Письма в ЖЭТФ, том 101, вып. 10, с. 770 – 776

Ферми-жидкостные эффекты и перенормировка массы квазичастиц в системе двумерных электронов с сильным взаимодействием

Памяти В. Ф. Гантмахера посвящается

И. В. Кукушкин[1)], *С. Шмульт*[+]

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Max-Planck-Institute fur Festkorperforschung, 70569 Stuttgart, Germany

[+] *Tech. Univ. Dresden, Inst. Semicond & Microsyst, D-01187 Dresden, Germany*

Поступила в редакцию 8 апреля 2015 г.

Из анализа спектров излучательной рекомбинации двумерных электронов с фотовозбужденными дырками, связанными на удаленных акцепторах, изучена зависимость энергии Ферми квазичастиц от электронной плотности. 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.

DOI: 10.7868/S0370274X15100082

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. Функции распределения этих квазичастиц описываются 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. При этом чем сильнее взаимодействие, тем сильнее эффекты перенормировки массы. Мерой силы межэлектронного взаимодействия является параметр

$$r_s = 1/a_{\mathrm{B}} \cdot (\pi n_s)^{1/2}$$

(n_s – концентрация двумерных электронов, a_{B} – боровский радиус), который равен отношению кулоновской и фермиевской энергий. Модифицированная масса квазичастиц не зависит от температуры и магнитного поля. Она является параметром 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 и мнимой частью (затуханием), которая минимальна на поверхности Ферми и квадратично растет по мере удаления энергии от фермиевской. Отсюда в теории Ландау возникает утверждение о том, что квазичастицы являются хорошо определенными только вблизи фермиевской поверхности и перестают быть таковыми при значительном отходе нее. Для теории Ландау такое утверждение оказывается приемлемым, поскольку она претендует на описание низкотемпературных свойств электронной системы, 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].

[1)]e-mail: kukush@issp.ac.ru

В трехмерном случае Абрикосовым и Халатниковым [8] для слабого взаимодействия было выведено соотношение, связывающее перенормированную массу в электронной ферми-жидкости ${m_e}^{\mathrm{FL}}$ и потенциал межэлектронного взаимодействия $V(r)$:

$$ {m_e}^{\mathrm{FL}}/m_e = 1 + ak_{\mathrm{F}}^2, $$

где k_{F} – фермиевский импульс, m_e – электронная масса, a – длина рассеяния, которая в борновском приближении дается выражением

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

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 [9–13]. Такие исследования претендуют на оценку эффекта перенормировки электронной массы лишь вблизи 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 [14]. Подробный обзор современного состояния экспериментальных исследований, проведенных для случая электронной ферми-жидкости в кремниевых полевых структурах, можно найти в работе [15].

Вместе с тем в случае системы двумерных электронов в полупроводниковых квантовых ямах существует оптический метод, позволяющий прямым образом измерять свойства электронной ферми-жидкости с сильным взаимодействием [16]. Данный 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 [17]), 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. Поскольку энергетическое распределение дырок, связанных на акцепторе, отвечает дельта-функции с энергией, равной энергии связи акцептора, 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 относительно 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 [16], спектр излучения двумерных электронов с фотовозбужденными дырками, связанными на удаленных акцепторах, расщепляется на уровни Ландау. Из этого расщепления непосредственно видны положение дна зоны размерного квантования и положение уровня Ферми. Кроме того, отсюда прямым образом измеряются 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 на основе 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 % процентов 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 такое уширение оказывается меньше, чем энергия квазичастиц, вплоть до самого дна зоны размерного квантования.

