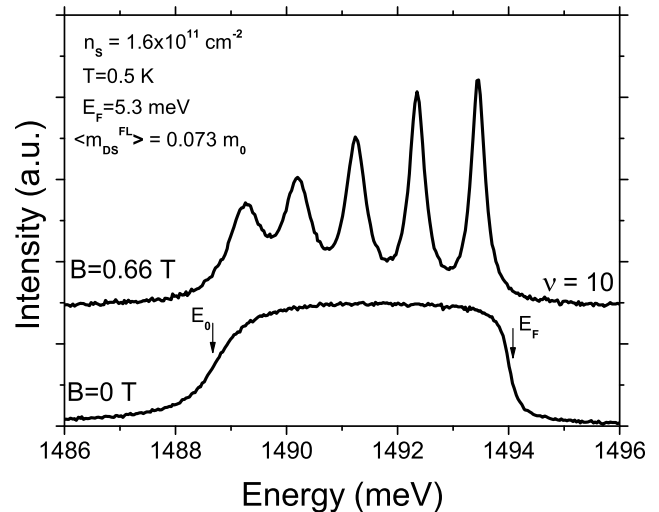


Рис. 4. Спектры излучательной рекомбинации двумерных электронов с дырками, локализованными на акцепторах, измеренные в нулевом магнитном поле и при $B = 0.66 \text{ Тл}$ для концентрации двумерных электронов $1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

квантования. Для подробного анализа зависимости ширины уровней Ландау, а также энергии расщепления между ними от энергии квазичастиц мы аппроксимировали измеренный спектр суммой уровней, описываемых законом Лоренца и имеющих одинаковую интегральную интенсивность. При этом подгоночными параметрами для каждого из уровней были а) его положение в спектре и б) ширина.

Сопоставление экспериментально измеренного спектра с оптимально аппроксимированным спектром представлено на рис. 5. На этом рисунке показаны результаты такой процедуры разделения контуров линий, из которых следует, что ширины уровней Ландау изменяются от 0.3 мэВ (верхний уровень) до 0.75 мэВ (нижний уровень), а расщепление между уровнями Ландау в магнитном поле $B = 0.66 \text{ Тл}$ изменяется от 1.15 мэВ (вблизи поверхности Ферми) до 0.94 мэВ (вблизи дна зоны размерного квантования). На рис. 6 представлены зависимости ширины уровней Ландау от энергии возбуждений, измеренной от поверхности Ферми. Следует отметить, что эти измерения ширины уровней были сделаны в разных магнитных полях и для различных номеров уровней Ландау, однако измеренная зависимость ширины уровней от энергии возбуждения оказалась универсальной и близка к квадратичной. Подобные зависимости уширения уровней Ландау от энергии возбуждений были измерены для двух концентраций двумерных электронов $1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $3.05 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и они обе показаны на рис. 6. Видно, что в обоих

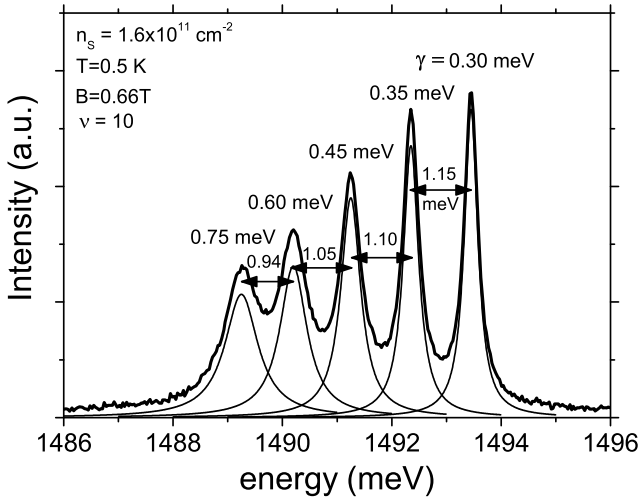


Рис. 5. Разделение контуров линий в спектре, позволяющее измерять расщепления линий и их ширину

