

## Квантование магнитного момента в наносандвичах

### $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$

Н.Т. Баграев, Л.Е. Клячкин

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН  
ул. Политехническая, 26, г. Санкт-Петербург, 194021, Россия  
E-mail: impurity.dipole@mail.ioffe.ru*

В.В. Романов

*Санкт-Петербургский государственный политехнический университет  
ул. Политехническая, 29, г. Санкт-Петербург, 195251, Россия*

А.И. Рыскин

*Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Кронверкский пр., 49, г. Санкт-Петербург, 197101, Россия*

Статья поступила в редакцию 9 июня 2013 г.

Туннельные вольт-амперные характеристики (ВАХ), температурные и полевые зависимости теплоемкости и статической магнитной восприимчивости планарных сандвич-структур  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ , полученных на поверхности кристалла  $n\text{-CdF}_2$ , исследуются с целью идентификации сверхпроводящих свойств  $\delta$ -барьеров  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ , ограничивающих сверхузкую квантовую яму  $\text{CdF}_2$   $p$ -типа проводимости. Сравнительный анализ токовых ВАХ и ВАХ проводимости ниже и выше критической температуры сверхпроводящего перехода соответственно свидетельствует о взаимосвязанности квантования сверхтока и размерного квантования дырок в квантовой яме  $p\text{-CdF}_2$ . Измерения полевых и температурных зависимостей статической магнитной восприимчивости данных сандвич-структур демонстрируют осцилляции де Гааза–ван Альфена (дГВА) при высоких температурах и слабых магнитных полях. Температурные зависимости амплитуд осцилляций дГВА идентифицируют малое значение эффективной массы двумерных дырок, в результате чего условие сильного поля  $\mu B \gg 1$  достигается при высоких температурах. Впервые зарегистрировано периодическое изменение частоты осцилляций дГВА, сопровождаемое диамагнитным откликом с ростом температуры, которое проявляет синхронные температурные осцилляции плотности и эффективной массы двумерных дырок вследствие мезоскопических свойств  $\delta$ -барьеров. Полученные результаты объяснены в рамках формирования квантовых состояний бозе-конденсата, которое является следствием дискретного изменения длины когерентности куперовских пар дырок в условиях фрактальной структуры сверхпроводящих  $\delta$ -барьеров.

Тунельні вольт-амперні характеристики (ВАХ), температурні і польові залежності теплоємності та статичної магнітної сприйнятливості планарних сандвіч-структур  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ , які отримано на поверхні кристала  $n\text{-CdF}_2$ , досліджуються з метою ідентифікації надпровідних властивостей  $\delta$ -бар'єрів  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ , що обмежують надвузьку квантову яму  $\text{CdF}_2$   $p$ -типу провідності. Порівняльний аналіз струмових ВАХ та ВАХ провідності нижче і вище за критичну температуру надпровідного переходу відповідно свідчить про взаємозв'язаність квантування надструму та розмірного квантування дірок в квантовій ямі  $p\text{-CdF}_2$ . Виміри польових і температурних залежностей статичної магнітної сприйнятливості даних сандвіч-структур демонструють осциляції де Гааза-ван Альфена (дГВА) при високих температурах і слабких магнітних полях. Температурні залежності амплітуд осциляцій дГВА ідентифікують мале значення ефективної маси двовимірних дірок, в результаті чого умова сильного поля  $\mu B \gg 1$  досягається при високих температурах. Уперше зареєстровано періодичну зміну частоти осциляцій дГВА, що супроводжується діамагнітним відгуком із зростанням температури, яке проявляє синхронні температурні ос-

циляції щільності та ефективної маси двовимірних дірок внаслідок мезоскопічних властивостей  $\delta$ -бар'єрів. Отримані результати пояснено у рамках формування квантових станів бозе-конденсата, яке є наслідком дискретної зміни довжини когерентності куперівських пар дірок в умовах фрактальної структури над-провідних  $\delta$ -бар'єрів.

PACS: **73.50.-h** Електронний транспорт в тонких плівках і низкорозмерних структурах;  
73.23.Ad Баллистический транспорт.

Ключевые слова: формула Косевича–Лифшица, квантовая яма,  $\delta$ -барьер, фторид кадмия, осцилляции дГВА.

## 1. Введение

Возможности квантования энергии носителей тока в поперечном магнитном поле были строго обоснованы Л.Д. Ландау [1], который показал, что в этом случае непрерывный энергетический спектр свободных электронов трансформируется в систему локальных уровней  $E_\nu = \hbar\omega_c (\nu + 1/2)$ , где  $\omega_c = eB/m^*$ ,  $m^*$  — эффективная масса,  $\nu$  — номер уровня, впоследствии названный уровнем Ландау.

Эти условия квантования практически немедленно получили экспериментальное подтверждение вследствие обнаружения двух фундаментальных эффектов при исследовании поведения продольного сопротивления (эффект Шубникова–де Гааза (ШдГ) [2,3]) и магнитной восприимчивости (эффект де Гааза–ван Альфена (дГВА) [4]) висмута в поперечном магнитном поле. В обоих случаях были зарегистрированы осцилляции транспортных характеристик в зависимости от величины внешнего магнитного поля, период которых соответствовал энергетическому зазору между уровнями Ландау  $\hbar\omega_c$ . Причем максимумы осцилляций сопротивления и магнитной восприимчивости наблюдались каждый раз, когда при изменении магнитного поля совпадали значения энергии очередного уровня Ландау и уровня Ферми  $E_F$ , позиция которого соответствует максимальной энергии свободных носителей тока в образце. Соответственно, минимумы осцилляций сопротивления и магнитной восприимчивости регистрировались в условиях, когда уровень Ферми фиксировался между двумя соседними уровнями Ландау.

В дальнейшем эффекты ШдГ и дГВА развились в классические методы физики твердого тела и физики полупроводников. Интерес к исследованиям осцилляций ШдГ особенно возрос после развития технологий получения низкоразмерных полупроводниковых структур с высокой подвижностью носителей тока [5]. Следует отметить, что осцилляции ШдГ не только позволяют определить значения плотности носителей тока из их периода, но и являются важной составляющей исследований квантового эффекта Холла, поскольку позиции их максимумов сверхточно согласуются с серединами ступенек квантовой лестницы холловского сопротивления [6]. В свою очередь эффект дГВА стал мощным инструментом исследований поверхности Ферми, поскольку период осцилляций магнитного мо-

мента, рассматриваемый как функция  $1/H$ , непосредственно взаимосвязан с площадью ее максимального или минимального поперечного сечения плоскостью, перпендикулярной магнитному полю [7]. Особенно интенсивно исследования по идентификации поверхности Ферми различных металлов, полупроводников и сверхпроводников стали проводиться после создания фундаментальной теории Лифшица–Косевича, в рамках которой было получено соотношение, связывающее осциллирующий магнитный момент с экстремальным сечением поверхности Ферми [8]. Кроме того, полученная теоретическая зависимость амплитуд ШдГ и дГВА осцилляций от температуры позволила использовать их измерения для определения эффективной массы носителей тока, что представляет практический интерес, в частности для физики низкоразмерных структур [9].

