

## ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ КУЛОНОВСКИХ ЩЕЛЕЙ В УСЛОВИЯХ ДРОБНОГО КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА МЕТОДОМ МАГНИТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

Х.Буман<sup>1)</sup>, В.Иосс<sup>1)</sup>, И.В.Кукушкин, К.фон Клитцинг<sup>2)</sup>,  
Ж.Мартиноес<sup>3)</sup>, А.Плаут<sup>2)</sup>, К.Плос<sup>2)</sup>, В.Б.Тимофеев

*Институт физики твердого тела АН СССР  
142432, Черноголовка*

<sup>1)</sup> *Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, Hochfeld-Magnetlabor, BP 166X, F-38042 Grenoble CEDEX France.*

<sup>2)</sup> *Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, D-7000 Stuttgart 80, FRG.*

<sup>3)</sup> *Service National des Champs Intenses, CNRS, BP 166X, F-38042, Grenoble CEDEX France.*

Поступила в редакцию 26 марта 1991 г.

Представлен анализ измеренных экспериментально и рассчитанных теоретически зависимостей спектрального положения линии люминесценции, отвечающей излучательной рекомбинации  $2D$ -электронов с дырками на нейтральном примесном центре в  $\delta$ -легированной  $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$  гетероструктуре, в режиме дробного квантового эффекта Холла и определены кулоновские щели.

Энергия основного состояния взаимодействующих двумерных электронов  $E(N)$ , помещенных в сильное поперечное магнитное поле, как функция полного числа частиц  $N$  обнаруживает изломы ("cusps") при заполнениях, соответствующих дробным факторам  $\nu \equiv n_s/N_0 = p/q$  ( $N = n_s \cdot S$ , где  $n_s$  - концентрация,  $S$  - площадь,  $N_0 = eH/hc$  - емкость уровня Ландау,  $H$  - магнитное поле,  $p$  - целые,  $q$  - целые нечетные числа) <sup>1</sup>. При таких заполнениях возникают состояния несжимаемой ферми-жидкости (НФЖ или лафлиновские состояния), которые обнаруживаются по дробному квантованию холловского сопротивления <sup>2,3</sup>. Существенной величиной при дробном КЭХ является кулоновская щель между основным состоянием НФЖ и непрерывным спектром квазичастичных возбуждений с дробными зарядами  $e^* = \pm e/q$  ( $e$  - заряд электрона). Величина кулоновской щели  $\Delta_q$  и разрыв химпотенциала  $\xi$  в точке излома функции  $E(N)$  связаны простым соотношением <sup>4</sup>:

$$\delta\xi = \left. \frac{\delta E}{\delta N} \right|_+ - \left. \frac{\delta E}{\delta N} \right|_- = q\Delta. \quad (1)$$

В режиме дробного КЭХ кулоновские щели обычно измеряются с помощью активационного магнитотранспорта <sup>5</sup>. Точнее, в рамках этого метода определяются "щели подвижности", очень чувствительные к беспорядку в системе. Следует также иметь в виду, что магнитотранспортный метод сталкивается с практически непреодолимыми трудностями в ультраквантовом пределе ( $\nu \ll 1$ ) из-за усиливающихся эффектов сильной локализации по мере продвижения в область все меньших  $\nu$ .

В работах <sup>6-8</sup> был предложен спектроскопический метод определения величин кулоновских щелей в режиме дробного КЭХ, который вначале был реализован в случае  $2D$ -электронного канала в Si-полевом транзисторе <sup>6,7</sup>, а затем на примере двумерных электронов в  $\delta$ -легированной  $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$  гетероструктуре <sup>10</sup>. Магнитооптический метод в основе своей использует излучательную рекомбинацию  $2D$ -электронов с дырками на нейтральном акцепторном центре, удаленном на фиксированное расстояние от слоя электронов <sup>8</sup>. При этом исследуется зависимость спектрального положения линии люминесценции при вариации фактора заполнения (при фиксированной концентрации  $n_s$ ,