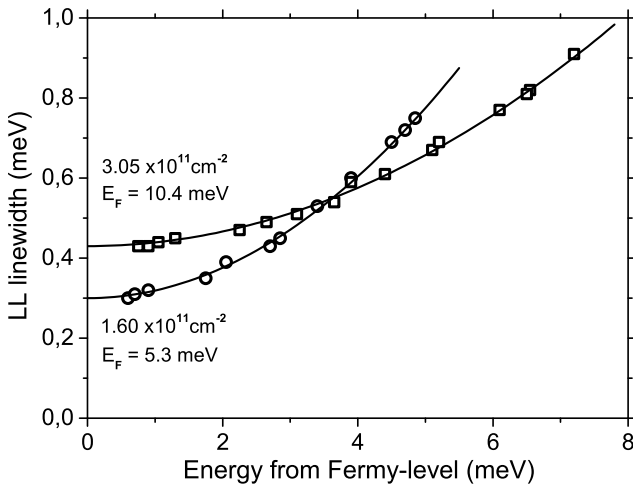


Рис. 6. Зависимости ширины уровней Ландау от энергии возбуждений, измеренные для двух концентраций двумерных электронов $1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $3.05 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

случаях наблюдается плавное увеличение (близкое к квадратичному) ширины уровней с ростом энергии возбуждений, если отсчитывать ее от энергии Ферми. При этом для меньших концентраций наблюдается значительно более быстрый рост уширения уровней Ландау от энергии.

Обнаруженную зависимость уширения уровней Ландау от энергии возбуждений естественно связать с механизмом, предложенным Ландау в теории ферми-жидкости. Согласно этому механизму возбуждение (квазидырка), рожденное в глубине под поверхностью Ферми, будет всплывать на поверхность Ферми и при этом, чем глубже родилось возбуждение, тем у него больше возможностей для рас-

сеяния, и поэтому всплытие из большей глубины будет происходить значительно быстрее, а вблизи поверхности Ферми процессы всплытия тормозятся и требуют значительно большего времени. Малое время рассеяния (и энергетической релаксации) глубоко под поверхностью Ферми означает значительное уширение уровней, в то время как вблизи поверхности Ферми уширение уровней будет практически отсутствовать из-за торможения процессов релаксации. Обнаруженная квадратичная зависимость ширины уровней от энергии также согласуется с выводами теории. Значительно более слабый рост уширения уровней Ландау в зависимости от энергии, наблюдающийся для больших концентраций (см. рис. 6), скорее всего, связан с тем, что при больших плотностях электронной системы ферми-жидкостные эффекты становятся менее важными и это проявляется в подавлении эффектов перенормировки массы возбуждений, а также в уширении уровней энергии.

Из рис. 5 видно также, что кроме зависимости ширины уровней Ландау от энергии имеется заметное изменение расщепления между уровнями Ландау при погружении вглубь от поверхности Ферми. Например, при $B = 0.66 \text{ Тл}$ расщепление между уровнями, расположенными вблизи поверхности Ферми, оказывается равным 1.15 мэВ , в то время как расщепление между наиболее глубокими уровнями значительно меньше и составляет величину 0.94 мэВ . Уменьшение циклотронного расщепления в глубине под поверхностью Ферми означает, что масса возбуждений не является постоянной и зависит от энергии возбуждения. Для изучения этого эффекта непараболичности дисперсии квазичастиц под поверхностью Ферми мы исследовали магнитополевую зависимость расщепления между уровнями Ландау при различных заданных (приблизительно) энергиях квазичастиц, отсчитанных вниз от энергии Ферми.

