

## КВАНТОВЫЕ СОСТОЯНИЯ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

### QUANTUM STATES OF TWO-DIMENSIONAL ELECTRON GAS IN HIGH MAGNETIC FIELDS

*О. М. Сурдин<sup>1,2</sup>, Р. В. Козабаранов<sup>2</sup>, Ю. Б. Кудасов<sup>1,2</sup>, И. В. Макаров<sup>1,2</sup>, Д. А. Маслов<sup>1,2</sup>,  
В. В. Платонов<sup>1,2</sup>, А. С. Светлов<sup>2</sup>*

*O. M. Surdin<sup>1,2</sup>, R. V. Kozabaranov<sup>2</sup>, Yu. B. Kudasov<sup>1,2</sup>, I. V. Makarov<sup>1,2</sup>, D. A. Maslov<sup>1,2</sup>,  
V. V. Platonov<sup>1,2</sup>, A. S. Svetlov<sup>2</sup>*

<sup>1</sup>ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» г. Саров Нижегородской обл.

<sup>2</sup>Саровский физико-технический институт НИЯУ МИФИ, г. Саров

<sup>1</sup>Russian Federal Nuclear Center –All-Russia Scientific Research Institute of Experimental Physics

<sup>2</sup>SarFTI, National Research Nuclear University “MEPhI”, Sarov

Сильные магнитные поля являются не только важным инструментом для исследования свойств новых материалов, но и формируют новые квантовые состояния, такие как состояния двумерного электронного газа, топологического изолятора, дираковских фермионов и т. д. Эти явления, открытые в последнее время, формируют новый взгляд на фундаментальное проявление симметрии материи и имеют определяющее значение для развития микро- и силовой электроники. Представлены результаты исследований узкозонных полупроводниковых гетероструктур в сильных магнитных полях. Обсуждаются свойства электронного газа в сильных магнитных полях и возможность использования новых эффектов для практического применения.

High magnetic fields are not only an important instrument for the study of new materials properties but also they form new quantum states such as the state of a two-dimensional electron gas, topological insulator, Dirac fermion, etc. These recently discovered phenomena form a new view of the fundamental display of the matter symmetry and have the decisive importance for the development of micro and power electronics. The results of the narrow band semiconductor heterostructures study in high magnetic fields are provided. The properties of the electron gas in high magnetic fields and the possibility to use new effects for a practical application are being discussed.

Основные достижения последних лет в физике конденсированных сред были получены при изучении двумерных электронных систем. В данных системах обнаружены нетривиальные топологические структуры (вихри, антивихри, скирмионы и т. д.) которые считались абстрактными объектами, изучавшимися только в математике. С развитием нанотехнологий синтезированы качественные двумерные структуры (графены, гетероструктуры с квантовыми ямами, бислои и др.), в которых топологические явления стали доступны для экспериментаторов. За теоретическое открытие топологических фазовых переходов и топологических фаз материи в 2016 году Майклу Костерлицу, Дэвиду Таулессу и Данкану Холдейну была присуждена Нобелевская премия.

Одним из ярких представителей двумерных систем является графен. За его открытие А. Гейму и К. Новоселову в 2007 году была присуждена Нобелевская премия. В зоне Бриллюэна графена обнаружены особые дираковские точки возникающие вследствие рz-гибридизации углеродных орбиталей. Энергия и электронные волновые функции вблизи этих точек определяются эффективным двумерным уравнением Дирака для безмассовых фермионов с нулевой запрещенной щелью. Впервые появилась новая физическая система, в которой стало возможным исследовать электронные состояния релятивистских электронов, доступные ранее только в физике элементарных частиц. [1].

При циркуляции волновой функции электрона вокруг дираковской точки в импульсном пространстве спин электрона поворачивается на угол  $2\pi$  и волновая функция приобретает отличную от нуля фазу Бери [2]. Это приводит к существованию в запрещенной зоне материала топологически защищенных проводящих поверхностных состояний. Такие материалы получили название «топологические изоляторы» (ТИ). На поверхности ТИ возникает жесткая связь между направлением импульса и спина вследствие сильного спин-орбитального взаимодействия. Энергетический спектр ТИ топологически защищен от возмущений, которые не нарушают симметрию по отношению к обращению знака времени. Возможность управления спином открывает перспективы создавать элементы спинтроники: сверхмалые логические элементы, массивы памяти с огромным быстродействием, малым энергопотреблением и большой информационной ёмкостью.

