

ЕМКОСТНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ДРОБНОГО КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА. ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЩЕЛИ

С.И.Дорожкин⁺, Г.В.Кравченко⁺, Р.Хауг^{*1)}, К.фон Клитцинг^{*1)},
К.Плог^{*1)}

⁺ Институт физики твердого тела РАН
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

^{*} Max-Planck-Institut für Festkörperforschung
D-7000 Stuttgart 80, FRG

Поступила в редакцию 4 ноября 1993 г.

Методом емкостной спектроскопии выполнены измерения зависимостей энергетической щели в дробном квантовом эффекте Холла от магнитного поля и температуры. Обнаружено, что изменение в широких пределах величины магнитного поля не влияет на температурную зависимость щели.

В современных представлениях (см., например, обзоры [1,2]) в режиме дробного квантового эффекта Холла (основное состояние системы двумерных электронов (ДЭС) является несжимаемой электронной жидкостью (так называемая лафлиновская жидкость). Квазичастичные состояния отделены от основного энергетической щелью $\Delta/2$. Щель возникает исключительно за счет электрон-электронного взаимодействия и является одной из важнейших характеристик эффекта. Обычно состояние дробного квантового эффекта Холла наблюдается при факторах заполнения уровней магнитного квантования ν , равных рациональным дробям p/q с нечетными знаменателями q ($\nu = n_s hc/eH$, где n_s - концентрация носителей, H - магнитное поле). Отклонение концентрации n_s от значения $n_0 = (p/q)eH/hc$ приводит к появлению квазичастиц над щелью, причем квазичастицы имеют дробный заряд e/q . В результате плотность энергии системы E , отсчитанная от основного состояния, меняется линейно с концентрацией: $E = q\Delta|n_s - n_0|/2$. Это означает, что при $n_s = n_0$ происходит скачок химического потенциала $\mu = \partial E/\partial n_s$, равный $\delta\mu = q\Delta$, а система становится несжимаемой ($\partial\mu/\partial n_s$ обращается в бесконечность).

До настоящего времени энергетическая щель определялась либо из величины энергии активации проводимости (см. [1-3]), либо из спектров магнитолюминесценции [4,5]. Наиболее употребимый первый из методов принципиально непригоден для измерения температурной зависимости Δ , которая впервые была измерена только совсем недавно [5]. Недавно же методом, близким к методу емкостной спектроскопии, было проведено исследование сжимаемости ДЭС [6]. При этом были обнаружены особенности в сжимаемости, связанные с дробным квантовым эффектом Холла. Попытка количественного анализа этих особенностей была сделана в теоретической работе [7].

Нами впервые реализованы измерения щели в дробном квантовом эффекте Холла методом емкостной спектроскопии, который ранее использовался для исследования целочисленного квантового эффекта Холла [8,9]. В данной работе мы приводим результаты по зависимости величины щели от магнитного поля и температуры для фактора заполнения $1/3$ ($p=1$, $q=3$).

Метод емкостной спектроскопии состоит в прецизионном измерении емкости между двумерной электронной системой и параллельным ей металлическим электродом (затвором). В таком образце концентрация электронов, как в

¹⁾ R.I.Haug, K.von Klitzing, K.Ploog.

обычном конденсаторе, изменяется пропорционально разности электрических потенциалов между ДЭС и затвором. Эта разность потенциалов, однако, отличается от приложенного напряжения V_g на величину контактной разности потенциалов. В результате экспериментально измеряемая емкость $C = dQ/dV_g$ (Q – заряд ДЭС) отличается от своего геометрического значения $C_g = \epsilon S/4\pi d$ на величину, связанную со сжимаемостью ДЭС [8]: $1/C = 1/C_g + (\partial\mu/\partial n_s)/e^2 S$ (здесь s – площадь ДЭС под затвором, d – расстояние между затвором и ДЭС, ϵ – диэлектрическая проницаемость). Обычно последний член в этом соотношении, описывающий поправку к геометрической емкости, мал. Интегрирование этой поправки по концентрации дает изменение химического потенциала ДЭС:

$$\Delta\mu \cong (e^2 S/C^2) \int (C_g - C) dn_s. \quad (1)$$

Нами были исследованы ДЭС в одиночных гетеропереходах GaAs/AlGaAs. На поверхности материала исходно был выращен дополнительный слой GaAs. Для создания затвора на образцы были напылены тонкие металлические слои площадью $s = 0,92 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$, образующие с GaAs барьеры Шоттки. Приложение постоянного напряжения V_g между затвором и ДЭС позволяло плавно изменять концентрацию n_s . Расстояние между затвором и ДЭС составляло около 600 нм, концентрация электронов при $V_g = 0$ $1,3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, подвижность чуть больше $10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. При измерении емкости использовалась мостовая схема, обеспечивавшая чувствительность около $5 \cdot 10^{-5}$. Измерения проводились на частоте 13 Гц, при этом регистрировались как емкостной сигнал, так и сигнал, сдвинутый относительно него на 90° . Амплитуда переменного напряжения на образце составляла 15 мВ. Было проверено, что ее уменьшение до 5 мВ с нашей степенью точности не приводило к изменению результатов.

