

НЕСЖИМАЕМАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ФАЗА В ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРАХ

С.И.Дорожкин¹⁾, М.О.Дорохова

Институт физики твердого тела РАН

142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 5 апреля 2000 г.

После переработки 10 апреля 2000 г.

Для двумерной (2D) электронной системы, создаваемой в полевом транзисторе, рассмотрен эффект образования в режиме квантового эффекта Холла областей сжимаемой и несжимаемой фаз, возникающий вследствие длиннопериодных флуктуаций плотности ионизованных доноров, поставляющих электроны в 2D систему. Показано, что движение этих областей, происходящее при изменении средней плотности электронов, приводит к минимумам в емкости конденсатора, образованного 2D электронной системой и затвором транзистора. В случае малых поправок к емкости форма минимумов воспроизводит функцию распределения плотности доноров. Приведены экспериментальные результаты, демонстрирующие хорошее согласие с предсказаниями модели.

PACS: 73.40.Hm

Возникновение в двумерных (2D) электронных системах в квантующих магнитных полях дискретного энергетического спектра с высокой степенью вырождения уровней Ландау приводит к нетривиальному поведению экранирующих свойств таких систем. А именно, в рамках приближения Томаса–Ферми система идеально экранирует возмущающий потенциал, когда один из уровней Ландау заполнен только частично, и совсем не экранирует его в случае полностью заполненных уровней. Обычно о соответствующих состояниях говорят как о сжимаемом и несжимаемом, соответственно. При наличии длиннопериодного (по сравнению с магнитной длиной) случайного затравочного потенциала достаточно большой амплитуды такое свойство 2D электронной системы должно приводить [1] к ее разбиению на чередующиеся области сжимаемой и несжимаемой фаз. Для случая регулярного потенциала и монотонно изменяющейся плотности 2D электронов около края образца, однородного вдоль другого направления, ширины соответствующих полосок различных фаз были рассчитаны в работе [2] (см. также работы [3–8]). В этом случае полоска несжимаемой фазы разделяет области, в которых частично заполнены соседние уровни Ландау, на ней возникает разность электрических потенциалов, компенсируемая скачком химического потенциала, равным расстоянию между уровнями. В образцах с металлическим электродом (затвором), параллельным 2D электронной системе, ширина этих полосок должна измениться [7], когда расстояние от 2D системы до затвора станет меньше или сравнимым с шириной несжимаемых полосок. В данной работе на основании конденсаторного приближения, использовавшегося ранее в работе [9] для описания неравновесных состояний с током по 2D системе, мы получим эффект возникновения областей несжимаемой фазы в образцах с затвором и плавно изменяющейся плотностью доноров, поставляющих в реальных полупроводниковых

¹⁾ e-mail: dorozh@issp.ac.ru

структурах электроны в 2D систему. Использованное приближение допускает простое обобщение на случай более сложной зависимости химического потенциала 2D электронов от их плотности, отличающейся от зависимости для невзаимодействующих электронов при нулевой температуре, которая предполагалась в работах [2–7]. В частности, наша модель легко адаптируется к рассмотрению неоднородных состояний в случае дробного квантового эффекта Холла. Кроме того, мы обсудим эффекты, связанные с движением несжимаемых областей по образцу при изменении затворного напряжения.