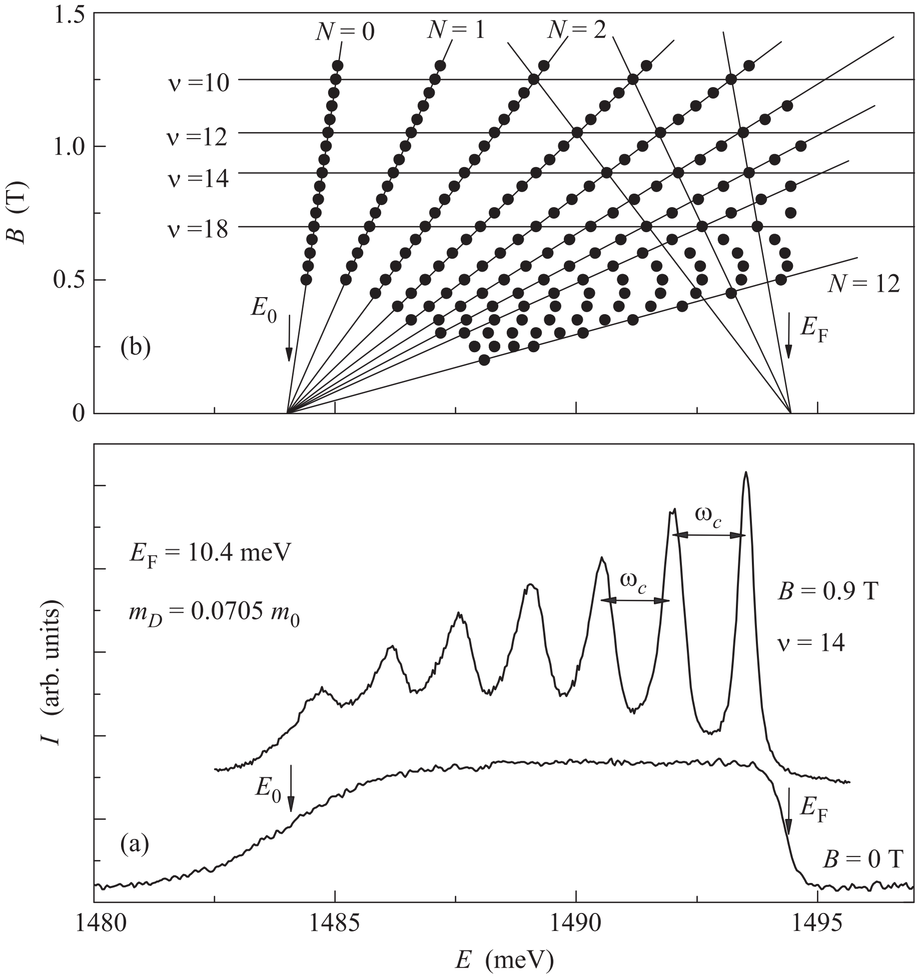

Рис. 1. (a) – Спектры излучательной рекомбинации двумерных электронов с фотовозбужденными дырками, связанными на акцепторах, измеренные в магнитном поле $B = 0$ и 0.9 T ($\nu = 14$). (b) – Веер уровней Ландау, из которого определяются спектральные положения дна размерного квантования и энергии Ферми.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

В работе исследовались высококачественные квантовые ямы GaAs/AlGaAs шириной 500 Å, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии, в которые на расстоянии 400 Å от гетерограницы был встроен акцепторный монослой углерода с концентрацией около $0.5 \cdot 10^{10}$ см$^{-2}$. Во всех структурах толщина слоя нелегированного AlGaAs (спэйсера) составляла 1000 Å, что обеспечивало высокую подвижность двумерных электронов ($\sim 10^7$ см^2/В$\cdot$с при концентрации электронов $\sim 10^{11}$ см$^{-2}$). Для вариации электронной плотности выращивались структуры с различным уровнем легирования. Кроме того, концентрацию электронов можно было менять в некотором интервале с помощью метода фотообеднения [18]. 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 [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 [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 [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 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 T. 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 [19]. В рамках стандартного подхода можно было раздельно определять плазменный и циклотронный вклады в частоту гибридного магнитоплазменного резонанса. Из зависимости циклотронной частоты от магнитного поля находилась электронная циклотронная масса. В качестве микроволнового генератора мы использовали Agilent, который позволял производить измерения магнитоплазменного резонанса в диапазоне частот 1–40 ГГц. Измерение плазменной частоты также дало нам возможность определять с высокой точностью концентрацию двумерных электронов [19].

