

## ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СПИНОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ КОМПОЗИТНЫХ ФЕРМИОНОВ

И.В.Кукушкин<sup>+\*1)</sup>, К. фон Клитцинг<sup>\*2)</sup>, К.Г.Левченко<sup>+</sup>, Ю.Е.Лозовик<sup>□</sup>

<sup>+</sup>Институт физики твердого тела РАН  
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

<sup>\*</sup>Институт Макса Планка, 70569 Штутгарт, Германия

<sup>□</sup>Институт спектроскопии РАН  
142092 Троицк, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 10 ноября 1999 г.

Обнаружено, что при критическом значении магнитного поля, при котором система композитных фермионов становится полностью поляризованной по спину, температурная зависимость электронной спиновой поляризации является линейной функцией в области низких температур. Показано, что наклон этой зависимости определяется энергией Ферми композитных фермионов, что позволило измерить как энергии Ферми, так и зеемановское расщепление композитных фермионов. Обнаружено значительное усиление спинового расщепления композитных фермионов при полной спиновой поляризации системы, что позволяет измерять величину взаимодействия между композитными фермионами.

PACS: 73.20.Dx, 73.40.Hm

Концепция новых квазичастиц, композитных фермионов, представляющих собой электрон с четным числом присоединенных квантов магнитного потока, была предложена для объяснения дробного квантового эффекта Холла [1]. В рамках картины композитных фермионов были предсказаны новые состояния сжимаемых квантовых жидкостей, реализующихся при дробных заполнениях уровня Ландау с четными знаменателями [2]. Существование композитных фермионов было продемонстрировано в различных экспериментах в двумерных электронных системах в сильных магнитных полях [3–5].

Композитные фермионы, имея тот же заряд, спин и статистику, что и электроны, отличаются от последних тем, что в приближении среднего поля испытывают влияние эффективного магнитного поля  $B^* = B - 2n_e\phi_0$ , где  $B$  — внешнее магнитное поле,  $\phi_0 = hc/e$  — квант магнитного потока,  $n_e$  — электронная концентрация. При половинном заполнении уровней Ландау композитные фермионы движутся в нулевом эффективном магнитном поле, так как внешнее магнитное поле компенсируется в среднем присоединенными квантами магнитного потока калибровочного поля. При этом система таких квазичастиц может характеризоваться определенным значением энергии Ферми. Любое же отклонение магнитного поля от значения, соответствующего в точности половинному заполнению уровней Ландау, приводит к появлению ненулевого эффективного магнитного поля, в котором двигаются композитные фермионы.

Наличие  $g$ -фактора приводит к спиновой поляризации композитных фермионов. Возникает интересный вопрос о переходе из двухкомпонентного спин-неполяризован-

<sup>1)</sup> e-mail: kukush@issp.ac.ru

<sup>2)</sup> K. v. Klitzing

ного состояния композитных фермионов в полностью спин-поляризованное состояние. Такой переход можно исследовать, поддерживая фиксированным заполнение  $\nu$  уровней Ландау и меняя магнитное поле. Это можно осуществить, например, проводя исследования системы при фиксированном поперечном образце магнитном поле и меняющемся параллельном магнитном поле. Другой, более прямой и надежный, способ исследования — при фиксированном  $\nu$  менять одновременно концентрацию электронного газа и поперечное магнитное поле. Поскольку масса композитных фермионов определяется флуктуациями калибровочного поля, а зеемановское расщепление перенормируется ими, значения этих параметров, вообще говоря, должны меняться при больших значениях спиновой поляризации (детальному исследованию этого вопроса будет посвящена отдельная работа). Это делает проблему спиновой поляризации системы композитных фермионов интересной и нетривиальной.

Настоящая работа посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию температурной зависимости спиновой поляризации композитных фермионов. Из сравнения экспериментальных зависимостей с результатами, полученными в рамках простейшей модели невзаимодействующих композитных фермионов, нам удалось измерить как энергию Ферми, так и зеемановское расщепление композитных фермионов.