варьируется магнитное поле). Было обнаружено, что при дробных  $\nu$  такая зависимость демонстрирует скачки в шкале энергий. На основе чисто качественных соображений, не имеющих строгого теоретического обоснования, такие особенности связывались со скачками химпотенциала во взаимодействующей системе электронов при конденсации в НФЖ. По сути предполагалось, что энергия испускаемого фотона в акте рекомбинации, т.е. когда электрон удаляется из  $2D$ -слоя, связана с разностью энергий основных состояний  $2D$ -системы до и после рекомбинации, а именно  $\hbar\omega \sim \xi \equiv E(N) - E(N-1)$  ( $E(N)$  и  $E(N-1)$  - энергии основного состояния системы с числом электронов  $N$  и  $N-1$ ). Это предположение означает, что взаимодействующая система электронов адиабатически отслеживает процесс туннельной рекомбинации  $2D$ -электрона с дыркой акцептора. Если эти соображения верны, по величине экспериментально измеряемого скачка в спектральном положении линии люминесценции в режиме КЭХ можно определить величину кулоновской щели, отвечающей заданному  $\nu$ , по формуле (1).

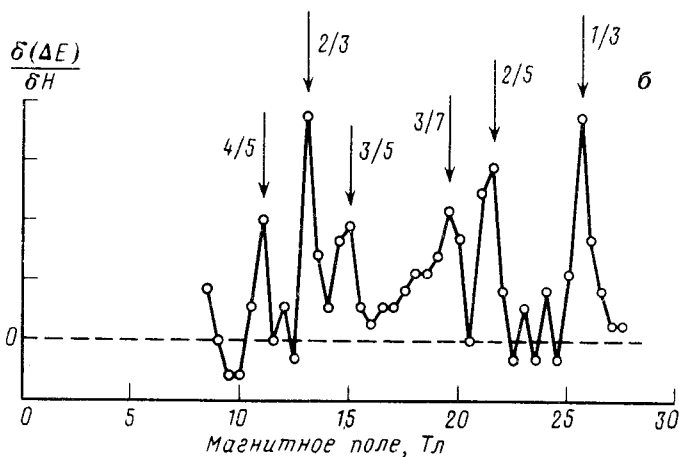
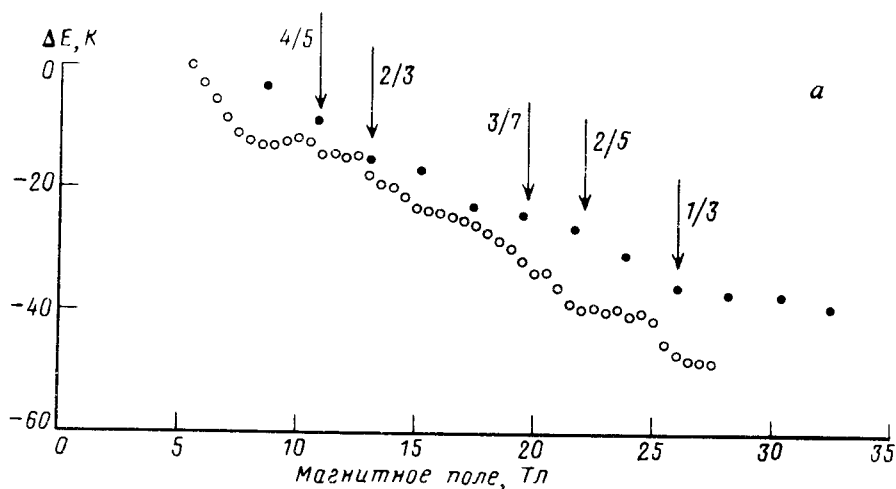


Рис. 1. *а* - Изменение спектрального положения линии люминесценции за вычетом слагаемого  $1/2\hbar\omega_c$  при вариации магнитного поля, измеренные экспериментально (кружки)  $^{10}$  и вычисленные теоретически (точки)  $^9$ . В условиях эксперимента  $n_s = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . *б* - Производная  $\frac{\delta(\Delta E)}{\delta H}$  измеренной экспериментально зависимости изменений спектрального положения линии люминесценции по величине магнитного поля (шкала ординат в отн.ед.)