Предсказанная теоретически топологическая фаза в графене экспериментально пока не обнаружена. Более перспективными являются гетероструктуры  $\text{HgCdTe}$  с квантовой ямой и бислоем  $\text{Bi}$  в которых получены экспериментальные подтверждения наличия топологической фазы. Сейчас концепция топологического изолятора была расширена на случай трехмерных материалов [3]. В рамках этой теории классификация зон проводится согласно симметрии обращения времени и вводится понятие топологического инварианта — числа, принимающего два значения (0 или 1) и характеризующего объемную зонную структуру полупроводника. В этой классификации топологическими изоляторами называются полупроводники, для которых топологический инвариант равен 1

[4, 5]. Такие системы являются объемными изоляторами, но на поверхности имеют топологические спин-поляризованные состояния, защищенные от внешних воздействий. При этом линейная дисперсия топологических состояний образует конус Дирака, аналогичный графеновому, только невырожденный по спину.

В данной работе мы исследовали узкозонные полупроводниковые гетероструктуры  $\text{HgTe}/\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  с квантовой ямой. Зонная структура  $\text{HgCdTe}$  без учета спин-орбитального взаимодействия у  $\text{HgTe}$  и  $\text{CdTe}$  характеризуется валентными состояниями  $p$ -типа и состояниями зоны проводимости  $s$ -типа. Однако включение спин-орбитального взаимодействия приводит к инверсии зон в  $\text{HgTe}$ , в то время как в  $\text{CdTe}$  порядок зон не нарушается. Как следствие, в пленке  $\text{HgTe}$  должны появляться краевые состояния и спиновый квантовый эффект Холла. Воздействие сильного магнитного поля должно приводить к аналогичному результату. Ранее по данным измерения циклотронного резонанса нами было показано [6, 7], что в сильных магнитных полях в гетероструктурах  $\text{HgCdTe}$  с квантовыми ямами наблюдается переход из инвертированной зонной структуры к прямой. На рис. 1. приведены фазовые диаграммы данного перехода в зависимости от ширины квантовой ямы, температуры и величины приложенного поля. Наличие такого перехода является важным фактом, указывающим на возможность наличия в исследуемом материале фазы «топологический изолятор».

В данной работе, впервые наблюдался циклотронный резонанс в полупроводниках при 200 К, что указывает на высокую подвижность носителей, характерную для безмассовых дираковских электронов.

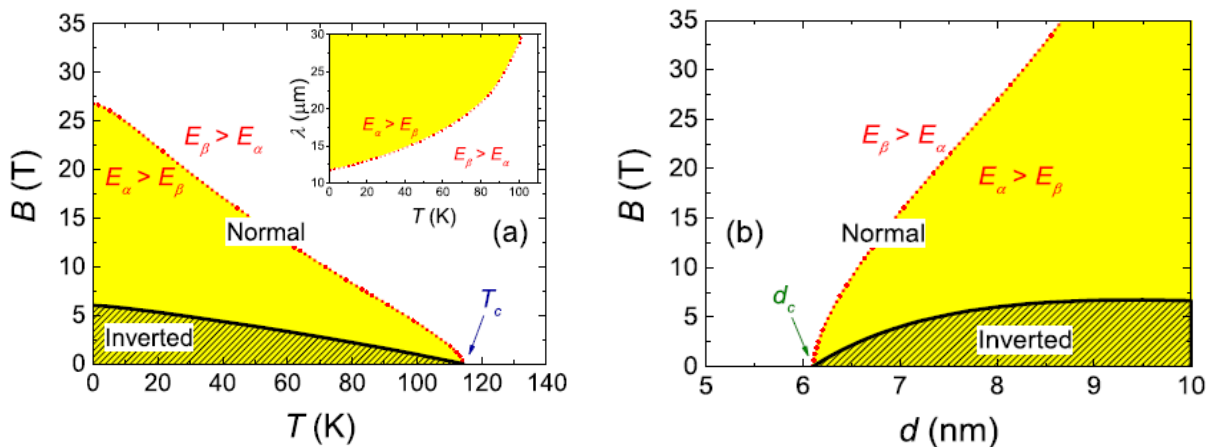


Рис. 1. Фазовые диаграммы инверсии зонной структуры в полупроводниковой гетероструктуры  $\text{HgCdTe}$  с квантовыми ямами (КЯ) от ширины КЯ, температуры и магнитного поля

Для изучения спин-зависимых явлений, наблюдаемых в топологических системах, необходимы исследования, как зонного спектра носителей заряда, так и кинетических коэффициентов зависящих от характера рассеяния и электрон-электронного взаимодействия. Кулоновское взаимодействие в них принципиально различные. В магнитооптике при резонансном поглощении электромагнитной волны 2D электронным газом происходит рождение квазиэлектрон-квазидырочных пар (квазиэлектронов над уровнем Ферми и квазидырок под уровнем Ферми), в результате система переходит из основного состояния в возбужденное состояние. В магнитотранспортных экспериментах измеряется статическая проводимость, которая определяется основным состоянием 2D электронного газа, т. е. спектром квазичастиц в магнитном поле, перенормированным кулоновским взаимодействием.