Однако в течение длительного времени не удавалось наблюдать осцилляции ШдГ и дГВА при температуре  $T > 30$  К из-за жесткости условия сильного поля  $\omega_c\tau = \mu B \gg 1$ , которое соответствует высокой подвижности  $\mu = (e\tau)/m^*$  носителей тока и выполняется при низком значении эффективной массы  $m^*$  и большом времени релаксации момента  $\tau$  [10]. Кроме того, регистрации осцилляций ШдГ и дГВА препятствует тепловое размытие в случае невыполнения условия  $\hbar\omega_c > kT$ . Тем не менее осцилляции ШдГ были обнаружены при комнатной температуре в графене благодаря низкой эффективной массе носителей ( $\sim 10^{-4} m_0$ ), хотя для их регистрации понадобилось использовать магнитное поле величиной 29 Тл вследствие короткого времени релаксации момента [11]. Таким образом, реализация условия сильного поля в слабых магнитных полях оставалась практически нерешенной задачей.

Еще более жесткие ограничения существуют для наблюдения осцилляций дГВА в сверхпроводниках, поскольку величина магнитного поля, необходимого для их регистрации, обычно превосходит критическое поле  $H_{c2}$  фазового перехода из сверхпроводящего в нормальное состояние. Поэтому в классических сверхпроводниках осцилляции дГВА могут проявиться в области очень низких температур

$$T < (eH_{c2}/2\pi^2 m^* c) \sim T_c^2 / E_F,$$

где  $T_c$  — критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние [12,13]. Данное ограничение в значительной степени смягчается в связи с развитием

технологии высокотемпературных сверхпроводников, для которых измерения осцилляций дГВА становятся одним из основных методов идентификации механизма сверхпроводимости [14,15]. Причем особый интерес вызывают модельные представления высокотемпературных сверхпроводников в рамках последовательности джозефсоновских переходов, представляющих собой систему сверхпроводящих  $\delta$ -барьеров, разделенных квантоворазмерными диэлектрическими или металлическими прослойками.

Именно в подобных джозефсоновских сэндвич-наноструктурах было реализовано приближение сильного поля при высоких температурах в слабых магнитных полях [16–19]. Эти сэндвич-наноструктуры, полученные на поверхности кристалла фторида кадмия  $n$ -типа проводимости, представляли собой сверхузкую (2 нм), квантовую яму  $\text{CdF}_2$   $p$ -типа, ограниченную  $\delta$ -барьерами, проявляющими сверхпроводящие свойства, вследствие которых двумерные дырки обладают малой эффективной массой и большим временем релаксации момента, что позволило зарегистрировать осцилляции ШдГ при комнатной температуре [16–18]. Особый интерес к таким наноструктурам обусловлен возможностями изучения взаимосвязанности сверхпроводящих свойств  $\delta$ -барьеров и квантования энергии носителей в ограничиваемых ими квантовых ямах, проволоках и точках, если сверхпроводящая длина когерентности и фермиевская длина волны отличаются незначительно [17]. Данная взаимосвязанность может быть обнаружена в исследованиях как поперечного, так и продольного транспорта. В частности, при туннелировании через сэндвич-наноструктуру, которая представляет собой двойной барьер, наблюдается синхронное поведение спектральных зависимостей сверхтока и проводимости двумерных дырок, регистрируемых ниже и выше температуры сверхпроводящего перехода  $\delta$ -барьеров соответственно [17,18]. В этом случае пиковые значения сверхтока  $I_c$  и проводимости  $G_n$  совпадают с энергетическими позициями уровней размерного квантования, а их соотношение отражает взаимосвязанность процессов туннелирования одиночных дырок и их пар  $I_c/G_n = \pi\Delta/e$ , где  $2\Delta$  — величина сверхпроводящей энергетической щели [17,18,20]. В свою очередь, в исследованиях квантования характеристик продольного транспорта в сэндвич-наноструктуре следует ожидать проявления взаимосвязанности сверхпроводящих свойств  $\delta$ -барьеров и квантования Ландау вследствие наличия дискретных состояний бозе-конденсата, которые подвержены влиянию внешнего магнитного поля и температуры, что может привести к изменению величины плотности и эффективной массы двумерных носителей. В настоящей работе подобные эффекты были обнаружены в процессе исследований температурных зависимостей осцилляций дГВА в отмеченных выше сэндвич-наноструктурах на основе фторида кадмия.

## 2. Эксперимент

### 2.1. Электрические и магнитные свойства наносэндвичей $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$

Планарные сэндвич-структуры  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$  были получены с помощью диффузии бора из газовой фазы на поверхности кристалла  $n\text{-CdF}_2$  толщиной 1,0 мм, предварительно легированного иттрием [17,21,22]. Контакты на легированной бором поверхности кристалла  $n\text{-CdF}_2$  формировались в холловской геометрии путем напыления золота (рис. 1). Исследование вольт-амперных характеристик (ВАХ) позволило идентифицировать формирование омических контактов, которые характеризуются практически полным отсутствием поверхностного барьера. Контакты к обратной поверхности кристалла  $n\text{-CdF}_2$  были получены в процессе низкотемпературного газофазного осаждения силицида иттербия. Кроме того, планарные сэндвич-структуры были снабжены вертикальными затворами для измерения прямой и обратной ВАХ, а также для варьирования величины спин-орбитального взаимодействия в процессе транспорта двумерных дырок в плоскости структуры (рис. 1).

Прямая ветвь ВАХ полученных сэндвич-структур проявила не только наличие запрещенной зоны  $\text{CdF}_2$  (7,8 эВ), которое идентифицирует формирование  $p^+n$ -перехода, но и энергетическое строение валентной зоны фторида кадмия (рис. 2(а)) [16]. С помощью прямой ВАХ высокого разрешения (рис. 2(б), (в)) были определены энергетические позиции подзон двумерных дырок в квантовой яме  $p\text{-CdF}_2$ , ограниченной  $\delta$ -барьерами, сильно легированными бором (рис. 3).