До настоящего времени отсутствовали теоретические работы с расчетами спектров магнитолюминесценции, измеренных в режиме дробного КЭХ. Статья Апалькова и Рашба <sup>9</sup> в настоящем выпуске по существу является первой публикацией на эту тему. В ней на основе численных методов для однородной 2D-системы с конечным числом частиц рассчитывается зависимость спектрального положения линии люминесценции (момент первого порядка), отвечающей рекомбинации 2D-электрона с нейтральным акцептором, от фактора заполнения. Используемые авторами модельные приближения близко подходят к условиям эксперимента, реализованного ранее в AlGaAs/GaAs гетероструктурах с  $\delta$ -легированием <sup>10</sup>. Напомним, что в этом эксперименте магнитное поле было достаточно сильным -  $\hbar\omega_c > \frac{e^2}{\kappa l_H}$  ( $\omega_c$  - циклотронная частота,  $l_H = (\frac{c\hbar}{eH})^{1/2}$  - магнитная длина,  $\kappa$  - диэлектрическая постоянная), так что смешиванием различных уровней Ландау можно было пренебречь. Расстояние электронного канала до  $\delta$ -слоя нейтральных акцепторов превосходило ширину самого канала и радиус акцепторных центров. В исходном состоянии примесный центр был нейтральным, а в конечном - заряженным.

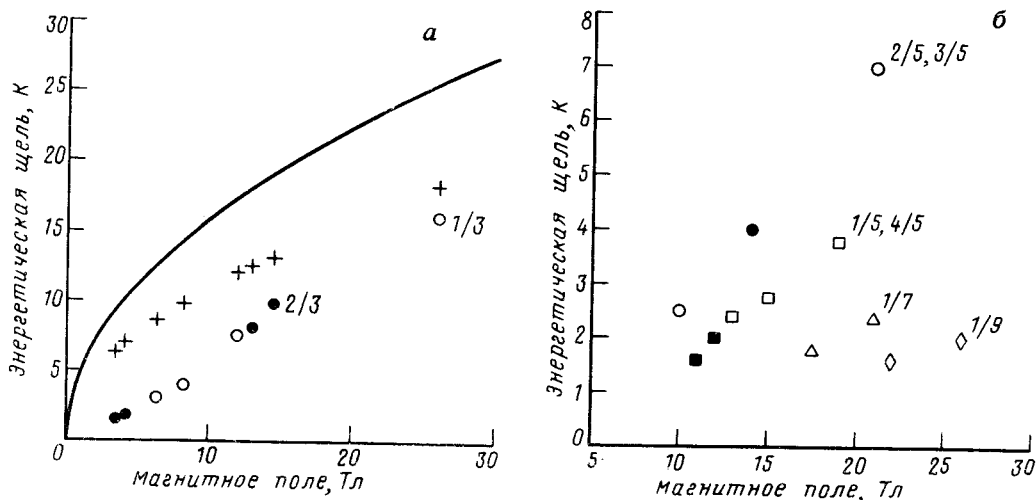


Рис. 2. а - Кулоновские щели при дробных факторах заполнения  $\nu = \frac{p}{3}$  ( $p = 1, 2$ ), найденные по величине "изломов вниз" в измеренных зависимостях  $\Delta E(H)$  по формуле (2) - (кружки и точки), а также после внесения коррекции на конечное удаление  $\delta$ -слоя от электронного канала - (кресты). Кружки и точки отвечают факторам заполнения 1/3 и 2/3. б - Кулоновские щели при  $\nu = \frac{q}{9}$  ( $q = 5, 7, 9$ ), определенные из экспериментальных зависимостей  $\Delta E(H)$  по описанной в тексте процедуре. Черные квадраты и кружок отвечают факторам заполнения 4/5 и 3/5