Спиновая поляризация электронной системы измерялась нами из анализа степени циркулярной поляризации излучательной рекомбинации двумерных электронов с фотовозбужденными дырками, связанными на акцепторах [6]. Отметим, что в рамках этого метода необходимо производить разрешенные во времени измерения излучательной рекомбинации, а именно — на временных задержках, отвечающих полной термализации фотовозбужденных дырок вплоть до температуры бани [7]. Подробное описание экспериментального метода можно найти в работах [6, 7].

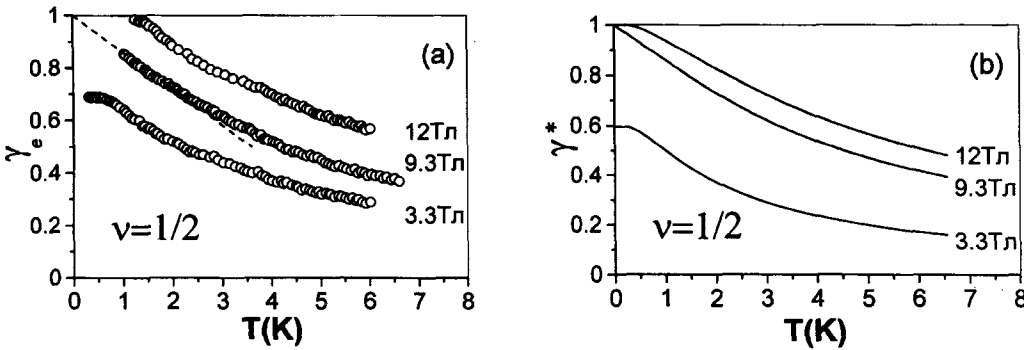


Рис.1. Измеренные (а) и рассчитанные (б) температурные зависимости электронной спиновой поляризации, полученные для  $\nu = 1/2$  в различных магнитных полях: 12 Тл, 9.3 Тл, 3.3 Тл. На рис.1а показана линейная экстраполяция при  $B = B_c$ , из наклона которой определялась энергия Ферми композитных фермионов

На рис.1а показаны характерные температурные зависимости электронной спиновой поляризации, измеренные в различных магнитных полях при фиксированном факторе заполнения нижайшего уровня Ландау  $\nu = 1/2$ . Как было показано в нашей работе [6], критическое магнитное поле, при котором происходит переход в полностью поляризованное по спину состояние,  $B_c = 9.3$  Тл. Как видно из рис.1а, при  $B > B_c$  и при  $B < B_c$  электронная спиновая поляризация имеет характер насыщения

при низких температурах, в то время как при  $B = B_c$  наблюдается явно выраженная линейная температурная зависимость в пределе  $T = 0$ . Для объяснения наблюдаемой линейной температурной зависимости рассмотрим сначала простейший случай невзаимодействующих композитных фермионов.

При фиксированном  $\nu$  концентрация электронов  $n_e$ , совпадающая с концентрацией композитных фермионов  $n^*$ , пропорциональна магнитному полю (здесь и далее все величины, относящиеся к композитным фермионам, отмечены звездочкой):

$$n^* = n_e = \frac{eB}{2\pi\hbar c} \nu. \quad (1)$$

Рассмотрим двумерную электронную систему, фактор заполнения которой поддерживается постоянным и равным  $\nu = 1/2$ . В этом случае движение композитных фермионов не квантованно и система этих квазичастиц имеет ферми-поверхность, характеризующуюся энергией Ферми:

$$\epsilon_F^* = \frac{2\pi\hbar^2}{m^*} n_e = \frac{e\hbar}{2m^*c} B, \quad (2)$$

где  $m^*$  – эффективная масса, которая в сильных полях (аналогично [6]) должна определяться лишь взаимодействиями электронов и магнитным полем.

Оценка значения эффективной массы может быть получена из размерного анализа [2]

$$\frac{\hbar^2}{m^*} = \frac{C}{(4\pi n_e)^{1/2}} \frac{e^2}{\epsilon}, \quad (3)$$

где  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость среды,  $C$  – безразмерная постоянная.

Из (1)–(3) следует, что  $m^* \sim \sqrt{B}$  и, следовательно,  $\epsilon_F^* \sim n_e/m^* \sim \sqrt{B}$ . Поскольку зеемановское расщепление с увеличением магнитного поля растет быстрее, чем  $\epsilon_F^*$ , то существует ненулевое критическое значение магнитного поля  $B_c$ , при котором энергия Ферми сравнивается с зеемановским расщеплением ( $\epsilon_F^*(B_c) = E_Z(B_c)$ ) и система становится полностью поляризованной.