Измерения тока и проводимости, проведенные при температуре 298 и 345 К соответственно, показали, что отношение их пиковых значений для каждой подзоны двумерных дырок удовлетворяет известному соотношению  $I_c/G_n = \pi\Delta/e$  (где  $\Delta = 51,03$  мэВ). Причем вели-

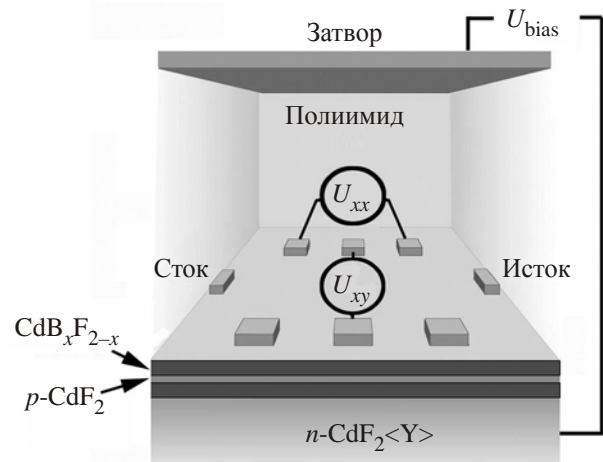


Рис. 1. Геометрия холловских измерений квазидвумерного газа дырок в плоскости квантовой ямы  $p\text{-CdF}_2$ , ограниченной  $\delta$ -барьерами  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$  на поверхности кристалла  $n\text{-CdF}_2$ .

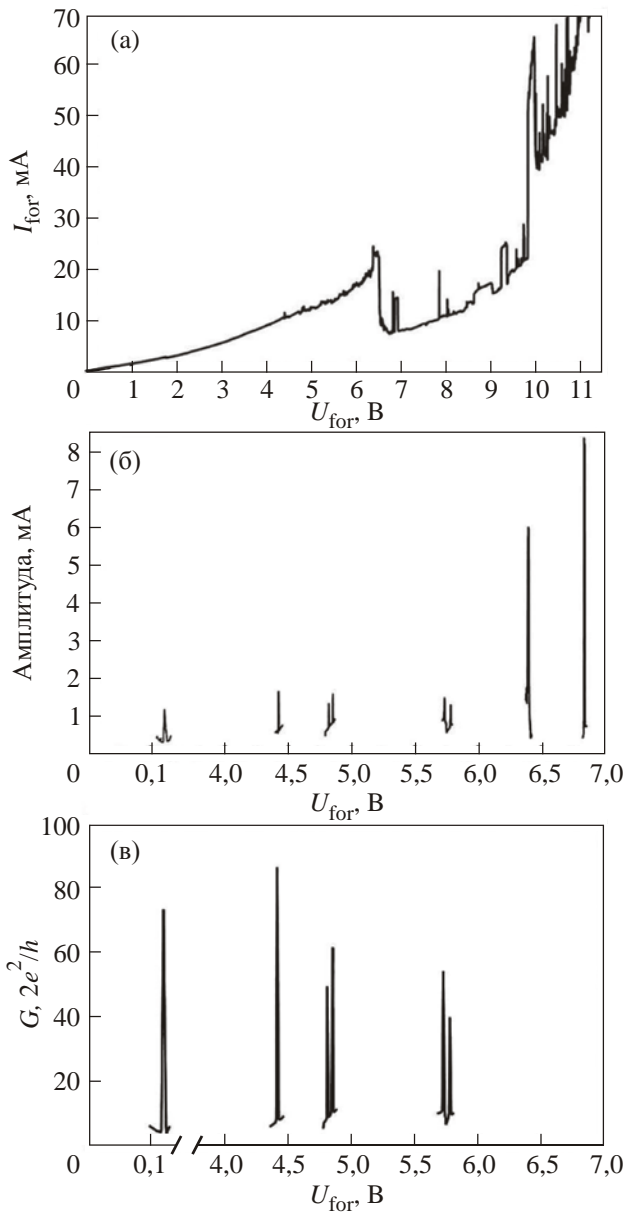


Рис. 2. Прямые ветви ВАХ  $p^+-n$ -перехода,  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-}n\text{-CdF}_2$ , демонстрирующие структуру валентной зоны кристаллов  $\text{CdF}_2$  (а). Спектры туннельного тока (б) и проводимости (в), зарегистрированные соответственно при  $T = 298$  К и  $T = 345$  К.

чины амплитуд пиков тока и проводимости оказались равными  $I = 86(2\pi e\Delta/h)$  и  $G = 86(2e^2/h)$  соответственно.

Подобные результаты получены при исследовании полупроводниковых наноструктур, ограниченных сверхпроводящими барьерами [20,23–25]. В процессе регистрации туннельных ВАХ этих сандвич-структур обнаружено, что энергетические позиции пиков сверхтока ( $T < T_c$ ) определяются энергетическим спектром двумерных дырок и взаимосвязаны с величиной соответствующих минимумов проводимости сандвич-структуры в нормальном состоянии  $G_N$  ( $T > T_c$ ) приведенными выше соотношениями [20].

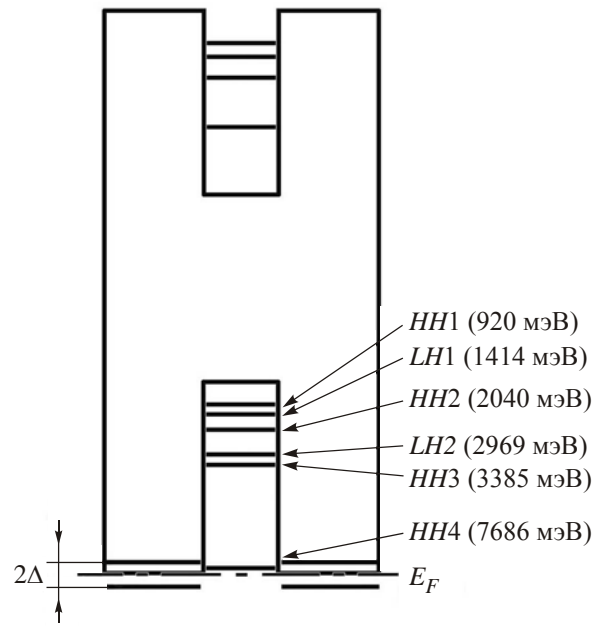


Рис. 3. Одноэлектронная зонная схема квантовой ямы  $p\text{-CdF}_2$ , ограниченной сверхпроводящими  $\delta$ -барьерами  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$  на поверхности кристалла  $n\text{-CdF}_2$ , при нулевом напряжении смещения. Ширина сверхпроводящей щели  $2\Delta$  представлена в масштабе 10:1.