Спин-зависимые явления в полупроводниковых гетероструктурах с 2D электронным газом можно условно разделить на два класса [8]. К первому классу относятся «одноэлектронные» эффекты, обусловленные наличием спин-орбитального взаимодействия. Спиновое расщепление электронных состояний в квантовой яме может проявляться в виде биений осцилляций Шубникова-де-Гааза, расщепления линии циклотронного резонанса (ЦР), и т. д. К другому классу спин-зависимых явлений относятся коллективные эффекты, обусловленные кулоновским взаимодействием 2D носителей зарядов.

Большинство методов исследования зонной структуры 2D систем, основаны на магнитотранспортных и магнитооптических экспериментах. В данной работе создана методика для проведения магнитотранспортных измерений (продольного и поперечного сопротивления) при гелиевой температуре в магнитных полях до 50 Тл.

### Экспериментальная установка

Методика для магнитотранспортных измерений создана на базе установки сильных магнитных полей в СарФТИ «НИЯУ-МИФИ». Для транспортных измерений важно, чтобы длительность импульса магнитного поля была больше времен генерации, релаксации и рассеяния, характерных для полупроводников. Постоянные магниты или установки с большой длительностью импульса порядка 0,1 с и пиковыми полями до 100 Тл, являются крупными и крайне дорогостоящими инженерными сооружениями и эксплуатируются в национальных лабораториях сильных магнитных

полей [9]. В РФЯЦ-ВНИИЭФ созданы взрывомагнитные генераторы сильных магнитных полей рекордными значениями магнитного поля (до 2800 Тл), но короткой длительностью импульса ~1 мкс. Для магнитотранспортных измерений они не подходят. Поэтому, для установки сильных магнитных полей в СарФТИ была выбрана компактная высокопрочная конструкция многовиткового соленоида с промежуточной длительностью импульса ~20 мкс. Она превышает времена релаксации для большинства полупроводников и является компактной, дешевой и простой в эксплуатации. Ее характеристики и конструктивные особенности приведены в работе [10].

Энергия, необходимая для генерации сильного магнитного поля запасается в конденсаторной батарее с максимальным зарядным напряжением 10 кВ с энергией до 350 кДж. Проволочный соленоид (см. рис. 2) изготавливается из микрокомпозиционного провода Cu-Nb сечением  $2 \times 3 \text{ мм}^2$  (производство провода ОАО ВНИИНМ им. Бочвара, ОАО «Наноэлектра»), который характеризуется высоким модулем упругости и очень высокой прочностью на разрыв (1,3 ГПа). Для получения полей свыше 20 Тл производится предварительное охлаждение соленоида в ванне с жидким азотом.

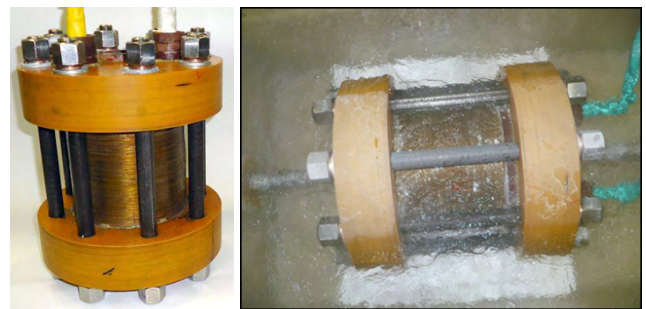


Рис. 2. Внешний вид соленоида и охлаждение соленоида в азотной ванне

Внутренний диаметр соленоида (20 мм) позволяет размещать криостаты или оптические каналы для проведения магнитооптических измерений. Для магнитотранспортных измерений используется вертикальная установка соленоида и криогенной системы. Образец устанавливается в проточном криостате, проходящем через пластиковый азотный криостат для охлаждения соленоида. Жидкий гелий подается снизу из транспортного дюара путем создания избыточного давления. Рядом с образцом, который крепится на керамический шток помещался полупроводниковый датчик температуры и индукционная катушка для измерения магнитного поля [6].

