

АКТИВАЦИОННАЯ МАГНИТОПРОВОДИМОСТЬ В ОБЛАСТИ ДРОБНОГО КВАНТОВАНИЯ ХОЛЛОВСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ В КРЕМНИЕВОЙ МДП-СТРУКТУРЕ

И.В.Кукушкин, В.Б.Тимофеев, П.А.Черемных

По температурной зависимости диагональной компоненты тензора магнитосопротивления определена щель ΔE в энергетическом спектре взаимодействующих двумерных электронов в сильном поперечном магнитном поле H , отвечающая фактору заполнения $\nu = 2/3$. Установлено, что $\Delta E \sim \sqrt{H}$, в соответствии с теорией, объясняющей дробный квантовый эффект Холла в терминах межэлектронного взаимодействия.

Дробный квантовый эффект Холла в двумерных (2Д-) электронных системах обнаружен в гетеропереходах GaAs–AlGaAs¹⁻⁴ и кремниевых МДП-структурах⁵⁻⁷ с аномально большой подвижностью носителей и заключается в наблюдении дополнительных минимумов и плато в зависимостях компонент тензора магнитосопротивления ρ_{xx} и ρ_{xy} в области дробных значений фактора заполнения подуровня Ландау $\nu = n_s h / eH$, где n_s – концентрация 2Д-электронов, h – постоянная Планка, e – заряд электрона. Эти особенности были объяснены Лафлиным^{8,9} в терминах конденсации 2Д-электронов в новый тип сильно скоррелированной, несжимаемой ферми-жидкости. Энергия основного состояния системы взаимодействующих электронов имеет минимум при $\nu = 1/3$ и вследствие электронно-дырочной симметрии при $\nu = 2/3$. Изменение концентрации в области $\nu = 1/3$ может быть описано на языке рождения возбуждений – квазиэлектронов и квазидырок с дробным зарядом $e^* = 1/3e$. Несжимаемость ферми-жидкости означает отсутствие бесщелевых возбуждений в рассматриваемой системе и, следовательно, предполагает существование зон квазиэлектронов и квазидырок, отделенных энергетическими щелями от основного состояния. Для определения масштабов этих щелей можно исследовать активационную магнитопроводимость в области дробных значений ν ^{10,11}.

Энергетические щели при целых ν отвечают циклотронному, спиновому и междолинному расщеплениям и определяются в структурах с достаточно большой подвижностью носителей из температурной зависимости диагональной компоненты тензора магнитосопротивления $\rho_{xx}^{min} \sim \exp(-W/kT)$, $\Delta E = 2W$, W – энергия активации, ΔE – энергетическая щель¹⁰. Активационные энергии в области дробных ν были определены в гетеропереходах различными авторами¹¹⁻¹⁴, однако из-за отсутствия возможности изменять в широких пределах концентрацию 2Д-электронов в гетеропереходах, все данные были получены в разных экспериментальных условиях и плохо согласуются как между собой, так и с теорией.

Система 2Д-электронов в кремниевых МДП-структурах выгодно отличается от системы электронов в гетеропереходах, поскольку возможность изменять n_s позволяет на одной и той же структуре, при фиксированных магнитном поле и других параметрах (в том числе и подвижности μ_e , если изменение n_s происходит вблизи максимума $\mu_e(n_s)$) определить активационную энергию при различных ν . В этой статье мы сообщаем об определении щели в энергетическом спектре 2Д-электронов в кремниевой МДП-структуре при $\nu = 2/3$ и ее изменении от магнитного поля в условиях, когда все остальные параметры системы фиксированы.

В работе исследовалась структура с максимальной подвижностью 2Д-электронов $\mu_e = 3,6 \cdot 10^4$ см²/В·с (при концентрации $n_s = 3 \cdot 10^{11}$ см⁻² и температуре $T = 1,5$ К). Зависимость $\mu_e(n_s)$ и другие параметры этой структуры подробно описаны в⁷. Измерения проводились в режиме переменного тока на частоте 20 Гц. Вольт-амперные характеристики вблизи дробных ν оказывались линейными (следовательно отсутствовал перегрев электронной системы) только при измерительном токе $I_0 < 200$ нА.

На рис. 1 показаны зависимости $\rho_{xx}(n_s)$ в окрестности $\nu = 2/3$ при $H = 15$ Т и различных температурах. При повышении температуры особенность в ρ_{xx} (а также и в ρ_{xy}) исчезает.