Таким образом,  $\delta$ -барьеры  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ , ограничивающие сверхузкую квантовую яму  $\text{CdF}_2$   $p$ -типа проводимости, по-видимому, являются высокотемпературными сверхпроводниками с очень высоким значением  $T_c$  ( $> 300$  К). Поэтому в исследуемой структуре формируется система параллельных джозефсоновских переходов, количество которых (86) определяет величину пиков сверхтока и проводимости в сверхпроводящем и нормальном состоянии  $\delta$ -барьеров, возникающих каждый раз, когда одна из двумерных подзон совпадает с уровнем Ферми при изменении прямого напряжения (рис. 4(а), (б)). Важно отметить, что регистрация джо-

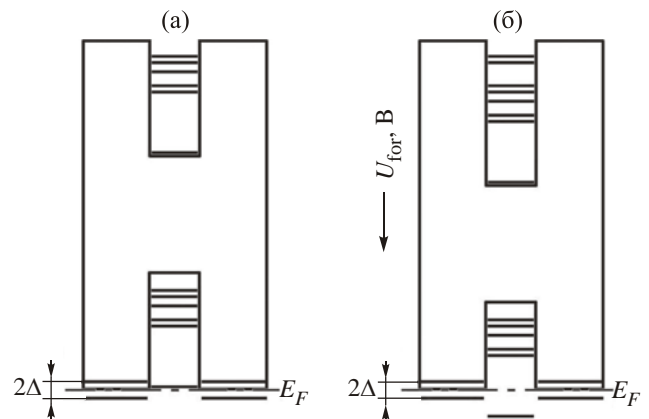


Рис. 4. Одноэлектронная зонная схема квантовой ямы  $p\text{-CdF}_2$ , ограниченной сверхпроводящими  $\delta$ -барьерами  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$  на поверхности кристалла  $n\text{-CdF}_2$ , при нулевом (а) и прямом (б) напряжении смещения.

зефсоновского пика (пик сверхтока), позиция которого совпадает с одной из подзон двумерных дырок, по-видимому, должна сопровождаться наблюдением последовательности пиков многократного андреевского отражения, которые ответственны за «эффект близости» в сэндвич-структурах [18,23–25].

Данная последовательность пиков многократного андреевского отражения, возникающая в интервале сверхпроводящей щели, наблюдалась в исследуемой сэндвич-наноструктуре при строгом соответствии энергетической позиции каждого пика его номеру:  $eV_n = 2\Delta/n$  ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ) (рис. 5). Следует отметить, что причиной отсутствия некоторых андреевских пиков, возможно, является энергетическая зависимость прохождение через двойной барьер.

Таким образом, была продемонстрирована взаимосвязанность размерного квантования дырок и квантования сверхтока в квантовой яме  $\text{CdF}_2$   $p$ -типа проводимости, ограниченной наноструктурированными  $\delta$ -барьерами  $\text{CdV}_x\text{F}_{2-x}$ . Для идентификации сверхпроводящих свойств  $\delta$ -барьеров  $\text{CdV}_x\text{F}_{2-x}$  были проведены исследования температурных и полевых зависимостей удельного сопротивления, статической магнитной восприимчивости и теплоемкости в зависимости от внешнего магнитного поля.

Температурная зависимость сопротивления соответствует поведению двумерного металла при температурах выше 340 К (рис. 6). Ниже 330 К сопротивление вначале возрастает, а затем резко падает, достигая пренебрежимо малых значений. Как и ожидалось, во внешнем магнитном поле резкий спад сопротивления наблю-

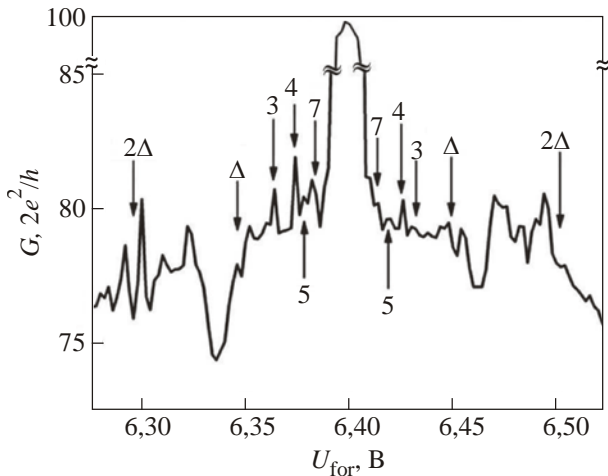


Рис. 5. Туннельная ВАХ проводимости наносэндвича  $\text{CdV}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdV}_x\text{F}_{2-x}$  на поверхности кристалла  $n\text{-CdF}_2$ , демонстрирующая пики многократного андреевского отражения, сопровождающие джозефсоновский пик, позиция которого соответствует одной из подзон размерного квантования дырок (см. рис. 3). Позиции пиков многократного андреевского отражения соответствуют выражению  $V_n = 2\Delta/ne$ , где  $n$  — номер пика,  $2\Delta$  — ширина сверхпроводящей щели.  $T = 298$  К.

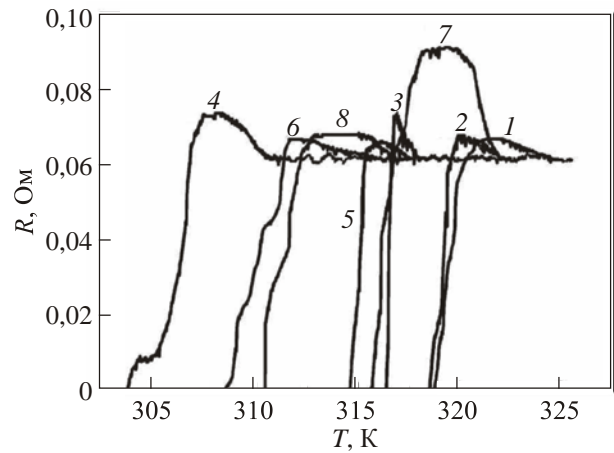


Рис. 6. Температурные зависимости сопротивления наносэндвича  $\text{CdV}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdV}_x\text{F}_{2-x}$  на поверхности кристалла  $n\text{-CdF}_2$  при различных  $B$ , мТл: 0 (1); 20 (2); 50 (3); 100 (4); 150 (5); 200 (6); 250 (7); 300 (8).