Для исключения резистивных эффектов, обусловленных малой величиной проводимости σ_{xx} [10], мы проводили измерения при не слишком низких температурах. При этом соответствующее граничное значение температуры определялось для каждого магнитного поля по отсутствию 90° сигнала.

Типичные экспериментальные кривые приведены на рис.1а. Особенность в емкости существует только вблизи $\nu = 1/3$ ($n_0 \cong 9,7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ при $H = 12 \text{ Тл}$) при температурах ниже $\sim 3 \text{ К}$. Форма наблюдаемой особенности: конечная ширина минимума и наличие при низких температурах двух боковых максимумов, полностью аналогична наблюдавшейся в работе [6]. Из приведенных результатов видно, что в условиях эксперимента скачок химического потенциала размыт по концентрации. Это размытие, по-видимому, в основном определяется флуктуациями потенциала в образце [7]. Температурное размытие, на наш взгляд, значительно меньше. Действительно, мы не видим температурной зависимости полной ширины особенности, измеренной как расстояние между точками, в которых исчезает температурная зависимость емкости. В условиях размытости скачка химического потенциала не совсем ясно, в каких пределах по концентрации необходимо проводить интегрирование сигнала для определения величины Δ . Мы использовали два способа отчета, на наш взгляд, наиболее естественные в реальных условиях (см. рис.1б), так как они позволяют исключить также изменение химического потенциала ДЭС в отсутствие дробного квантового эффекта Холла. Оба способа, давая различные абсолютные значения щели, не изменяли характера ее температурной зависимости.

Зависимость от магнитного поля величины определенных таким способом энергетических щелей представлена на рис.2. Абсолютные значения щели Δ_2 очень близки к определенным из активационной проводимости для образцов с такой же подвижностью носителей [3]. Близки и пороговые величины магнитного поля.

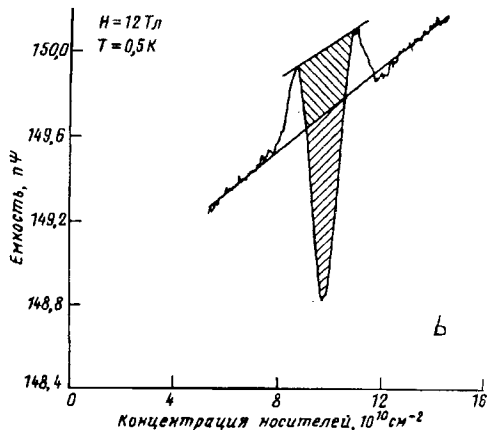
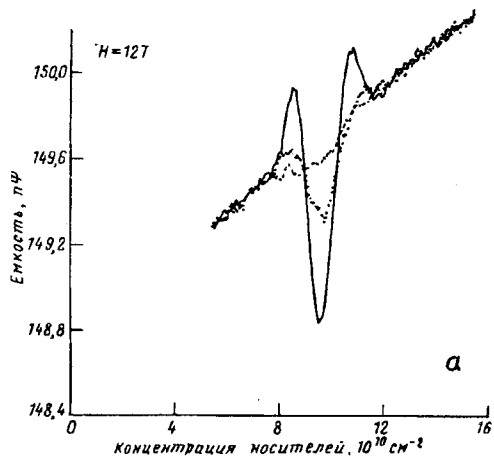


Рис.1. а - Экспериментальные зависимости емкости от концентрации носителей вблизи фактора заполнения $1/3$ при различных температурах. (Сплошная кривая - $T = 0,5\text{K}$, точечная кривая - $T = 1,2\text{K}$, пунктирная кривая - $T = 2,1\text{K}$). Магнитное поле $H = 12\text{Tл}$. б - Иллюстрация двух различных способов определения величины щели $\Delta = \delta\mu/3$. Величина $\delta\mu$ определялась в соответствии с формулой (1), в которой значение интеграла бралось равным площади заштрихованных областей: нижней - Δ_1 или обеих - Δ_2 . Магнитное поле $H = 12\text{Tл}$, $T = 0,5\text{K}$