Теория <sup>9</sup> строилась в предположении, что в начальном состоянии нейтральные центры мало возмущают 2D-электронную систему. В рассмотрении опускалось влияние беспорядка. В рамках такого подхода, на наш взгляд, самое существенное заключение теории состоит в том, что в пределе больших расстояний  $\delta$ -слоя от электронного канала спектральное положение линии люминесценции отслеживает поведение энергии 2D-системы в основном состоянии, а именно  $\hbar\bar{\omega} \sim \frac{2E(N)}{N}$ . Учитывая принципиальную новизну этого заключения, представлялось очень интересным сравнить результаты расчетов, выполненных в <sup>9</sup>, с экспериментом.

На рис.1а сравниваются зависимости изменений спектрального положения линии люминесценции  $\Delta E(H)$  при вариации магнитного поля, измеренные экспериментально (кружки) и вычисленные теоретически для шести частиц (черные точки). В этих зависимостях вычтено слагаемое  $1/2\hbar\omega_c$ . Стрелками на рис.1а указаны дробные  $\nu$ , вблизи которых наблюдаются особенности (изломы) в зависимостях  $\Delta E(H)$ . Сопоставление ведется для случая, когда  $\delta$ -слой акцепторов удален примерно на  $250\text{\AA}$  от  $2D$ -электронного канала. При сравнении отсутствовали подгоночные параметры, поэтому согласие между экспериментом и расчетом нам представляется удовлетворительным.

Проведем сравнение более детально. Согласно расчету особенности при дробных  $\nu$  всегда носят характер "изломов вниз", что связано с поведением функции  $E(H)$ , характеризующей основное состояние  $2D$ -системы. В эксперименте же помимо таких "изломов вниз" в окрестности дробных  $\nu$  со стороны меньших  $H$  (больших  $\nu$ ) наблюдаются "изломы вверх". Результат численного дифференцирования экспериментально измеренной зависимости  $\Delta E(H)$  показан на рис.1б. Видно, что производные  $\frac{\delta(\Delta E)}{\delta H}$  в функции от  $H$  демонстрируют узкие пики непосредственно при дробных  $\nu$ . Амплитуда пиков прямо отражает скачок производной в области изломов. Симметричность пиков означает, что "изломы вверх" и "изломы вниз" при дробных  $\nu$  в эксперименте примерно одинаковы. Согласно же теории производная  $\frac{\delta(\Delta E)}{\delta H}$  при вариации  $H$  носит характер разрывной функции и при дробных  $\nu$  должна иметь вид последовательности ступенек. Эти различия связаны исключительно с наличием в экспериментальных зависимостях "изломов вверх".

Теория указывает, что кулоновскую щель можно определить по величине разрыва производной  $\frac{\delta(\Delta E)}{\delta \nu}$  в области "излома вниз". Для случая, соответствующего большому удалению  $\delta$ -слоя акцепторов от  $2D$ -канала, получено аналитическое выражение<sup>9</sup>, в котором величина кулоновской щели связана с "силой излома вниз"  $\delta\left(\frac{\delta(\Delta E)}{\delta H}\right)$ , а именно

$$\Delta = \frac{\nu}{2q} \delta\left(\frac{\delta(\Delta E)}{\delta \nu}\right) = \frac{H}{2q} \delta\left(\frac{\delta(\Delta E)}{\delta H}\right). \quad (2)$$