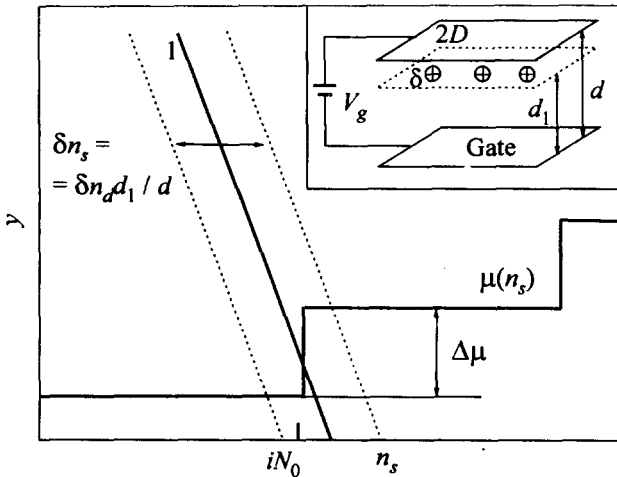


Рис.1. Построение, иллюстрирующее поведение решений уравнения (1) в случае ступенчатой зависимости химического потенциала μ от плотности электронов n_s . На вставке показана схема образца с затвором и дельта-слоем (δ) доноров, поставляющих электроны в 2D электронную систему

Рассмотрим структуру, изображенную на вставке к рис.1. Будем считать, что 2D электронная система создается за счет размерного квантования в узкой потенциальной яме, форма которой не зависит от электрического поля в структуре. Приравнивая изменение свободной энергии системы зарядов в структуре работе по их разделению, совершаемой источником постоянного напряжения, получим следующее соотношение:

$$\frac{4\pi e^2 n_s d}{\kappa} - \frac{4\pi e^2 n_d d_1}{\kappa} + \epsilon_0 + \mu - \mu_g = eV_g. \quad (1)$$

Здесь n_s и n_d – поверхностные плотности электронов и ионизованных доноров, соответственно, ϵ_0 – положение дна подзоны размерного квантования, от которого отсчитывается химический потенциал 2D электронной системы μ , μ_g – химический потенциал электронной системы в затворе, κ – диэлектрическая постоянная, V_g – напряжение, приложенное между затвором и 2D системой. В квантующем магнитном поле H при отсутствии корреляционных эффектов и нулевой температуре зависимость химического потенциала μ от n_s представляет собой ступенчатую функцию n_s со ступеньками при $n_s = iN_0$ (то есть, при заполнении целого числа i уровней, число электронных состояний на каждом из которых на единицу поверхности равно $N_0 = eH/hc$ высотой $\Delta\mu$ (см.рис.1), определяемой величинами циклотронного и зеемановского расщеплений). Далее мы будем считать, что соотношение (1) остается справедливым и для случая, когда плотность доноров зависит от координат (x, y) в плоскости δ -слоя доноров, но слабо меняется на масштабе, равном d (это предположение эквивалентно пренебрежению краевыми эффектами в плоском конденсаторе). При этом зависящими от этих координат оказываются величины n_d , n_s

и μ . В соответствии с уравнением (1) плотность электронов при данных значениях n_d и V_g находится как точка пересечения зависимости $y = \mu(n_s)$ с прямой линией $y = eV_g + \mu_g - \epsilon_0 + \lambda n_d d_1 - \lambda n_s d$, где $\lambda = 4\pi e^2 / \kappa$ (сплошная прямая 1 на рис.1 и две параллельные ей точечные прямые, соответствующие значениям $n_d = n_{d0}$ и $n_d = n_{d0} \pm \delta n_d / 2$, соответственно). Для рассматриваемой ступенчатой зависимости $\mu(n_s)$ точка пересечения попадает либо на вертикальный ($n_s = iN_0$), либо на один из горизонтальных участков этой зависимости, причем каждый тип полученных решений реализуется для конечного интервала плотности ионизованных доноров ($\delta n_d^{(1)} = \Delta\mu / \lambda d_1$ и $\delta n_d^{(2)} = N_0 d / d_1$, соответственно). Совокупность точек на плоскости (x, y) , соответствующих первому из указанных интервалов, образует область, занятую несжимаемой электронной фазой. Вторым интервал ($\delta n_d^{(2)}$), наоборот, соответствует области идеальной сжимаемости электронной системы. Для случая, когда скачок $\Delta\mu$ равен величине циклотронного расщепления, легко проверить, что отношение $\delta n_d^{(1)} / \delta n_d^{(2)} = \kappa \hbar^2 / 2m^* e^2 d = a_B / 2d$, где a_B – боровский радиус в данном материале. Для образцов с 2D электронными системами, возникающими около гетероперехода GaAs/AlGaAs, $m^* = 0.07m_e$, $\kappa \approx 12$, а величина d в типичном случае имеет масштаб 1000 Å, так что отношение $\delta n_d^{(1)} / \delta n_d^{(2)}$ оказывается значительно меньше единицы. Поведение рассматриваемой системы зависит от соотношения между величинами $\delta n_d^{(1)}$, $\delta n_d^{(2)}$ и пределами изменения плотности доноров в образце $\delta n_d = n_d^{max} - n_d^{min}$. При $\delta n_d < \delta n_d^{(1)}$ в зависимости от величины V_g (или, что то же самое, от величины средней плотности электронов \bar{n}_s) электронная система может находиться как в однородных несжимаемом или сжимаемом состояниях, так и быть разбитой на области, в которых реализуется одно из этих состояний. В случае возникновения в образце несжимаемых областей с характерной для них постоянной плотностью электронов изменение плотности доноров с координатами (x, y) компенсируется изменением плотности заряда в затворе. При $\delta n_d^{(1)} < \delta n_d < \delta n_d^{(2)}$ однородные состояния в образце могут быть образованы только сжимаемой фазой. Наконец, при $\delta n_d > \delta n_d^{(2)}$ однородные состояния существовать не могут.