дался при более низких температурах, чем в его отсутствие (рис. 6). Причем эти изменения сопровождались уширением области перехода, что характерно для неоднородной сверхпроводящей структуры [25–27]. Вопреки известному поведению сверхпроводящих сэндвич-структур в магнитном поле температурные зависимости сопротивления, представленные на рис. 6, демонстрируют осцилляции критической температуры, которые, по-видимому, обусловлены захватом квантовых вихрей на однородно распределенные микродефекты в наноструктурированных  $\delta$ -барьерах  $\text{CdV}_x\text{F}_{2-x}$  (рис. 7). Подобное поведение критической температуры и критического поля сверхпроводящего перехода наблюдалось при последовательном захвате вихрей на большие квантовые точки, «вмонтированные» в объемные и низкоразмерные структуры на основе классических и высокотемпературных сверхпроводников [28–30]. Эти исследования показали, что последовательный захват квантовых вихрей индуцирует квантование сверхтока в наноструктурированных сверхпроводниках, которое проявляется в соответствующих осцилляциях значений критической температуры и критического поля [28–31]. Если принять во внимание размеры микродефектов, содержащихся в плоскости наноструктурированных  $\delta$ -барьеров  $\text{CdV}_x\text{F}_{2-x}$  ( $d \approx 150$  нм) [21,22], идентифицированных при помощи сканирующей туннельной микроскопии (СТМ), то величина периода осцилляций критической температуры хорошо согласуется с данными указанной выше модели квантования сверхтока. Интересно, что характеристики осцилляций критической температуры самосогласованы с поведением их гистерезиса, который был обнаружен при измерении температурных зависимостей сопротивления сэндвич-структур в процессе последовательного ввода и вывода внешнего магнитного поля (рис. 7). Величина гистерезиса критической температуры, по-видимому,

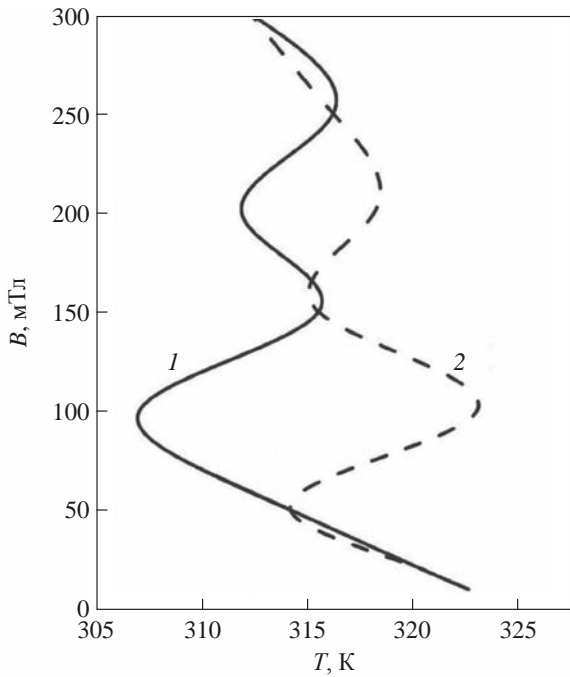


Рис. 7. Диаграмма температура–магнитное поле, демонстрирующая осцилляции сопротивления вследствие взаимосвязанности квантования сверхтока и размерного квантования дырок в наносандвиче  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ . Гистерезис в осцилляциях сопротивления обнаружен в ходе последовательных процедур включения (1) и выключения (2) магнитного поля.

определяется энергетической структурой синглетных и триплетных конфигураций дипольных центров бора, сформированных внутри  $\delta$ -барьеров  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$  (рис. 8) [17]. Следует отметить, что туннелирование дырок через эти дипольные центры, замещающие фтор в решетке  $\text{CdF}_2$  и реконструированные вследствие отрицательной корреляционной энергии  $2B^0 = > B^+ + B^-$ , способно значительно увеличить температуру сверхпроводящего перехода в рамках различных биполярных механизмов сверхпроводимости [18,28].

Значение критической температуры, величина периода ее осцилляций вследствие квантования сверхтока и параметры ее гистерезиса, определенные на основании данных измерений температурных зависимостей сопротивления в магнитном поле, согласуются с результатами исследований температурных и полевых зависимостей статической магнитной восприимчивости (рис. 9, 10(a), (б)). Эти зависимости измеряли в интервале температур 3,5–300 К методом Фарадея. Высокая чувствительность ( $10^{-9}$ – $10^{-10}$  СГС) балансного спектрометра MGD31FG обеспечивала высокую стабильность калибровки значений  $BdB/dx$ . Для калибровки  $BdB/dx$  использованы монокристаллы чистого InP, которые характеризуются температурной стабильностью значения магнитной восприимчивости  $\chi = -313 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{г}$  [27] и подобны по форме и размерам исследуемым образцам.

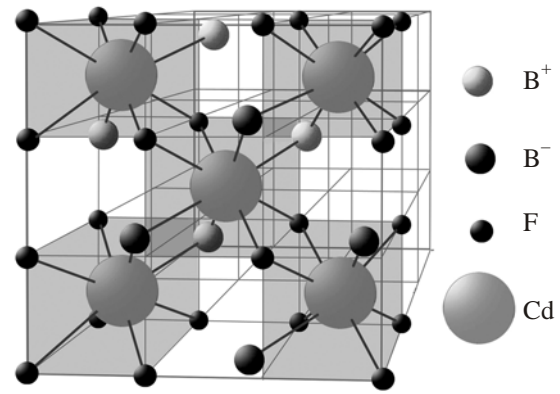


Рис. 8. Наносандвич  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ . Реконструкция центров замещения бора сопровождается формированием дипольных центров с отрицательной корреляционной энергией.

Интервал температур, соответствующий диамагнитному отклику при охлаждении, совпадает с температурным диапазоном резкого уменьшения удельного сопротивления, тем самым подтверждая роль зарядовых и спиновых корреляций, локализованных на дипольных центрах бора с отрицательной корреляционной энергией. Манипулирование последовательностью включения и выключения внешнего магнитного поля выявило характерный гистерезис статической магнитной восприимчивости, который обусловлен влиянием матрицы джозефсоновских переходов, сформированных на основе микродефектов внутри наноструктурированных  $\delta$ -барьеров  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ , на процессы пиннинга магнитного потока в сверхпроводящих  $\delta$ -барьерах, сильно легированных бором (рис. 9). Кроме гистерезиса наблюдается осцилляция диамагнитного отклика от величины магнитного поля. Период осцилляции величины статической магнитной восприимчивости практически совпадает с данными, полученными из измерений температурной зависимости сопротивления (рис. 6), что подтверждает участие микродефектов в захвате квантовых вихрей в  $\delta$ -барьерах  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ .

Гистерезис и осцилляции диамагнитного отклика наглядно проявляются на диаграмме магнитной восприимчивости от температуры и магнитного поля ( $B$ – $T$ ), приведенный на рис. 10. Период осцилляции диамагнитного отклика от величины магнитного поля  $\Delta B$ , как уже отмечено выше, согласуется с размерами микродефектов, определенными с помощью СТМ измерений:  $\Delta BS = \Phi_0$ , где  $\Phi_0 = h/2e$ ;  $S = \pi d^2/4$ ;  $d$  — диаметр микродефекта, равный приблизительно 150 нм. Период осцилляций отрицательной магнитной восприимчивости в зависимости от температуры в слабом магнитном поле совпадает с величиной гистерезиса критической температуры в соответствующей  $B$ – $T$ -диаграмме сопротивления (рис. 7).

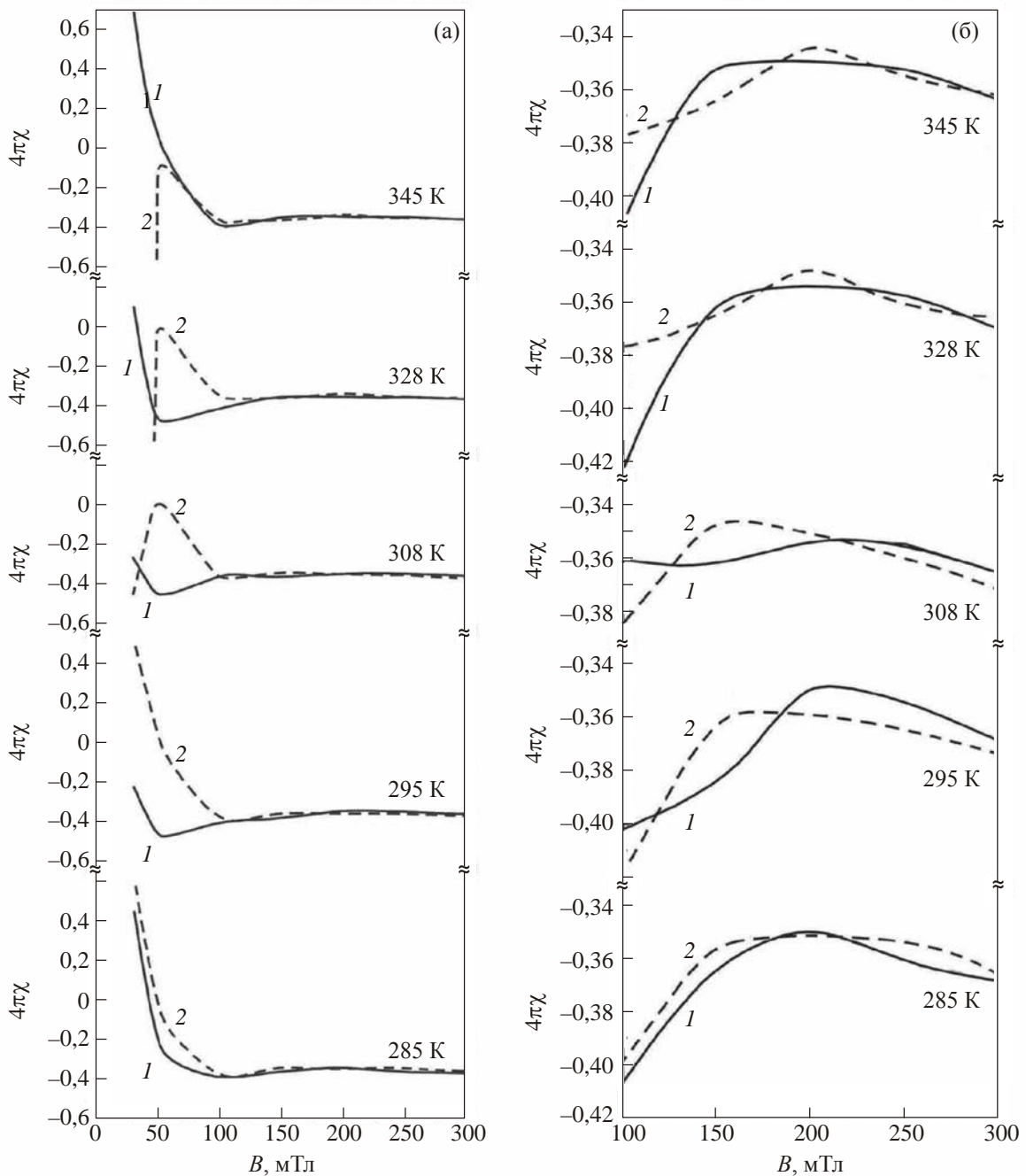


Рис. 9. Полевые зависимости статической магнитной восприимчивости наносандвича  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ , демонстрирующие диамагнитный отклик при различных температурах. Температурно-зависимые гистерезисы являются следствием последовательного увеличения и уменьшения магнитного поля ((а) и (б)).

Аналогичный эффект квантования и усиления сверхтока следует также из результатов исследований поведения скачка теплоемкости при  $T = T_c$  в зависимости от внешнего магнитного поля (рис. 11 и 12). Полученные данные показывают осциллирующую зависимость критической температуры при увеличении внешнего магнитного поля. Достаточно большая величина скачка теплоемкости объяснима, если принять во внимание anomalно низкое значение эффективной массы двумерных дырок в кремниевых сандвич-структурах [19,28]. Видно, что ход магнитопольевых осцилляций значений температуры, при которых наблюдается скачок тепло-

емкости, хорошо согласуется с соответствующим поведением диамагнитного отклика сопротивления и дополнительно свидетельствует о важной роли вихрей в механизме сверхпроводимости в наноструктурированных  $\delta$ -барьерах (рис. 10(б) и 12).