На рис. 1a показаны характерные спектры излучательной рекомбинации двумерных электронов с фотовозбужденными дырками, связанными на акцепторах, измеренные при концентрации электронов $3.05\cdot10^{11}\,\text{см}^{-2}$ в нулевом и в перпендикулярном магнитном поле $B = 0.9$ T. 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. 1a $T = 0.4$ K). 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. 1a, спектр, измеренный в нулевом магнитном поле при низких температурах, имеет резкий порог лишь со стороны высоких энергий. 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. 1b показан спектр люминесценции, измеренный в перпендикулярном магнитном поле $B = 0.9$ T, отвечающем фактору заполнения $\nu = 14$ (при электронной плотности $3.05\cdot10^{11}\,\text{см}^{-2}$). Как видно из этого рисунка, в полном соответствии с фактором заполнения $\nu = 14$ в спектре излучения наблюдаются семь линий (каждый уровень Ландау двукратно вырожден по спину), каждая из которых отвечает рекомбинации электронов с разных уровней Ландау. Расщепление между линиями равно циклотронной энергии. Детальный анализ спектров показывает, что: 1) ширины уровней Ландау сильно отличаются друг от друга и при этом минимальное уширение наблюдается вблизи энергии Ферми, а максимальное – на дне зоны размерного квантования; 2) 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 возрастает по мере удаления от фермиевской энергии. Вторая обнаруженная особенность означает, что масса квазичастиц не является постоянной величиной. Вместо этого наблюдается некоторая непараболичность спектра. Детальному

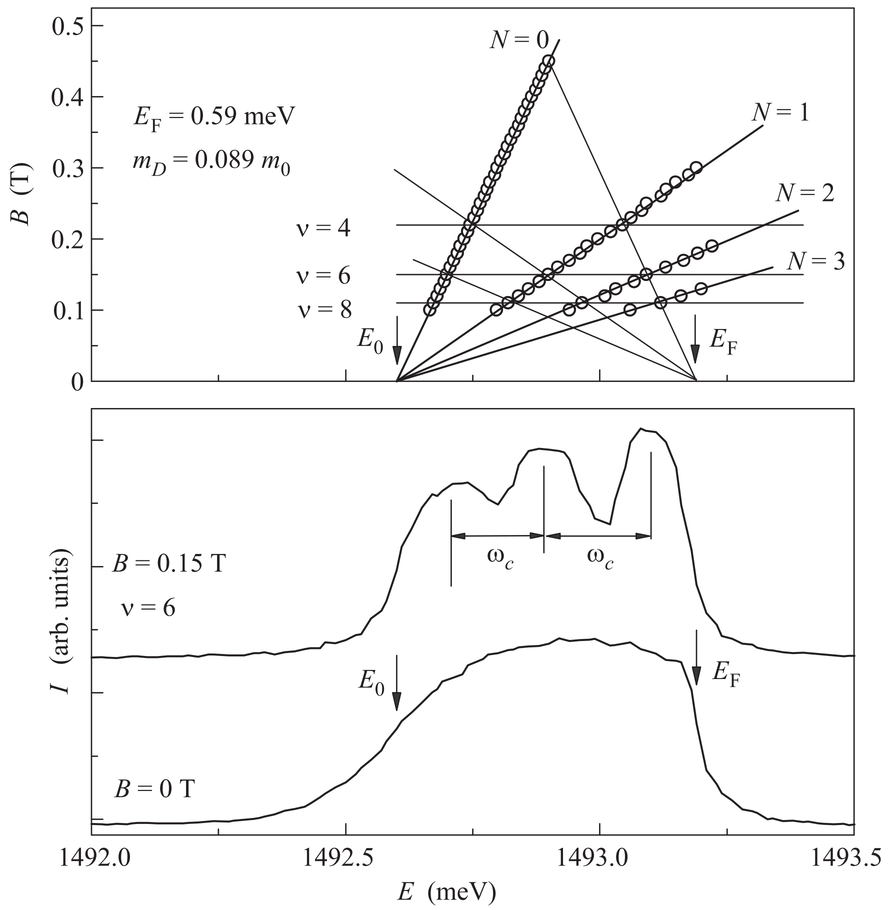

Рис. 2. (a) – Спектры излучательной рекомбинации двумерных электронов с фотовозбужденными дырками, связанными на акцепторах, измеренные в магнитном поле $B = 0$ и $0.15\,\mathrm{T}$ ($\nu = 6$). (b) – Веер уровней Ландау, из которого определяются спектральные положения дна размерного квантования и энергии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