Схема измерения продольного и поперечного сопротивления в магнитном поле показана на рис. 3. На образец подавалось постоянное продольное напряжение 12,6 В от аккумуляторной батареи. Возникающее Холловское и продольное напряжение регистрировалось 8-канальным осциллографом на базе платформы PXI National Instruments. Максимальная величина сопротивления на образце в квантовом пределе достигает 25 Ком, следовательно, измерительная система должна обеспечивать предельную чувствительность  $\sim 0,1$  мА. Существует проблема передачи таких сигналов по длинным кабельным линиям в импульсных экспериментах. В данной работе мы использовали операционные усилители ОР27 для частичного согласования сопротивления образца с кабельной линией.

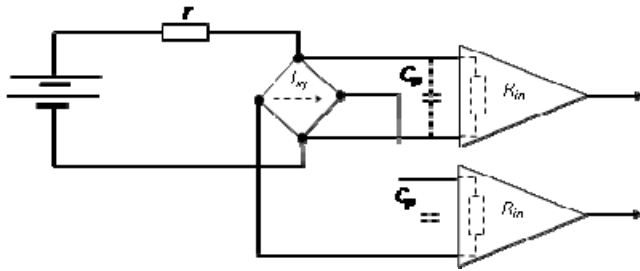


Рис. 3. Четырехконтактная схема [11] измерения продольного и поперечного магнитосопротивления

### Результаты и обсуждение

Измерения проводились на образцах, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs(013) с in situ эллипсоидным контролем состава и толщины в ИФП СО РАН [12]. На релаксированном буферном слое CdTe толщиной в несколько микрометров выращивались последовательно нижний барьер CdHgTe, квантовая яма HgTe и верхний барьер CdHgTe. Сверху структуры были закрыты покровным слоем CdTe толщиной 40 нм. В обоих барьерах на расстоянии 10 нм от квантовой ямы проводилось легирование индием. Параметры измеряемой структур № 101109 были следующими: диаметр КЯ 8 нм; плотность электронов  $n_s \approx 0,77 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ; подвижность  $\mu \approx 85000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ .

На рис. 4 и 5 приведены данные измерений продольной и поперечной компоненты магнитосопротивления в структурах HgCdTe с квантовыми ямами. Видно, что даже при азотной температуре отчетливо наблюдается плато соответствующее единичному фактору заполнения в холловской постоянной  $R_H = h/ne^2$ , где  $n$  – двумерная концентрация.

При единичном факторе заполнения все электроны находятся в нижней подзоне, при котором реализуется состояние двумерного электронного газа.

При гелиевой температуре на кривых поперечного  $R_{xy}$  и продольного  $R_{xx}$  сопротивления видны несколько ступенек соответствующие различным факторам заполнения.

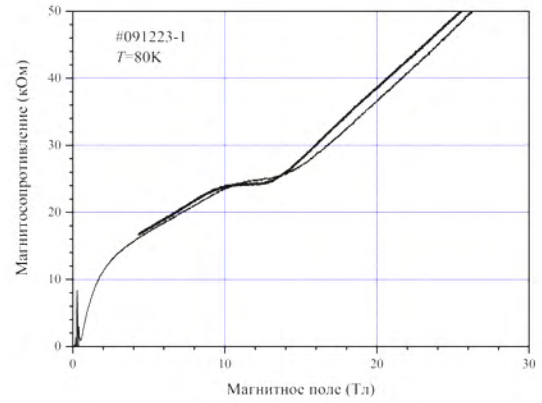


Рис. 4. Продольное сопротивление в магнитном поле для образца № 091223-1 при азотной температуре

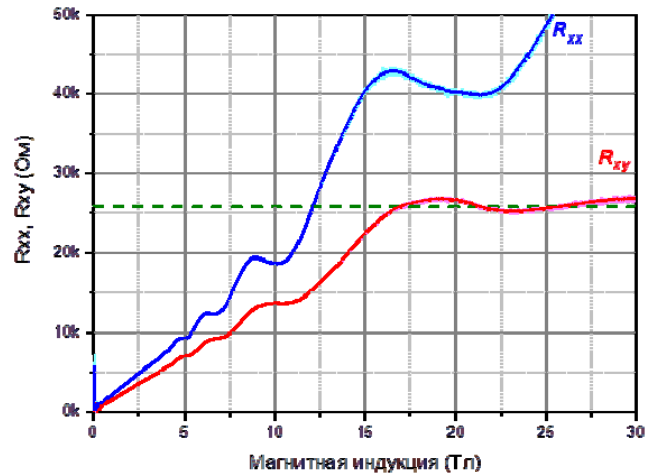


Рис. 5. Продольная  $R_{xx}$  и поперечная  $R_{xy}$  компоненты сопротивления в магнитном поле для образца № 101109 при гелиевой температуре