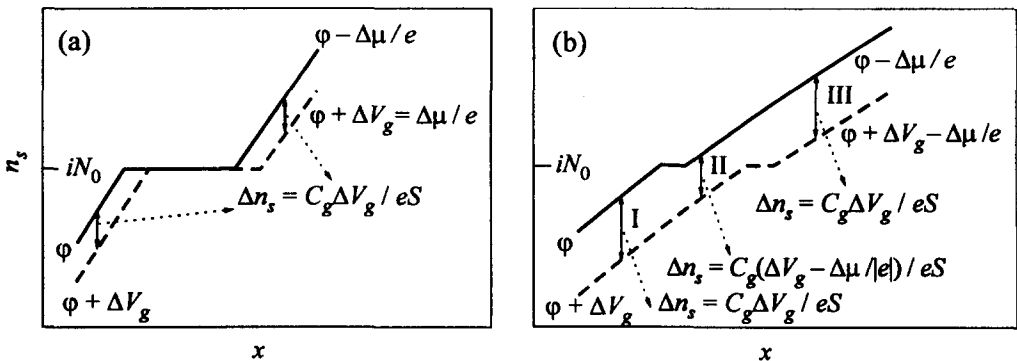


Рис.2. Зависимости плотности электронов n_s от координаты x в области образца около полоски несжимаемой фазы для двух значений затворного напряжения (сплошная и штриховая линии), отличающихся на величину ΔV_g . Рисунки а и б относятся к случаям $d \ll w$ и $d \gg w$, соответственно. Значения электрического потенциала (ϕ и т.д.) в областях, разделяемых несжимаемой полоской, указаны около кривых

Как легко видеть из соотношения (1), изменение затворного напряжения V_g приводит к изменению значений n_d , определяющих границы интервалов, соответствующие

