

СВОЙСТВА ДВУМЕРНОГО ДЫРОЧНОГО ГАЗА У ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ В СВЕРХСИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

*Г.М. Гусев, З.Д. Квон, И.Г. Неизвестный,
В.Н. Овсяк, П.А. Черемных*

Впервые исследованы свойства двумерного дырочного газа у поверхности кремния в магнитных полях до 21 Т. Получено квантование холловского сопротивления двумерных дырок и обнаружена независимость его от степени заполнения подзоны легких дырок. Установлена правильная классификация шубниковских осцилляций.

Исследования двумерных электронных систем в сильных магнитных полях являются одними из самых интересных в физике конденсированных сред, в особенности, после открытия квантового эффекта Холла¹. Подавляющее число работ в этом направлении посвяще-

3) При определении R для импульсных распределений кварков и антикварков в нуклоне использованы параметризации Филда и Фейнмана¹³, хорошо описывающие наши экспериментальные данные⁸.

но свойствам двумерных электронов. Дырочные системы в сильных магнитных полях изучены значительно слабее. В частности, литература на эту тему ограничивается несколькими работами ²⁻⁴, в которых измерены осцилляции Шубникова – де Гааза (ШДГ) в магнитных полях до $10 \div 15$ Т. Новый импульс указанным исследованиям дает открытие квантования холловского сопротивления, изучение которого в двумерном дырочном газе представляет несомненный интерес; это подтверждается недавней работой ⁵, в которой изучено поведение двумерных дырок в гетеропереходе GaAs – AlGaAs в магнитных полях до 20 Т.

В данной работе впервые исследованы свойства двумерного дырочного газа у поверхности кремния в магнитных полях до 21 Т. Получено квантование холловского сопротивления этой системы и обнаружена на уровне точности данного эксперимента независимость квантования от степени заполнения подзоны легких дырок.

Экспериментальные образцы представляли собой *p*-канальные МОП-транзисторы, изготовленные на кремниевых подложках с ориентацией поверхности (110), обеспечивающей наиболее высокую подвижность дырок в инверсионном канале. В указанных образцах она имела величину $\sim 2500 \text{ см}^2 / \text{В}\cdot\text{с}$.

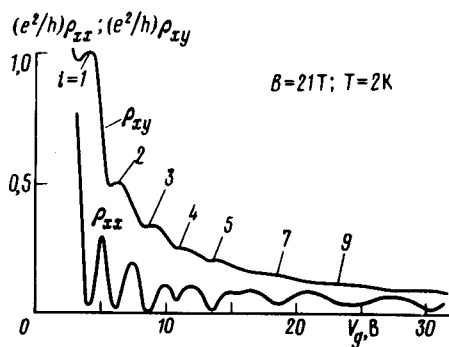


Рис. 1. Зависимости ρ_{xx} и ρ_{xy} от напряжения на затворе

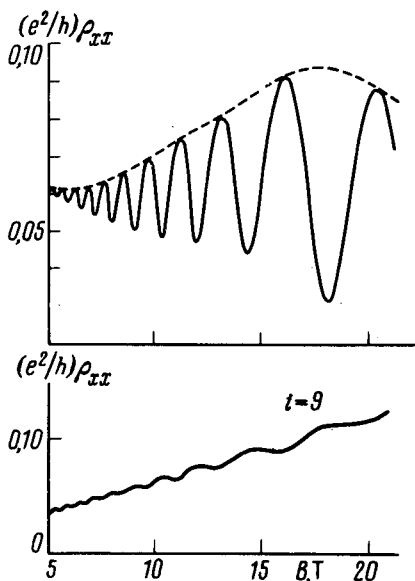


Рис. 2. Зависимости ρ_{xx} и ρ_{xy} от магнитного поля при $V_g = 20$ В (пунктирной линией показана огибающая, обусловленная осцилляцией проводимости легких дырок)

На рис. 1 приведены результаты измерения диагональной ρ_{xx} и холловской ρ_{xy} компонент тензора удельного сопротивления в зависимости от затворного напряжения V_g . На нем отчетливо видно, что при V_g , соответствующих минимальным значениям ρ_{xx} , на зависимости $\rho_{xy}(V_g)$ появляются плато, свидетельствующие о квантовании холловского сопротивления исследуемой системы. Значения ρ_{xy} в области этих плато равны $h/i e^2$, где $i = 1, 2, 3, 4, 5, 7, 9$. Наибольшая точность квантования соответствует плато с $i = 2$ и 3 , для которых при отклонении от середины плато на $0,25$ В $\Delta\rho_{xy}/\rho_{xy} \leq 2 \cdot 10^{-3}$ (более точную оценку дать нельзя, поскольку прецизионные измерения ρ_{xy} в данной работе не проводились). Отметим, что в отличие от двумерного электронного газа в исследуемой системе отчетливо наблюдается плато, соответствующее значению $i = 1$, хотя подвижность дырок значительно (более чем в пять раз) меньше подвижности электронов. Подобный факт, скорее всего, связан с отсутствием долинного вырождения в двумерном дырочном газе.