Температурная зависимость нормированной величины щели Δ_2 представлена на рис.3 для четырех значений магнитного поля. Нормировка осуществлялась на значение, измеренное при $T = 0,5\text{K}$. При этой температуре резистивные эффекты отсутствовали в магнитных полях, меньших 12Tл . Наличие температурной зависимости щели в наших экспериментах не является удивительным, так как температура не слишком мала по сравнению с энергией активации квазичастиц $\Delta/2$. В то же время довольно легко представить, что наличие квазичастиц может влиять на величину щели, возникающей в результате межэлектронного взаимодействия (как это, например, происходит в сверхпроводниках). Неожиданным является универсальный характер температурной зависимости для различных полей, в которых величина щели отличается в несколько раз. В настоящее время мы не имеем правдоподобного объяснения этого результата. Нельзя, однако, сказать, что он противоречит здравому смыслу. Дело в том, что спектр возбуждений лафлиновской несжимаемой жидкости имеет довольно сложную зависимость от волнового вектора с так называемым "ротонным" минимумом [11]. Мы же исследуем только фрагмент этого спектра, соответствующий квазичастицам (большим значениям волнового вектора). Из наших результатов ясно, однако, что температурная зависимость щели имеет нетривиальный характер и нуждается в специальном теоретическом рассмотрении, которое в настоящее время отсутствует. Отметим, что наши результаты коррелируют с магнитооптическими [5], хотя в нашем случае переход по температуре является более широким, что может частично объясняться меньшей величиной щели в наших образцах. Например, температура исчезновения щели, определенная оптическим методом [5] для симметричной с $\nu = 1/3$ дроби $2/3$ в поле 15Tл , оказалась также близкой к 3K , несмотря на то, что величина щели при температуре $0,5\text{K}$ была около 10K .

Авторы благодарны С.В.Иорданскому и И.В.Кукушкину за полезные обсуждения.

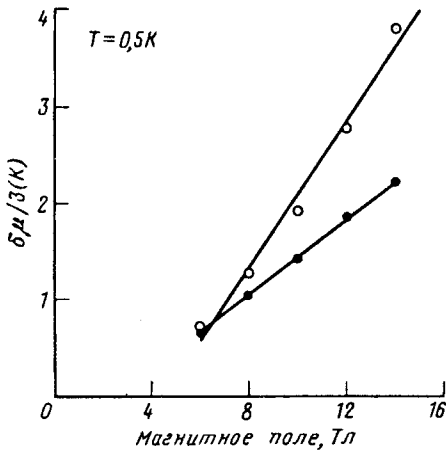


Рис.2

Рис.2. Зависимость от магнитного поля величин щели, определённых двумя способами (квадраты - Δ_1 , кружки - Δ_2), для $\nu = 1/3$. $T = 0,5$ K

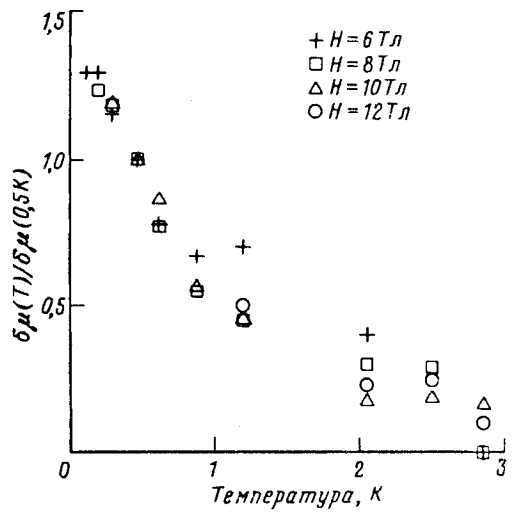


Рис.3

Рис.3. Зависимость от температуры относительной величины щели $\Delta_2(T)/\Delta_2(0,5K)$ для различных магнитных полей: $H = 6$ Тл(+), $H = 8$ Тл(\square), $H = 10$ Тл(Δ), $H = 12$ Тл(\circ)

Эта работа была выполнена в рамках проекта 93-02-2304 Российского Фонда Фундаментальных Исследований и частично поддержана грантом Фонда Сороса, присвоенным Американским Физическим Обществом.

1. Квантовый эффект Холла, под ред. Р.Пренджа и С.Гирвина, М.: Мир, 1989. ("The quantum Hall effect" Ed. by R.E.Prange and S.M.Girvin, Springer-Verlag, New York, Berlin, Heidelberg, London, Paris, Tokyo 1987.)
2. Э.И.Рашба, В.Б.Тимофеев, Физика и техника полупроводников **20**, 977 (1986).
3. G.S.Boebinger, H.L.Störmer, D.C.Tsui et al., Phys. Rev. **B36**, 7919 (1987).
4. H.Buhmann, M.Joss, K.von Klitzing et al., Phys. Rev. Lett. **65**, 1056 (1990).
5. I.V.Kukushkin, N.J.Pulsford, K.von Klitzing et al., Europhys. Lett. **22**, 287 (1993).
6. J.P.Eisenstein, L.N.Pfeiffer, and K.W.West, Phys. Rev. Lett. **68**, 674 (1992).
7. F.G.Pikus and A.L.Efros, Phys. Rev. **B47**, 16395 (1993).
8. T.P.Smith, B.B.Goldberg, P.J.Stiles, and M.Heiblum, Phys. Rev. **B32**, 2696 (1985).
9. В.М.Пудалов, С.Г.Семенчинский, Письма в ЖЭТФ **44**, 526 (1986).
10. С.И.Дорожкин, А.А.Шашкин, Н.Б.Житенев, В.Т.Долгополов, Письма в ЖЭТФ **44**, 189 (1986).
11. S.M.Girvin, A.H.MacDonald, and P.M.Platzman, Phys. Rev. Lett. **54**, 581 (1985).