Концентрации квазичастиц с различной ориентацией спина равны

$$\begin{aligned} n_{\pm} &= \frac{m^*}{2\pi\hbar^2} \int_0^{\infty} \frac{1}{\exp\{(\epsilon \mp E_Z/2 - \mu^*)/T\} + 1} d\epsilon = \\ &= \frac{m^*}{2\pi\hbar^2} T \ln(1 + \exp\{(\mu^* \pm E_Z/2)/T\}). \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь  $\mu^* = \mu^*(T, B)$  – химический потенциал системы композитных фермионов в магнитном поле  $B$  при температуре  $T$ , измеряемой в энергетических единицах.

Определяя далее степень спиновой поляризации системы квазичастиц как

$$\gamma^*(T, B) = \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_-}, \quad (5)$$

выражая химический потенциал  $\mu^*$  из условия равенства суммы концентраций квазичастиц со спином по и против магнитного поля полной концентрации частиц в системе в данном поле  $B$

$$n_- + n_+ = n_e(B) \quad (6)$$

и подставляя (4) и найденное из (6) значение  $\mu^*$  в (5), находим для степени спиновой поляризации системы композитных фермионов:

$$\gamma^*(T, B) = 1 - \frac{2T}{\epsilon_F^*} \ln \left\{ \frac{1}{2} \left[ 1 - \exp(-E_Z/T) + \sqrt{(1 - \exp(-E_Z/T))^2 + 4 \exp((\epsilon_F^* - E_Z)/T)} \right] \right\}. \quad (7)$$

На рис. 1б приведены графики температурной зависимости степени спиновой поляризации системы композитных фермионов, построенные с использованием формулы (7). Как видно из сравнения рис. 1а и 1б, экспериментальные и теоретические зависимости находятся в хорошем количественном согласии.

Представляется интересным рассмотрение различных предельных случаев формулы (7), справедливой при произвольных значениях  $T$  и  $B$ . Из (7) находим:

$$\gamma^*(T, B) = \begin{cases} \frac{E_Z}{\epsilon_F^*} - \frac{T}{\epsilon_F^*} \exp((E_Z - \epsilon_F^*)/2T), & B < B_c, T \ll \epsilon_F^*, E_Z, |\epsilon_F^* - E_Z|; \\ 1 - \frac{2T}{\epsilon_F^*} \left( \ln((\sqrt{5} + 1)/2) - \frac{1}{\sqrt{5}} \exp(-\epsilon_F^*/T) \right), & B = B_c, T \ll \epsilon_F^*, E_Z; \\ 1 - \frac{2T}{\epsilon_F^*} \exp\left(\frac{\epsilon_F^* - E_Z}{T}\right), & B > B_c, T \ll \epsilon_F^*, E_Z, |\epsilon_F^* - E_Z|; \\ 1 - \frac{2T}{\epsilon_F^*} \left[ \ln\left(\frac{1 + \sqrt{5}}{2}\right) - \frac{1}{\sqrt{5}} \exp\left(-\frac{E_Z}{T}\right) + \frac{2}{\sqrt{5} + 5} \frac{\epsilon_F^* - E_Z}{T} \right], & |\epsilon_F^* - E_Z| \ll T \ll \epsilon_F^*, E_Z. \end{cases} \quad (8)$$

Как видно из формулы (8), при  $B = B_c$  температурная зависимость степени спиновой поляризации является линейной функцией в области низких температур и определяется единственным параметром – энергией Ферми композитных фермионов. Из линейной экстраполяции экспериментальной зависимости, измеренной при  $B = B_c = 9.3$  Тл, мы определили величину фермиевской энергии композитных фермионов, которая оказалась равной 6.9 К. Поскольку при  $B = B_c$  значения фермиевской и зеемановской энергий совпадают, то  $E_Z = E_F = 6.9$  К. Так как электронное зеемановское расщепление в GaAs при  $B = 9.3$  Тл равно 2.8 К, то необходимо заключить, что в нашем эксперименте наблюдается значительное усиление спинового расщепления (в 2.5 раза), связанное со взаимодействием композитных фермионов. Таким образом, характерная энергия взаимодействия композитных фермионов имеет величину около 4–5 К. Из измеренной энергии Ферми композитных фермионов при  $B = B_c = 9.3$  Тл можно определить эффективную массу:  $m^* = 0.92m_e$ , где  $m_e$  – масса свободного электрона.