На рис. 7 представлены зависимости энергии расщепления между уровнями Ландау от магнитного поля, измеренные для двух значений энергий возбуждений 1.5 мэВ и 4.5 мэВ при плотности электронной системы $1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Из этого рисунка видно, что если зафиксировать с некоторой точностью энергию возбуждения и измерять зависимость расщепления между уровнями Ландау от магнитного поля, то эта зависимость оказывается близка к линейной, что и позволяет измерить массу возбуждения ($\langle m_{LL}^{FL} \rangle$) при заданной энергии. Кроме того, из рис. 7 видно, что наклон магнитополевых зависимостей, измеренных при различных значениях

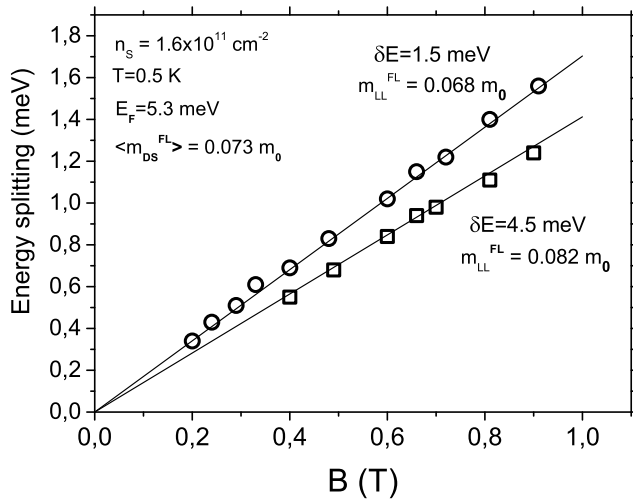


Рис. 7. Зависимости энергии расщепления между уровнями Ландау от магнитного поля, измеренные для двух значений энергий возбуждений 1.5 мэВ и 4.5 мэВ при плотности электронной системы $1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

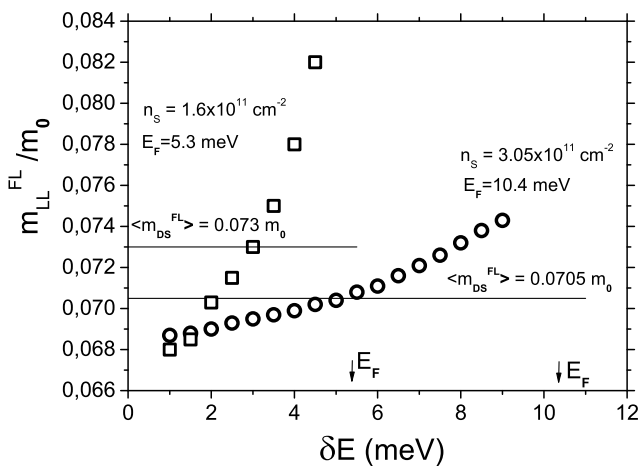


Рис. 8. Зависимости перенормированной массы возбуждений от их энергии, измеренные для двух значений электронной плотности $1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $3.05 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Показаны также значения средних масс плотности состояний, измеренные для этих концентраций

энергии, оказывается заметно разным, а следовательно, заметно различаются и массы возбуждений. При энергии возбуждений 4.5 мэВ масса возбуждений $\langle m_{LL}^{FL} \rangle$, измеренная из расщепления между уровнями Ландау, оказывается около $0.082m_0$, что значительно больше, чем значение массы $0.068m_0$, измеренное для энергии 1.5 мэВ. Зависимости перенормированной массы возбуждений $\langle m_{LL}^{FL} \rangle$ от их энергии представлены на рис. 8 для двух значений электронной плотности $1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $3.05 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. На этом рисунке также показаны значения средних

масс плотности состояний $\langle m_{ds}^{FL} \rangle$, измеренные для этих концентраций. Из рис. 8 видно, что эффект непараболичности массы значительно сильнее в случае малой концентрации (при $1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ он достигает 25%, в то время как при $3.05 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ этот эффект составляет лишь 9%).

5. ЭФФЕКТ МИГДАЛА

Для исследования эффекта Мигдала мы изучали, как изменяется спектр излучения двумерных электронов в пределе очень низких температур (до 20 мК). На рис. 9 представлен такой спектр излучения, измеренный для концентрации электронов