ющих различной сжимаемости электронной системы, то есть, к перемещению сжимаемых и несжимаемых областей. Мы здесь рассмотрим движение этих областей для случая $\delta n_d^{(1)} \ll \delta n_d < \delta n_d^{(2)}$. При выполнении этих неравенств и при длиннопериодных (по сравнению с d) флуктуациях плотности доноров несжимаемая фаза занимает малую часть площади образца, в основном разделяя области с частично заполненными соседними уровнями Ландау. Проведем рассмотрение сначала для совсем простой геометрии, когда плотность доноров зависит только от координаты x (рис.2). Ширина возникающей в таком случае полоски несжимаемой фазы равна $w = \delta n_d^{(1)} / (dn_d/dx) |_{x=x_0} = \Delta\mu / \lambda d_1 (dn_d/dx) |_{x=x_0}$, а скорость ее перемещения $dx_0/dV_g = -e / \lambda d_1 (dn_d/dx) |_{x=x_0}$ (здесь x_0 – координата точки, в которой химический потенциал попадает в середину щели). Отметим, что полученное выражение для ширины полоски несжимаемой фазы по своей структуре и по линейной зависимости от величины $\Delta\mu$ отличается от выражения, полученного в работе [2] для структур без затвора, где $w \sim \sqrt{\Delta\mu}$. Естественно, что наше рассмотрение справедливо только при $w \gg d$. Вычислим, как изменяется заряд Q плоского конденсатора, образованного слоем 2D электронов и затвором (см. вставку на рис.1), при небольшом изменении затворного напряжения ΔV_g . Будем при этом считать, что заряд доноров “заморожен” и не меняется при изменении V_g , как это обычно и бывает в реальных образцах. Из соотношения (1) ясно, что в сжимаемых областях изменение поверхностной плотности электронов равно $\Delta n_s = \kappa \Delta V_g / 4\pi e d$. Кроме того, из рис.2а нетрудно увидеть, что при $w \gg d$ зарядка конденсатора происходит так, как будто бы в образце просто не заряжается полоска шириной w . В результате измеряемая величина емкости $C \equiv dQ/dV_g$ должна быть меньше геометрической емкости $C_g = \kappa S / 4\pi d$ (здесь S – площадь обкладок конденсатора) за счет уменьшения эффективной площади обкладок на величину δS , пропорциональную w . Этот результат легко обобщить на случай плавных флуктуаций плотности доноров, происходящих по обеим координатам и задаваемых функцией распределения $f(n_d, \bar{n}_d)$ (здесь \bar{n}_d – среднее значение n_d). При выбранном соотношении $\delta n_d^{(1)} \ll \delta n_d$ искомое выражение для изменения заряда конденсатора имеет вид $\Delta Q = \kappa(S - \delta S)\Delta V_g / 4\pi d = \kappa S \Delta V_g (1 - f(n_{d0}, \bar{n}_d) \delta n_d^{(1)}) / 4\pi d$, где n_{d0} – плотность доноров, соответствующая положению химического потенциала в середине щели. Тем самым мы показали, что измеряемая емкость конденсатора в рассматриваемом случае меньше геометрической емкости C_g на величину $|\Delta C| = C_g \Delta\mu f(n_{d0}, \bar{n}_d) / \lambda d_1 = C_g^2 \Delta\mu f(n_{d0}, \bar{n}_d) d / S e^2 d_1$. Это выражение может быть сведено к выражению для поправки к емкости [11], которая следует из формулы (34) работы [10], полученной в пренебрежении размерами областей несжимаемой фазы и феноменологическом введении гауссовой функции распределения для плотности электронов в 2D системе. Для этого надо принять гауссово распределение для плотности доноров, а для плотности электронов использовать функцию распределения, индуцируемую выбранным для доноров распределением в случае идеальной экранировки. Нетрудно заметить, что эта функция также является гауссовой с шириной распределения для электронов σ , отличающейся от соответствующей величины для плотности доноров σ_d на геометрический фактор: $\sigma = d_1 \sigma_d / d$. В результате получаем следующее выражение для поправки к емкости, обусловленной скачком химического потенциала:

$$\Delta C = -\frac{C_g^2}{S} \frac{\Delta\mu}{e^2} \frac{1}{\sqrt{\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(iN_0 - \bar{n}_s)^2}{\sigma^2}\right). \quad (2)$$