исследованию этих особенностей будет посвящена отдельная статья. В первом же приближении нас будут интересовать ферми-жидкостная эффективная масса плотности состояний двумерных электронов ${m_e}^{\mathrm{FL}}$ и ее изменение в зависимости от электронной плотности. Для определения величины ${m_e}^{\mathrm{FL}}$ требуется измерить энергию Ферми E_{F}. Тогда

$${m_e}^{\mathrm{FL}} = \pi\hbar^2 n_s / E_{\mathrm{F}}$$

(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 магнитного поля), который представлен на рис. 1b. 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, ...) химический потенциал электронной системы лежит между уровнями Ландау и потому верхний заполненный уровень отстоит вниз по энергии от уровня Ферми (химпотенциала) 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. 1b. 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 получили $E_{\text{F}} = 10.40\,\text{мэВ}$. 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 0.17×10^{11} 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 Т (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 веер уровней Ландау в перпендикулярном поле. Это позволяет произвести точные измерения спектральных позиций дна зоны размерного квантования и фермиевской энергии. Для концентрации двумерных электронов $0.22 \cdot 10^{11}\,\text{см}^{-2}$ мы получили $E_{\text{F}} = 0.59\,\text{мэВ}$. Следовательно, эффективная масса плотности состояний равна $m_e{}^{\text{FL}} = (0.0890 \pm 0.0005)m_0$, что значительно превосходит стандартную величину циклотронной массы электронов в GaAs, $m_e = 0.067m_0$. На рис. 3 представлена измеренная зависимость эффективной массы плотности состояний в двумерной электронной ферми-жидкости от плотности электронов. По мере увеличения параметра r_s от 1 до 4.5 наблюдается значительное (более 35 %) утяжеление эффективной массы плотности состояний электронов. 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 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 плотности связан с непараболичностью электронного спектра в GaAs и хорошо согласуется с более ранними исследованиями непараболичности зонной массы [20].

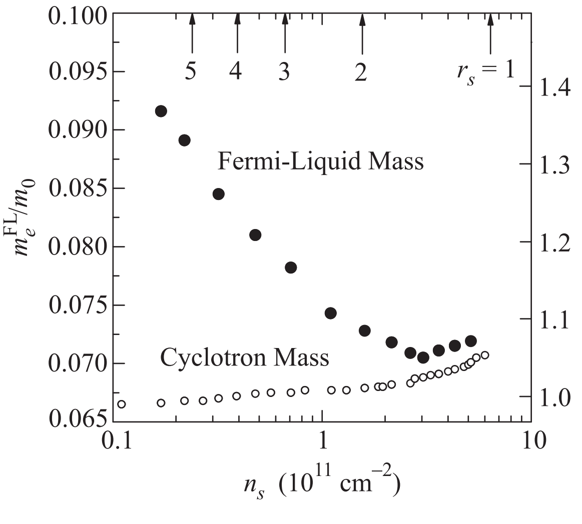

Рис. 3. Зависимости перенормированной эффективной массы плотности состояний в ферми-жидкости двумерных электронов (закрытые символы) и циклотронной массы (открытые символы) от концентрации

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.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант РНФ-14-12-00693).

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. А. Абрикосов, И. М. Халатников, ЖЭТФ **33**, 1154 (1957).
9. P. T. Coleridge, M. Hayne, P. Zawadzki, and A. S. Sachrajda, Surf. Sci. **361, 362**, 560 (1996).
10. 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).

11. A. A. Shashkin, S. V. Kravchenko, V. T. Dolgopolov, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. B **66**, 073303 (2002).
12. A. A. Shashkin, M. Rahimi, S. Anissimova, S. V. Kravchenko, V. T. Dolgopolov, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. Lett. **91**, 046403 (2003).
13. Y. W. Tan, J. Zhu, H. L. Stormer, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin, and K. W. West, Phys. Rev. Lett. **94**, 016405 (2005).
14. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Статистическая физика*, Наука, М. (1978).
15. В. Т. Долгополов, Письма в ЖЭТФ **101**, 300 (2015).
16. I. V. Kukushkin, V. B. Timofeev, Adv. Phys. **45**, 147 (1996).
17. I. V. Kukushkin, R. J. Haug, K. von Klitzing, K. Eberl, and K. Totemeyer, Phys. Rev. B **50**, 11259 (1994).
18. I. V. Kukushkin, K. von Klitzing, K. Ploog, V. E. Kirpichev, and B. N. Shepel, Phys. Rev. B **40**, 4179 (1989).
19. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, S. A. Mikhailov, D. V. Kulakovskii, K. von Klitzing, and W. Wegscheider, Phys. Rev. Lett. **90**, 156801 (2003).
20. M. A. Hopkins, R. J. Nicholas, M. A. Brummel, J. J. Harris, and C. T. Foxon, Phys. Rev. B **36**, 4789 (1987).