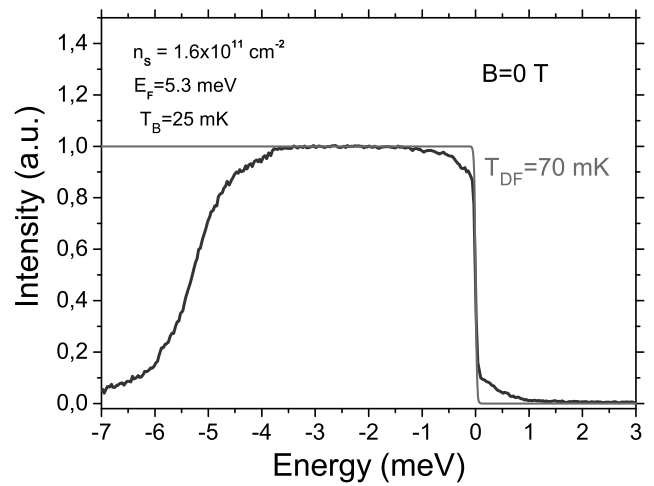


Рис. 9. Спектр излучения, измеренный для концентрации электронов $1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и при температуре бани, равной 25 мК. Показана также аппроксимация энергетического распределения интенсивности излучения вблизи уровня Ферми функцией Ферми–Дирака, отвечающей температуре 70 мК, которая лучшим образом описывает резкий скачок интенсивности на E_F

$1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и при температуре бани 25 мК. Сверхнизкая температура электронной системы в первую очередь проявлялась в аномально резком скачке интенсивности излучения, который наблюдался вблизи энергии Ферми. Ясно, что этот наблюдающийся скачок прямым образом связан с резким скачком фермиевской функции распределения электронов. Аппроксимация энергетического распределения интенсивности излучения вблизи уровня Ферми функцией Ферми–Дирака показана также на рис. 9. Оказалось, что резкость наблюдаемого скачка интенсивности излучения отвечает не 25 мК, а близка к 70 мК. Это отличие, несомненно, связано с небольшим перегревом электронной системы в условиях

неравновесного фотовозбуждения. Мы проверили экспериментально, что скачок энергетического распределения интенсивности излучения вблизи уровня Ферми тем резче, чем ниже температура бани и, кроме того, в этих измерениях было установлено, что перегрев электронной системы составлял 40–50 мК во всем диапазоне исследованных температур (от 20 до 150 мК). Дополнительно было установлено, что при изменении электронной плотности от $1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ до $0.22 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ резкий скачок энергетического распределения интенсивности излучения всегда наблюдался вблизи уровня Ферми и перегрев электронной системы по сравнению с температурой бани был около 40–60 мК и слабо зависел от концентрации 2D-электронов. Главной чертой спектров излучения, измеренных при сверхнизких температурах (помимо уже отмеченного резкого скачка интенсивности излучения), является ярко выраженное отклонение от фермиевского распределения и появление энергетических хвостов с обеих сторон от энергии Ферми. Именно такой эффект и был предсказан Мигдалом в 1957 г. [8]. Следует отметить, что в то время доминировало довольно естественное предположение, что в электронной системе с взаимодействием размытие функции распределения при импульсе, равном импульсу Ферми, перестает зависеть от температуры в пределе очень низких температур и определяется энергией взаимодействия. В отличие от этого ожидания, теория Мигдала предсказывала, что в пределе очень низких температур, несмотря на эффекты взаимодействия, резкий скачок в функции распределения при E_F сохраняется, но уменьшается по амплитуде Z , причем величина Z тем меньше, чем сильнее взаимодействие между электронами. Кроме того, согласно теории Мигдала, следствием межэлектронного взаимодействия становится появление хвостов в функции распределения электронов с обеих сторон от энергии Ферми, и площадь состояний под этими хвостами увеличивается с ростом эффектов взаимодействия. Как следует из рис. 9, именно такое поведение функции распределения, аналогичное предсказанию Мигдала, и наблюдается в эксперименте. Для количественной проверки теории Мигдала мы исследовали, как изменяется функция распределения при уменьшении электронной плотности, когда эффекты взаимодействия относительно возрастают.