Если воспользоваться этим выражением, то с его помощью в области всех экспериментально измеренных "изломов вниз" нетрудно определить величины кулоновских щелей. Соответствующие результаты представлены на рис.2. Обработку эксперимента непосредственно с помощью выражения (2) для  $\nu = P/3$  ( $P = 1, 2$ ) иллюстрирует рис.2а. Сплошная линия представляет предельную величину кулоновской щели для  $\nu = 1/3$  в зависимости от  $H$ , рассчитанную для идеального бесконечно тонкого слоя<sup>11</sup>. На этом же рисунке (крестами) показаны величины кулоновских щелей после коррекции на конечное расстояние  $\delta$ -слоя от  $2D$ -канала, согласно процедуре, предложенной в<sup>12</sup>. На рис.2б изображены величины кулоновских щелей при дробных  $\nu = p/q$  ( $p = 1, 2, 3, 4$ ;  $q = 5, 7, 9$ ), определенные из экспериментальных зависимостей аналогичным образом. Обратим внимание, что найденные согласно<sup>9</sup> величины щелей близко подходят (но не превосходят!) предельные теоретические значения. Также заметим, что таким образом определенные кулоновские щели примерно втрое больше значений ранее найденных из тех же экспериментальных зависимостей по скачкам спектрального положения линии<sup>10</sup>.

По обсуждаемым в статье вопросам можно сделать следующее резюме. Теория<sup>9</sup> близко передает общую картину магнитолюминесценции в режиме

дробного КЭХ в рамках очерченных модельных представлений и формулирует принципиально новую процедуру определения величин кулоновских щелей в магнитооптике. Вместе с тем имеются различия между заключениями теории и экспериментом. Это, прежде всего, касается "изломов вверх" в наблюдаемом экспериментально поведении линии люминесценции в окрестности дробных  $\nu$ . Такие изломы отсутствуют в рассчитанных зависимостях. Далее, теория игнорирует беспорядок, всегда присутствующий в реальных системах. Как следствие, ширины линий в расчетах имеют однородное происхождение и не превышают масштабов кулоновских щелей. В существующих же экспериментах линии люминесценции неоднородно уширены, а их ширины заметно больше рассчитанных. При дробных  $\nu$  в эксперименте наблюдается небольшое уширение линий ( $\sim 10\%$ ), тогда как согласно заключению теории однородно уширенные линии в режиме дробного КЭХ всегда сужаются. Причины этих расхождений еще предстоит понять. Наконец, открытыми остаются вопросы о роли взаимодействия между нейтральным центром и  $2D$ -электронами в начальном состоянии, а также о степени неравновесности электронного распределения в начальном и конечном состояниях в оптических экспериментах.

В заключение авторы благодарят В.М.Апалькова, Э.И.Рашба и В.И.Фалько за очень интересные и стимулирующие обсуждения.

### Литература

1. The Quantum Hall Effect, ed. by Prange R.E. and Girvin S.M. (Springer-Verlag) 1987; Chakraborty T., Pietilainen P. The Fractional Quantum Hall Effect (Springer, N.Y.) 1988.
2. Tsui D.C., Stormer H.L., Gossard A.C. Phys. Rev. Lett., 1982, 48, 1559.
3. Laughlin R.B. Phys. Rev. Lett., 1983, 50, 13.
4. Halperin B.I. Helv. Phys. Acta, 1983, 56, 75.
5. Voebinger G.S., Chang A.H., Stormer H.L., Tsui D.C. Phys. Rev. Lett., 1985, 55, 1606.
6. Кукушкин И.В., Тимофеев В.Б. Письма в ЖЭТФ, 1986, 44, 179; Surf.Sci., 1988, 196, 196.
7. Кукушкин И.В., Тимофеев В.Б. Sov. Sci. Rev. A. Phys., 1988, 11, 1.
8. Kukushkin I.V., Timofeev V.B., von Klitzing K., Ploog K. Adv in Solid State Physics (Festkorperprobleme) 1988, 28, 21.
9. Апальков В.М., Рашба Э.И. Письма в ЖЭТФ, данный выпуск, стр.
10. Buhmann H. Joss W., v.Klitzing K. et al. Письма в ЖЭТФ 1990, 51, 575. Phys. Rev. Lett., 1990, 65, 1056.
11. Morf R., Halperin B.J. Phys. Rev., 1986, B33, 2221.
12. Апальков В.М., Рашба Э.И. Письма в ЖЭТФ, 1991, 53, 46.