Из формулы (8) видно, что при  $B < B_c$  в пределе низких температур  $\gamma^* \sim \sqrt{B}$ . На рис. 2 показана зависимость  $\gamma^*(B)$ , рассчитанная при  $T = 0$  К в предположении постоянного  $g$ -фактора композитных фермионов ( $g^* = 1.1$ , так как  $E_Z = 6.9$  К при  $B = 9.3$  Тл). Эта зависимость хорошо согласуется с экспериментальными результатами [6]. Значение феноменологического параметра  $C = 0.0892$  мы получили из (3), зная массу композитных фермионов и их концентрацию при  $B = B_c = 9.3$  Тл.

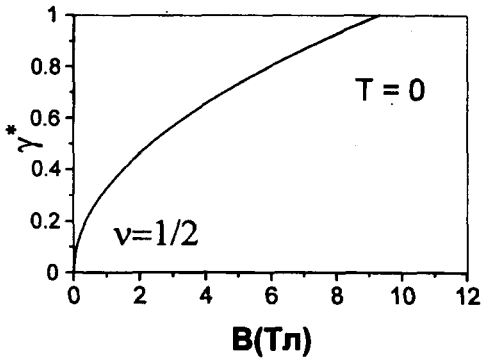


Рис.2. Рассчитанная зависимость спиновой поляризации композитных фермионов ( $\nu = 1/2$ ) от магнитного поля при  $T = 0$  К

Исследованию ферми-жидкостных эффектов в системе композитных фермионов, в частности, зависимости эффективной массы и зеемановского расщепления от степени поляризации системы, соотношения между массой  $m^*$ , входящей в выражение для энергии Ферми, и эффективной массой композитных фермионов, которая определяет низколежащие возбуждения системы композитных фермионов<sup>3)</sup>, будет посвящена отдельная работа. Отметим здесь лишь, что хорошее согласие экспериментальной и теоретической температурных зависимостей  $\gamma^*$  свидетельствует о применимости картины невзаимодействующих композитных фермионов. Однако для объяснения температурных зависимостей в полях, сильно отличающихся от критического, следует предположить существенную зависимость зеемановского расщепления и эффективной массы от степени поляризации системы.

Таким образом, в настоящей работе из температурной зависимости электронной спиновой поляризации при  $\nu = 1/2$  измерены энергия Ферми и зеемановское расщепление композитных фермионов. Обнаружен эффект усиления зеемановского расщепления, из которого определена энергия взаимодействия композитных фермионов.

Авторы благодарны Российскому фонду фундаментальных исследований, INTAS и программе "Физика наноструктур" за поддержку.

1. J.K.Jain, Phys. Rev. Lett. **63**, 199 (1989); Adv. Phys. **41**, 105 (1992).
2. B.I.Halperin, P.A.Lee, and N.Read, Phys. Rev. **B47**, 7312 (1993).
3. R.L.Willett, R.R.Ruel, K.W.West, and L.N.Pfeiffer, Phys. Rev. Lett. **71**, 3846 (1993).
4. R.R.Du, H.L.Stormer, D.C.Tsui et al., Phys. Rev. Lett. **70**, 2944 (1993); R.R.Du, A.S.Yeh, H.L.Stormer et al., Phys. Rev. Lett. **75**, 3926 (1995).
5. W.Kang, H.L.Stormer, L.N.Pfeiffer et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 3850 (1993).
6. I.V.Kukushkin, K.v.Klitzing, and K.Eberl, Phys. Rev. Lett. **82**, 3665 (1999).
7. I.V.Kukushkin, K.v.Klitzing, and K.Eberl, Phys. Rev. **B55**, 10607 (1997).
8. И.В.Лернер, Ю.Е.Лозовик, ЖЭТФ **78**, 1167 (1980).

<sup>3)</sup> Последние определяют, в частности, паулевский парамагнетизм, теплоемкость и т.п. в системе композитных фермионов.