На рис. 10 представлено сравнение спектров излучения, измеренных при плотностях 2D-электронов $1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ($r_s = 1.4$) и $0.22 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ($r_s = 3.8$). Для удобства сравнения мы представили на этом рисунке спектры, в которых энергия из-

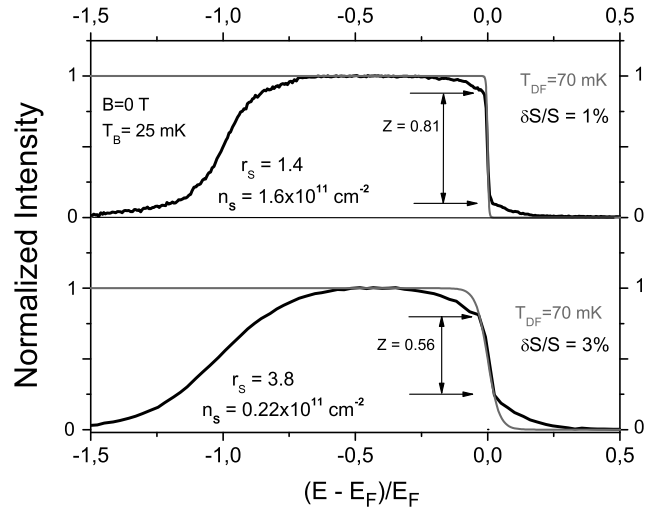


Рис. 10. Сравнение спектров излучения, измеренных при плотностях 2D-электронов $1.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ($r_s = 1.4$) и $0.22 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ($r_s = 3.8$). Для удобства сравнения показаны спектры, в которых энергия излучения отсчитана от энергии Ферми и нормирована на фермиевскую энергию

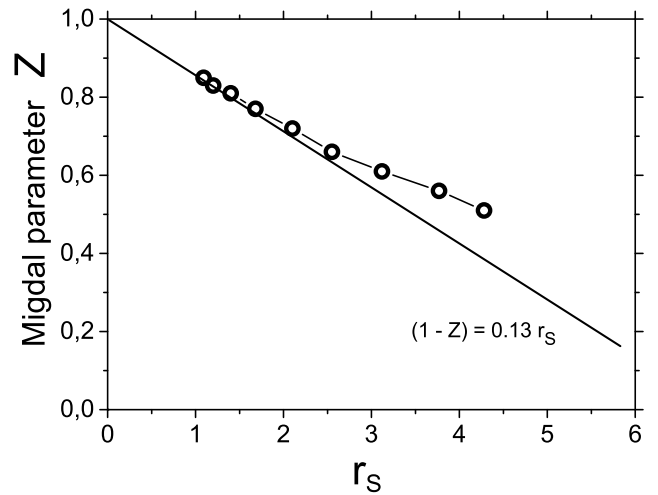


Рис. 11. Зависимость амплитуды скачка Мигдала Z от безразмерного параметра r_s , характеризующего концентрацию двумерных электронов

лучения отсчитана от энергии Ферми и нормирована на фермиевскую энергию. Из рис. 10 видно, что в случае большей плотности доля хвостов в функции распределения ($\delta S/S$), возникающих из-за эффекта Мигдала, составляла лишь 1%, а в случае меньшей плотности эта доля увеличилась в 3 раза и составила 3%. Кроме того, из рисунка видно, что амплитуда скачка Мигдала Z в первом случае составляла 0.81, а при меньшей концентрации значение Z значительно уменьшилось до величины

$Z = 0.56$. Обнаруженная зависимость спектров излучения 2D-электронов от электронной плотности в пределе сверхнизких температур полностью соответствует эффекту Мигдала. На рис. 11 представлена измеренная зависимость амплитуды скачка Мигдала Z от концентрации двумерных электронов, которая представлена в виде зависимости Z от безразмерного параметра r_s . Видно, что при малых r_s наблюдается практически линейная зависимость Z от r_s , а при увеличении r_s эта зависимость естественно становится более медленной.