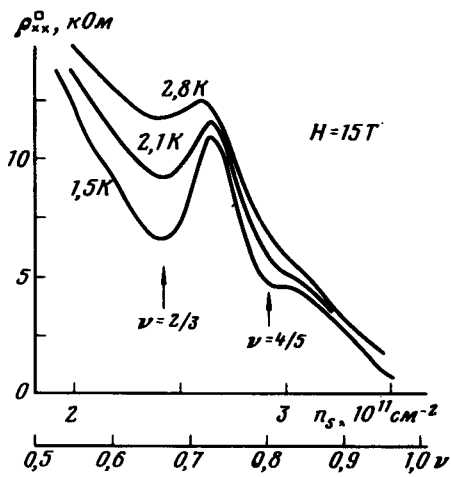


Рис. 1

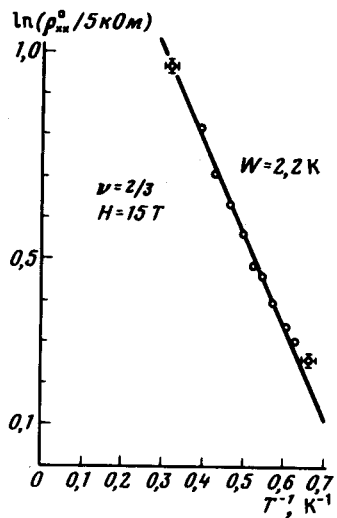


Рис. 2

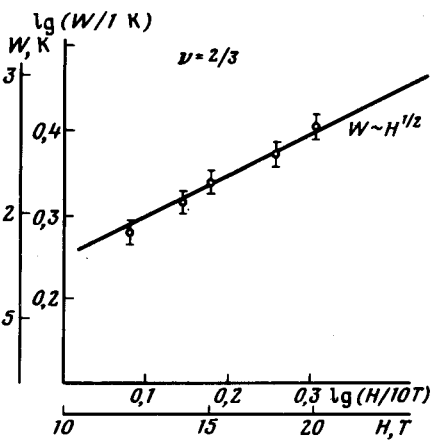


Рис. 3

Рис. 1. Зависимость диагональной компоненты тензора магнитосопротивления ρ_{xx} от концентрации 2Д-электронов при различных температурах: $T = 1,51 \text{ K}$; $2,10 \text{ K}$; $2,82 \text{ K}$

Рис. 2. Температурная зависимость ρ_{xx} в минимуме, отвечающем $\nu = 2/3$ при $H = 15 \text{ T}$

Рис. 3. Зависимость энергии активации W от магнитного поля при $\nu = 2/3$ и постоянной подвижности 2Д-электронов $\mu_e = (35 \pm 1) \cdot 10^3 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{с}$. Прямая линия отвечает теоретической зависимости $W \sim \sqrt{H}$

Такое же поведение $\rho_{xx}(T)$ наблюдается для всех минимумов ρ_{xx} , обнаруженных в данной МДП-структуре при дробных значениях $\nu = 1/3$; $2/3$; $4/3$; $4/5$; $6/5$. Активационный характер магнитопроводимости вблизи $\nu = 2/3$ демонстрирует рис. 2, на котором представлена зависимость $\ln \rho_{xx}$ от обратной температуры. Видно, что экспериментальные точки хорошо ложатся на прямую линию в представленных координатах, что отвечает ожидаемой зависимости $\rho_{xx}^{\text{min}} \sim \exp(-W/kT)$. Отклонение в низкотемпературной области согласуется с экспериментальным результатом, полученным в ¹³, где было показано, что зависимость $\ln \rho_{xx} \div T^{-1}$ состоит из двух прямых линий с различным наклоном, но именно наклон в области более высоких температур отвечает активационной энергии W . Для $\nu = 2/3$ при $H = 15 \text{ T}$ и $\mu_e = 3,5 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{с}$ энергия активации оказывается равной $W = 2,2 \pm 0,1 \text{ K}$. Найденное значение существенно превышает величины, полученные для $\nu = 2/3$ в гетеропереходах: $W = 0,38 \text{ K}$ при $H = 9,6 \text{ T}$ ¹¹, $W = 1,2 \text{ K}$ при $H = 12 \text{ T}$ ¹², $W = 0,9 \text{ K}$ при $H = 7,4 \text{ T}$ ¹³. Этот факт, в частности, связан с тем, что эффективная диэлектрическая проницаемость, входящая в потенциал межэлектронного взаимодействия, для кремниевых МДП-структур составляет $\epsilon = (\epsilon_{\text{Si}} + \epsilon_{\text{SiO}_2})/2 = 7,7$ ¹⁵ (ϵ_{Si} и ϵ_{SiO_2} — диэлектрические проницаемости кремния и окисла) и почти вдвое превышает соответствующее значение для гетеропереходов GaAs — AlGaAs.