Анализ зависимости $\rho_{xx}(V_g)$ на этом же рисунке показывает, что осцилляции ШДГ, соответствующие прохождению уровня Ферми между спиново-отщепленными состояниями

двух разных уровней Ландау (четные значения i) начинают постепенно исчезать и при $V_g > 20$ В остаются осцилляции, связанные только со спиновым расщеплением уровней Ландау. Отсюда следует, что g -фактор двумерных дырок у поверхности (110) кремния имеет такую величину, что спиновое расщепление оказывается большим, чем $\hbar\omega_c/2$; т. е. $\frac{m^*}{m_0}g > 1$ в отличие от случая двумерных электронов, для которых $\frac{m^*}{m_0}g < 1/2$. Следует отметить, что данный факт удалось установить благодаря одновременному измерению как диагональной, так и холловской компонент сопротивления, так как величина ρ_{xy} в области плато дает значение i , указывающее номер уровня Ландау и соответствующий ему спиновый подуровень.

В исследуемой системе при концентрации дырок $\Gamma_p \approx 2,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ начинается заполнение второй квантовой подзоны, обусловленной размерным квантованием легких дырок. Измерение их концентрации показывает, что при $\Gamma_p \geq 3,8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ они составляют не менее 9% от полной концентрации дырок. В связи с этим интересно проследить поведение квантового эффекта Холла в условиях заметного заполнения подзоны легких дырок, т. е. при $\Gamma_p \geq 3,8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ или $V_g \geq 20$ В. В указанной области наблюдается плато с $i=9$, причем величина ρ_{xy} в районе этого плато равна $h/9e^2$, а $\Delta\rho_{xy}/\rho_{xy} < 10^{-2}$. Это означает, что в пределах точности данного эксперимента наблюдается обычное квантование холловского сопротивления тяжелых дырок, образующих первую квантовую подзону. Вклад же легких дырок отсутствует. Подобный результат легко объясним, если уровень Ферми расположен в момент образования плато на хвосте плотности состояний уровня Ландау легких дырок. Однако эксперимент указывает на обратное. Это особенно хорошо видно при анализе зависимостей ρ_{xx} и ρ_{xy} от магнитного поля, приведенных на рис. 2. Здесь высокочастотные осцилляции соответствуют тяжелым дыркам, а огибающая представляет собой осцилляцию проводимости легких дырок, причем плато, соответствующее заполнению уровня с номером $i=9$, расположено как раз под минимумом высокочастотной осцилляции и максимумом их огибающей, обусловленной легкими дырками. Это означает, что уровень Ферми находится в области максимума плотности состояний, связанных с уровнем Ландау легких дырок, и в момент существования плато проходит область делокализованных состояний. Отсюда следует, что вклад легких дырок в ρ_{xy} должен быть не менее 9% в соответствии с их числом в подзоне. Этого в эксперименте, как отмечено выше, не наблюдается. Таким образом, даже когда уровень Ферми расположен, на первый взгляд, в области делокализованных состояний легких дырок они не дают ожидаемого вклада в холловское сопротивление двумерного дырочного газа. Выяснение причины описанного поведения ρ_{xy} требует дальнейшего экспериментального и теоретического исследования. В заключение заметим, что в данном эксперименте не наблюдались эффекты, о которых сообщается в ⁵, и интерпретируемые в этой работе как проявление снятия крамеровского вырождения двумерных дырок.

Авторы благодарны Э.И.Рашба и М.В.Энгину за полезное обсуждение вопросов, затронутых в настоящей работе, а также А.Н.Кулязину, Е.Н.Лысенко, В.К.Федорову и В.Л.Цымба-ленко за помощь при подготовке и проведении эксперимента.

Литература

1. Halperin B.I. Helv. Phys. Acta, 1983, 56, 75.
2. Von Klitzing K., Landwer G., Dorda G. Solid State Comm., 1974, 14, 387.
3. Lakhani A.A., Stiles P.J., Cheng Y.C. Phys. Rev. Lett., 1974, 32, 1003.

4. *Von Klitzing K., Landwer G., Dorda G.* Solid State Comm., 1974, 15, 489.

5. *Stormer H.L., Schlesinger Z., Cheng A., Tsui D., Gossard A.C., Wiegman W.* Phys. Rev. Lett., 1983, 51, 126.

Институт физики полупроводников
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
21 февраля 1984 г.