Таким образом, в работе исследованы ферми-жидкостные эффекты перенормировки эффективной массы квазичастиц в системе двумерных электронов с сильным взаимодействием в зависимости от электронной плотности. 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 циклотронной массой электронов. Показано, что в перпендикулярном магнитном поле концепция квазичастиц в двумерной ферми-жидкости сохраняется не только вблизи поверхности Ферми, но и глубоко под ней — вплоть до дна зоны размерного квантования. Установлено, что масса квазичастиц, а также уширение их энергетических уровней заметно зависят от энергии квазичастиц, измеренной от поверхности Ферми вглубь вплоть до самого дна зоны размерного квантования. Обнаружен эффект Мигдала: в режиме сильного электрон-электронного взаимодействия при очень низкой температуре (25 мК) в функции распределения электронов появляются хвосты с обеих сторон от энергии Ферми E_F , кроме того, при $E = E_F$ наблюдается резкий скачок в функции распределения электронов. Показано, что по мере уменьшения концентрации двумерных электронов вклад обнаруженных хвостов в функции распределения увеличивается, а амплитуда скачка Мигдала значительно уменьшается. Экспериментально исследована зависимость амплитуды скачка Мигдала Z от электронной плотности.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 20-02-00177) и Российского научного фонда (грант 22-12-00257).

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **30**, 1058 (1956).
2. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **32**, 59 (1957).
3. В. П. Силин, ЖЭТФ **34**, 781 (1958).
4. P. Nozieres and J. M. Luttinger, Phys. Rev. **127**, 1423 (1962).
5. R. Freedman, Phys. Rev. B **18**, 2482 (1978).
6. C. Chamon, E. R. Mucciolo, and A. H. Castro Neto, Phys. Rev. B **64**, 245115 (2001).
7. Ю. А. Бычков, А. В. Колесников, Письма в ЖЭТФ **58**, 349 (1993).
8. А. Б. Мигдал, ЖЭТФ **32**, 399 (1957).
9. А. А. Абрикосов, И. М. Халатников, ЖЭТФ **33**, 1154 (1957).
10. P. T. Coleridge, M. Hayne, P. Zawadzki, and A. S. Sachrajda, Surf. Sci. **361/362**, 560 (1996).
11. V. M. Pudalov, M. E. Gershenson, H. Kojima, N. Butch, E. M. Dizhur, G. Brunthaler, A. Prinz, and G. Bauer, Phys. Rev. Lett. **88**, 196404 (2002).
12. A. A. Shashkin, S. V. Kravchenko, V. T. Dolgoplov, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. B **66**, 073303 (2002).
13. A. A. Shashkin, M. Rahimi, S. Anissimova, S. V. Kravchenko, V. T. Dolgoplov, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. Lett. **91**, 046403 (2003).
14. Y. W. Tan, J. Zhu, H. L. Stormer, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **94**, 016405 (2005).
15. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Статистическая физика*, Москва, Наука (1978).
16. В. Т. Долгополов, Письма в ЖЭТФ **101**, 300 (2015).
17. V. M. Pudalov, M. E. Gershenson, and H. Kojima, Phys. Rev. B **90**, 075147 (2014).
18. I. V. Kukushkin and V. B. Timofeev, Adv. Phys. **45**, 147 (1996).
19. I. V. Kukushkin, R. J. Haug, K. von Klitzing, K. Eberl, and K. Totemeyer, Phys. Rev. B **50**, 11259 (1994).
20. I. V. Kukushkin, K. von Klitzing, K. Ploog, V. E. Kirpichev, and B. N. Shepel, Phys. Rev. B **40**, 4179 (1989).
21. W. R. Clarke, C. E. Yasin, A. R. Hamilton, A. P. Miccolich, M. Y. Simmons, K. Muraki, Y. Hiroshima, M. Pepper, and D. A. Ritchie, Nature Phys. **4**, 55 (2008).

- 22.** В. М. Апальков, Э. И. Рашба, Письма в ЖЭТФ **53**, 420 (1991).
- 23.** I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov, D. V. Kulakovskii, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, Phys. Rev. Lett. **90**, 156801 (2003).
- 24.** M. A. Hopkins, R. J. Nicholas, M. A. Brummel, J. J. Harris, and C. T. Foxon, Phys. Rev. B **36**, 4789 (1987).
- 25.** Y.-W. Tan, J. Zhu, H. L. Stormer, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **94**, 016405 (2005).