Приведенное выше рассмотрение относилось к случаю, когда ширина несжимаемой полоски значительно больше расстояния до затвора d . В то же время ясно, что, когда расстояние между слоем доноров и 2D системой много меньше расстояния до затвора, ширина возникающих несжимаемых полосок может быть и много меньше d . В этом случае образование полосок происходит по механизму, аналогичному рассмотренному в работе [2]. Если в то же время расстояние между полосками много больше d , то вдали от полосок действует использовавшееся выше конденсаторное приближение. Найдем для этого случая изменение заряда конденсатора при изменении затворного напряжения на величину $\Delta V_g \gg \Delta\mu/e$, сопровождающимся смещением узких полосок несжимаемой фазы (рис.2b). В присутствии только одной полоски конденсатор естественным образом разбивается на три области: область I с $n_s < iN_0$ отделяется от области III с $n_s > iN_0$ областью II, через которую произошло перемещение несжимаемой полоски, в результате чего там изменилось соотношение между n_s и iN_0 . Нетрудно видеть, что в области II изменение разности потенциалов по отношению к затвору (и, соответственно, плотности электронов) отличается от соответствующей величины в областях I и III на величину $\Delta\mu/e$. Тогда изменение заряда конденсатора: $\Delta Q = \kappa ((S - \Delta S)\Delta V_g + \Delta S(\Delta V_g - \Delta\mu/e)) / 4\pi d$. Здесь ΔS – величина, на которую изменилась площадь области с $n_s < iN_0$ при изменении затворного напряжения. Если распределение плотности электронов в образце описывается функцией $f(n_s, \bar{n}_s)$, то $\Delta S \approx Sf(iN_0, \bar{n}_s)C_g\Delta V_g / |e|S$, и для гауссового распределения мы получаем выражение для емкости, совпадающее с формулой (2).

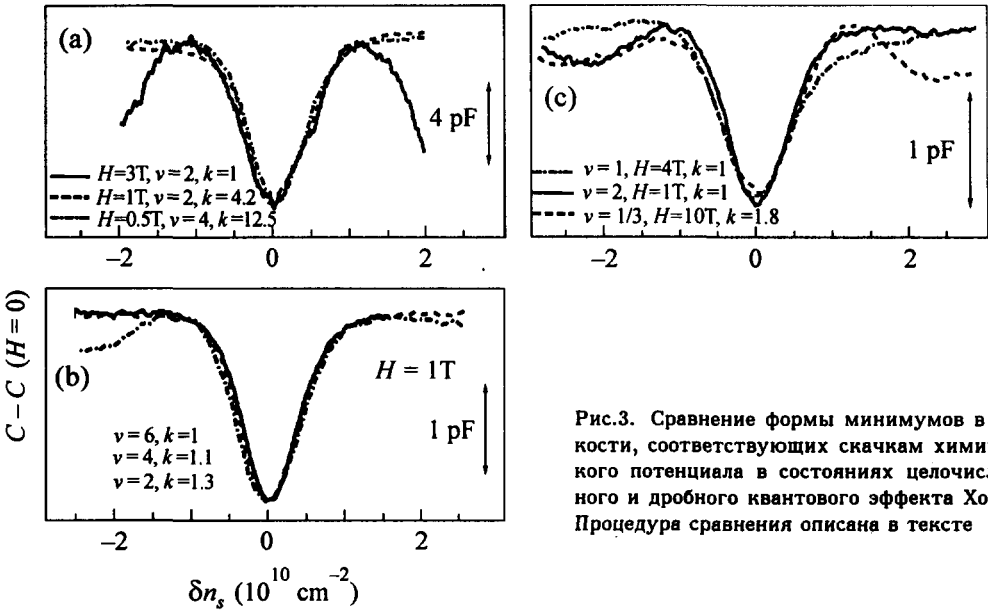


Рис.3. Сравнение формы минимумов в емкости, соответствующих скачкам химического потенциала в состояниях целочисленного и дробного квантового эффекта Холла. Процедура сравнения описана в тексте