В то же время, полученная нами величина W для $\nu = 2/3$ оказывается существенно меньше теоретически ожидаемых значений: $W_t = 6,6 \text{ K}$ при $H = 15 \text{ T}$ ⁸. Это обстоятельство может быть связано с тем, что измеряемая в эксперименте величина $\Delta E = 2W$, отвечает энергетичес-

кой щели, отделяющей пороги подвижности, а не соответствующие уровни энергии. Об этом свидетельствует тот факт, что в нашем эксперименте при фиксированном магнитном поле величина энергии активации зависит от подвижности 2Д-электронов и увеличивается с ростом μ_e . Обсуждение этого вопроса и соответствующие экспериментальные результаты будут опубликованы отдельно, однако, ясно, что при определении зависимости $W(H)$ необходимо, чтобы подвижность 2Д-электронов не изменялась. Для нашей МДП-структуры при $2,1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2} < n_s < 4,2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $1,5 \text{ К} < T < 3 \text{ К}$ изменение μ_e не превышает 3%: $\mu_e = (3,5 \pm 0,1) \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Это позволило для $\nu = 2/3$ менять магнитное поле в интервале от 12 до 20 Т, оставляя неизменными все остальные параметры системы 2Д-электронов. Зависимость $W(H)$, полученная в таких условиях представлена в двойном логарифмическом масштабе на рис. 3. На этом же рисунке для сравнения показана прямая с наклоном 1/2, в соответствии с теорией Лафлина, в которой $\Delta E \sim e^2 / e l_H \sim \sqrt{H}$, где $l_H = \sqrt{\hbar / e H}$ — магнитная длина. Видно, что экспериментальные результаты находятся в хорошем качественном согласии с теорией и описываются зависимостью $W \cong 0,007 e^2 / e l_H$.

Найденная величина щели в энергетическом спектре 2Д-электронов в области дробного квантования холловского сопротивления и ее зависимость от магнитного поля указывают на то, что наблюдаемые аномалии магнитотранспортных свойств связаны с эффектами кулоновского взаимодействия 2Д-электронов и согласуются с представлениями о конденсации в новый тип сильно скоррелированной ферми-жидкости.

В заключение авторы выражают благодарность Ю.А.Бычкову, Ю.А.Осипьяну, Э.И.Рашба, Д.И.Хмельницкому за чрезвычайно полезные дискуссии, а также М.Г.Гаврилову, А.Н.Кулямину и В.В.Степанову за содействие.

Литература

1. Tsui D.C., Störmer H.L., Gossard A.C. Phys. Rev. Lett., 1982, 48, 1559.
2. Störmer H.L., Chang A., Tsui D.C., Hwang J.C.M., Gossard A.C., Wiegmann W. Phys. Rev. Lett., 1983, 50, 1219.
3. Störmer H.L., Tsui D.C., Gossard A.C., Hwang J.C.M. Physica, 1983, 117B/118B, 688.
4. Gossard A.C. Two dimensional systems, heterostructures and superlattices. Springer series in Solid State Sciences, 1984, 53, 262.
5. Пудалов В.М., Семенчинский С.Г. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 143.
6. Гаврилов М.Г., Квон З.Д., Кукушкин И.В., Тимофеев В.Б. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, 420.
7. Кукушкин И.В., Тимофеев В.Б., Черемных П.А. ЖЭТФ, 1984, 87, 2223.
8. Laughlin R.B. Phys. Rev. Lett., 1983, 50, 1395.
9. Laughlin R.B. Surf. Sci., 1984, 142, 163.
10. Von Klitzing K., Ebert G., Kleimichel N., Obloh H., Dorda G., Weiman G, Proc. 17-th Int. Conf. Phys. Semic., San Francisco, USA, 1984,
11. Tsui D.C., Störmer H.L., Hwang J.C.M., Brooks J.S., Naughton M.J. Phys. Rev., 1983, B28, 2274.
12. Chang A.M., Paalanen M.A., Tsui D.C., Störmer H.L., Hwang J.C.M. Phys. Rev., 1983, B28, 6133.
13. Kawaji S., Wakabayashi J., Yoshiro J., Sakaki H. J. Phys. Soc. Japan, 1984, 53, 1915.
14. Ebert G., Von Klitzing K., Maan J.C., Remenyi G., Probst C., Weiman G., Schlapp W. J. Phys., 1984, C17, L775.
15. Ando T., Fowler A.B., Stern F. Rev. Mod. Phys., 1982, 54, 437.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
14 февраля 1985 г.