При  $T = 0$  и целом факторе заполнения продольное сопротивление должно обращается в нуль. Это означает, что ток течет только вдоль линий постоянного потенциала – эквипотенциалей. Так как причиной электрического сопротивления является рассеяние электронов на препятствиях-примесях, дефектах решетки и т. д., то при рассеянии должно изменяться направление скорости электрона. Если уровень Ландау заполнен частично, то такое рассеяние возможно в пределах

одного энергетического уровня без существенного изменения энергии электрона. Если уровень Ландау заполнен полностью, то электрон не может изменить своего положения относительно других электронов. Проводимость в этом случае будет нулевой. Соответствующая продольная проводимость  $R_{xx}$  должна стремиться к нулю. На кривой  $R_{xx}$  (рис. 5) сопротивление не падает до нуля. Одной из причин может быть возникновение состояния топологического изолятора, при котором ток в объеме полупроводника отсутствует, а на границе (см. рис. 6) возникают защищенные краевые состояния в которых при рассеянии электронов направление импульса не изменяется.

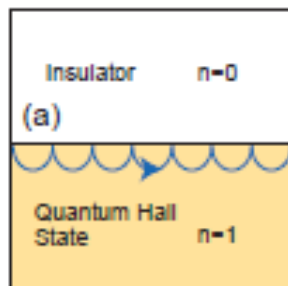


Рис. 6. Вклад этого эффекта соответствует отношению объемной проводимости и краевой. Поэтому, главной задачей дальнейших исследований является разделить эти вклады. Например, за счет уменьшения размеров объемной части полупроводника

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ 16-08-00337.

### Список литературы

1. Castro Neto A. H., Guinea F., Perez N. M. R., Novoselov K. S. and Geim A. K. // *Rev. Mod. Phys.* 2009. 81, 109.
2. Berry M. V. *Quantal Phase Factors Accompanying Adiabatic Changes*, Proc. R. Soc. Lond., 1984. A 392, 45.

3. Kane C. L., Mele E. J. *Z2 Topological Order and the Quantum Spin Hall Effect* // *Phys. Rev. Lett.* 2005. Vol. 95, no. 14. P. 146802.

4. Hasan M. Z., Kane C. L. *Colloquium: Topological insulators* // *Rev. Mod. Phys.* 2010. Vol. 82. P. 3045.

5. Qi X. L., Zhang S. C. *Topological insulators and superconductors* // *Rev. Mod. Phys.* 2011. Vol. 83. P. 1057.

6. Платонов В. В., Кудасов Ю. Б., Макаров И. В., Маслов Д. А., Сурдин О. М., Жолудев М. С., Иконников А. В., Гавриленко В. И., Михайлов Н. Н., Дворецкий С. А. Исследование магнитопоглощения при различных температурах в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами в импульсных магнитных полях, ФТП, 2015. Т. 49, в. 12, С. 1666–1700.

7. Ikonnikov A. V., Krishtopenko S. S., Drachenko O. et. al. *Temperature-dependent magnetospectroscopy of HgTe quantum wells*, *Phys. Rev.* 2016. В 94, 155421.

8. Криштопенко С. С. Спиновые и коллективные эффекты в гетероструктурах InAs/AlSb с квантовыми ямами: Дисс. кфмн. Н. Новгород, 2011.

9. Hoch M. J. R., Altarawneh M. M., Harrison N., Uchida A., Jaime M., Mielke C.H., Crooker S.A., Betts J.B., Rickel D.G., Chern G.-W., Batista C. D., Mitchell J. F. // *Phys. Rev. B.* V. 79. 2009. P. 214421.

10. Кудасов Ю. Б., Макаров И. В., Маслов Д. А., Платонов В. В., Попов Е. Я., Сурдин О. М., Воронов С. Л., Малышев А. Ю., Коротков С. В., Водовозов В. М. Компактная исследовательская установка сильных импульсных магнитных полей до 50 Тл, ПТЭ, 2015. № 6. С. 78–83,

11. Кудасов Ю. Б. *Электрофизические измерения*. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2010

12. Dvoretzky, N. Mikhailov, Yu. Sidorov, V. Shvets, S. Danilov, B. Wittman, S. Ganichev // *Journal of Electronic Materials*, 2010. 39 (7), 918.