Проведенное выше рассмотрение показывает, что форма и ширина особенности в емкости полевого транзистора, соответствующей скачку химического потенциала, определяется функцией распределения плотности ионизованных доноров (которая в случае, когда несжимаемая фаза занимает малую часть площади образца, приводит к такой же по форме функции распределения электронов), и потому не должна зависеть ни от величины скачка $\Delta\mu$ (то есть, в частности, от величины магнитного поля),

ни от природы этого скачка. Именно такое поведение наблюдалось для особенности в емкости полевого транзистора, изготовленного на основе одиночного гетероперехода GaAs/AlGaAs, имеющего следующую архитектуру слоев, находящихся поверх гетероперехода: слой AlGaAs (70 нм) – дельта-слой доноров (Si) – слой AlGaAs (500 нм) – дельта-слой доноров (Si) – слой GaAs (10 нм). На поверхность структуры наносился металлический слой, образующий барьер Шоттки с гетероструктурой. Размеры прямоугольного затвора составляли 0.4×2.3 мм. Слой 2D электронов возникал около гетероперехода со стороны GaAs. Абсолютное значение емкости между затвором и 2D системой оказывалось равным примерно 165 пФ. Экспериментальные данные для формы минимумов в емкости, которые представлены на рис.3, оказались совпадающими для всех образцов, изготовленных из одной шайбы материала. Для сравнения формы различных минимумов использовался их параллельный перенос, не изменяющий масштаба вдоль горизонтальной оси n_s , а также изменение масштаба вдоль вертикальной оси путем умножения сигнала на коэффициент k , приведенный на рисунках вместе со значениями факторов заполнения, соответствующих минимумам, и величинами магнитного поля, при котором измерялись соответствующие кривые. Как видно из рис.3, форма особенностей в емкости близка к гауссовой, а ширины минимумов оказываются близкими как для четных факторов заполнения (рис.3а и б), когда скачок химического потенциала определяется в основном циклотронным расщеплением, так и для нечетных (рис.3с), где доминируют кулоновские эффекты, значительно увеличивающие расщепление по сравнению с затравочным зеемановским, а также для дробного фактора заполнения $1/3$, при котором в этом образце наблюдается дробный квантовый эффект Холла, и энергетическая щель полностью определяется электрон-электронным взаимодействием. Надо сказать, что наблюдаемое поведение ширины особенности в емкости полностью противоречит ожидаемому в случае короткодействующих рассеивателей [12], когда уширение уровней Ландау зависит от величины магнитного поля и номера уровня.

Авторы с благодарностью отмечают поддержку работы проектами Российского фонда фундаментальных исследований, ИНТАС, а также МНТП России “Физика твердотельных наноструктур”.

-
1. A.L.Efros, Phys. Rev. **B45**, 11354 (1992).
 2. D.B.Chklovskii, B.I.Shklovskii, and L.I.Glazman, Phys. Rev. **B46**, 4026 (1992).
 3. D.B.Chklovskii, K.A.Matveev, and B.I.Shklovskii, Phys. Rev. **B47**, 12605 (1993).
 4. N.R.Cooper and J.T.Chalker, Phys. Rev. **B48**, 4530 (1993).
 5. J.H.Davies and I.A.Larkin, Phys. Rev. **B49**, 4800 (1994).
 6. A.V.Khaetskii, V.I.Fal'ko, and G.E.W.Bauer, Phys. Rev. **B50**, 4571 (1994).
 7. I.A.Larkin and J.H.Davies, Surface. Sci. **361/362**, 517 (1996).
 8. J.H.Oh and R.R.Gerhardts, Phys. Rev. **B56**, 13519 (1997).
 9. В.Б.Шишкин, Письма в ЖЭТФ **66**, 545 (1997).
 10. F.G.Pikus and A.L.Efros, Phys. Rev. **B47**, 16395 (1993).
 11. S.I.Dorozhkin, R.J.Haug, K.von Klitzing, and K.Ploog, Phys. Rev. **B51**, 14729 (1995).
 12. T.Ando, A.B.Fowler, and F.Stern, Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982).