Таким образом, измерения туннельных ВАХ, статической магнитной восприимчивости и теплоемкости позволили идентифицировать сверхпроводящие свойства  $\delta$ -барьеров  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ , ограничивающих сверхузкую квантовую яму  $\text{CdF}_2$   $p$ -типа проводимости. Причем обнаруженная взаимосвязанность квантования сверхтока и размерного квантования дырок в сверхузкой кван-

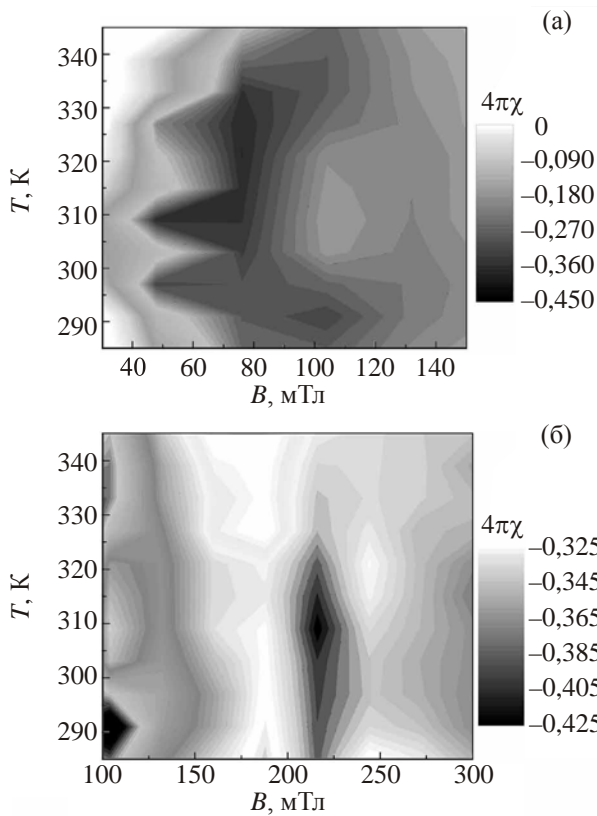


Рис. 10. Двумерные диаграммы зависимости статической магнитной восприимчивости от температуры и магнитного поля в наносандвиче  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ . Диамагнитный отклик проявляется в процессе вывода магнитного поля, демонстрируя осцилляции магнитной восприимчивости вследствие квантования сверхтока.

товой яме (СКЯ)  $\text{CdF}_2$   $p$ -типа подтвердилась результатами измерений величины сверхпроводящей щели  $2\Delta$  с помощью туннельных ВАХ,  $2\Delta = 102,06$  мэВ ( $2\Delta = 3,52k T_c = > T_c = 336$  К) (рис. 13) [18]. Отметим, что высокая температура перехода  $\delta$ -барьеров в сверхпроводящее состояние, по-видимому, обусловлена поведением бора, замещающего фтор в решетке  $\text{CdF}_2$ , который, как и в подобных наносандвичах на основе кремния ( $\text{Si:B-p-Si-Si:B}$ ), формирует реконструированные дипольные центры (рис. 8) [19,27,28]. Туннелирование дырок через эти дипольные центры с отрицательной корреляционной энергией способно значительно увеличить  $T_c$  в низкоразмерных сверхпроводниках в рамках различных биполярных механизмов сверхпроводимости [28,32–34]. По-видимому, наличие подобных центров в сильно легированных бором  $\delta$ -барьерах, ограничивающих сверхузкие полупроводниковые квантовые ямы, позволило зарегистрировать осцилляции ШдГ и ВАХ, проявляющие эффекты спинового транзистора и квантового спинового эффекта Холла, что свидетельствовало о реализации условия «сильного поля» при высоких температурах в слабых магнитных полях [17–19,27–29].

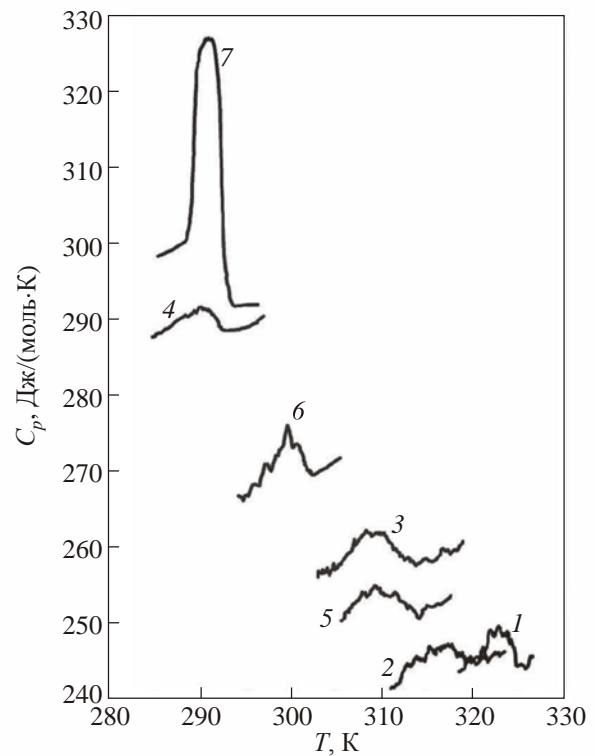


Рис. 11. Зависимость скачка теплоемкости от температуры, демонстрирующая сверхпроводящий переход в наносандвиче  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$  во внешнем магнитном поле при различных его значениях  $B$ , мТл: 0 (1); 20 (2); 50 (3); 100 (4); 150 (5); 250 (6); 300 (7).

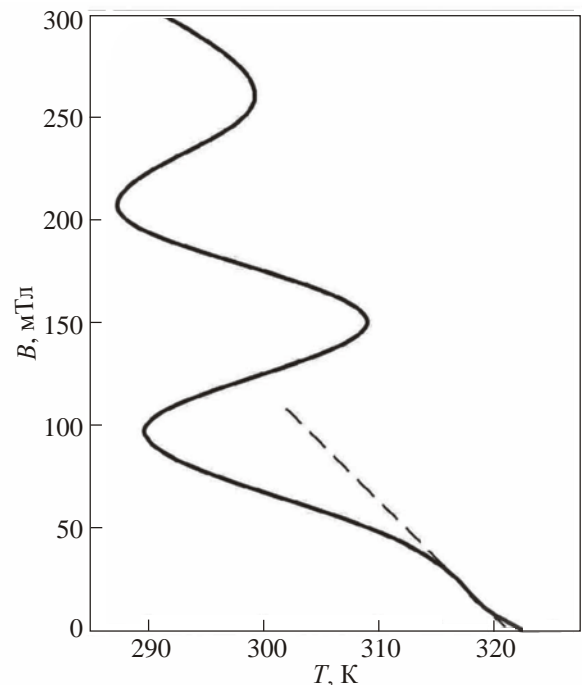


Рис. 12. Диаграмма температура–магнитное поле, демонстрирующая осцилляции скачка теплоемкости вследствие взаимосвязанности квантования сверхтока и размерного квантования дырок в наносандвиче  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ .



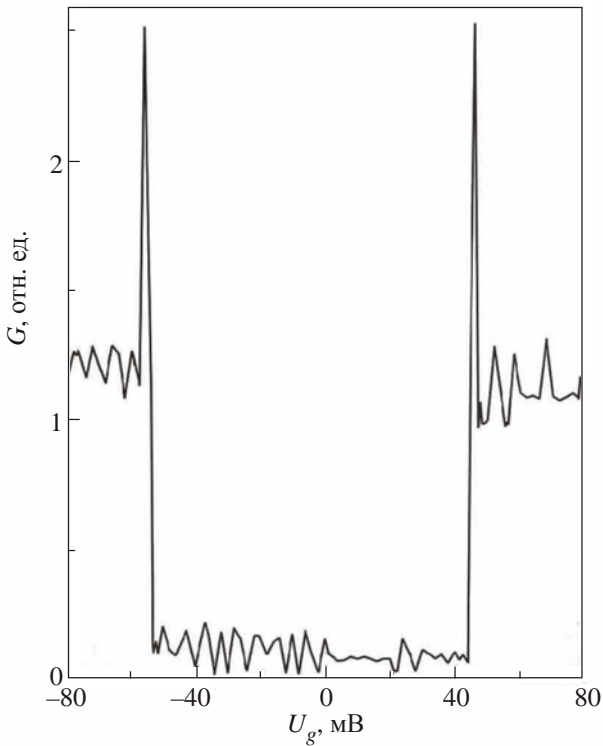


Рис. 13. ВАХ проводимости, демонстрирующая сверхпроводящую щель в  $\delta$ -барьерах  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ .  $T = 298 \text{ K}$ .

Поэтому представлялось интересным исследовать процессы квантования магнитного момента при переходе наносандвичей из сверхпроводящего в нормальное состояние при увеличении внешнего магнитного поля и температуры. Ниже приведены результаты детальных измерений полевых и температурных зависимостей статической магнитной восприимчивости, проведенных в целях выявления особенностей регистрации осцилляций дГВА в интервале температур вблизи критической температуры перехода  $\delta$ -барьеров  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$  в сверхпроводящее состояние.

### 2.2. Осцилляции де Гааза–ван Альфена в наносандвичах $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$

Исследования эффекта дГВА в наносандвичах  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$  проводили путем измерения статической магнитной восприимчивости в диапазоне напряженностей магнитных полей 0–1,1 Тл в интервале температур 280–350 К методами Фарадея и Гуи на установке MGD 312 FG в автоматизированном режиме. Нагрев и охлаждение образца осуществляли в атмосфере гелия.

В основу методов Фарадея и Гуи положено измерение силы взаимодействия материала с внешним магнитным полем, модуль индукции которого изменяется по «высоте» образца.

В методе Фарадея связь между значением статической магнитной восприимчивости  $\chi(T, B)$  и измеряе-

мой силой  $F_0(T, B)$  — «магнитным весом» — определяется выражением

$$\chi(T, B) = \frac{F_0(T, B)}{mB (dB/dz)}. \quad (1)$$

Градиент индукции внешнего магнитного поля  $dB/dz$  создается специальной формой полюсных наконечников магнита, а произведение  $BdB/dz$  имеет одинаковое значение по всему объему, занимаемому образцом.

Для проведения измерений образец помещали в кварцевую чашечку, которую соединяли с весами подвесом из того же материала. Сила  $F_0(T, B)$  находится как разность силы взаимодействия с магнитным полем образца, помещенного в чашечку, и силы, действующей на пустую чашечку при тех же внешних условиях.

Калибровку установки проводили с помощью эталонного образца, в качестве которого использовали монокристалл магнитно чистого фосфида индия с восприимчивостью  $\chi = -313 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{г}$ .

В методе Гуи статическая магнитная восприимчивость определяется выражением

$$\chi(T, B) = \frac{F_0(T, B)}{mB / 2L}. \quad (2)$$

Для создания градиента магнитного поля один конец образца длиной  $L$  помещали в однородное магнитное поле индукцией  $B$ , а второй находился вне поля (индукция в этой области полагалась равной нулю).

Экспериментальные полевые зависимости статической магнитной восприимчивости демонстрируют осцилляции дГВА, период и амплитуда которых зависят от температуры в интервале 280–350 К (рис. 14). Наблюдаются две чередующиеся осцилляции дГВА с отличающимся в два раза периодом, что указывает на зависимость плотности двумерных дырок от температуры. Принимая во внимание значение номера верхне-

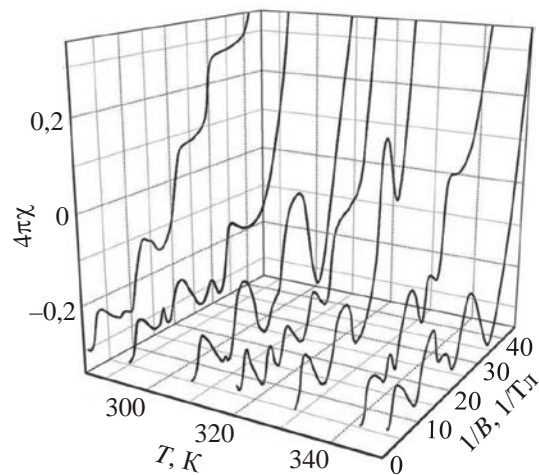


Рис. 14. Осцилляции дГВА в полевых зависимостях статической магнитной восприимчивости, измеренные при различных температурах, в наносандвиче  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$  на поверхности кристалла  $n\text{-CdF}_2$ .

го заполненного уровня Ландау  $\nu = p_{2D}/(2eB/h)$ , можно оценить плотность двумерных дырок  $p_{2D}$ , определяя положение соседних максимумов этих осцилляций в обратном магнитном поле  $B_1$  и  $B_2$

$$\nu_1 - \nu_2 = \frac{p_{2D}}{2eB_1/h} - \frac{p_{2D}}{2eB_2/h} = 1 \Rightarrow$$

$$p_{2D} = \frac{2e}{h} \frac{1}{1/B_1 - 1/B_2}.$$

Полученные температурные зависимости плотности двумерных дырок показывают, что ее значение изменяется в противофазе с амплитудой осцилляций дГВА (рис. 15(a), (b)). Иными словами, увеличение плотности двумерных дырок сопровождается диамагнитным откликом  $\delta$ -барьеров, ограничивающих квантовую яму  $\text{CdF}_2$   $p$ -типа проводимости. Кроме того, наличие двух типов осцилляций дГВА автоматически приводит к двум последовательностям полуцелых значений  $\nu$ , которые соответствуют их максимумам:  $1 - \nu = 0,5; 1,5; 2,5; 3,5$  и  $2 - \nu = 1,5; 2,5; 3,5; 4,5$  и  $5,5$ .

Следует отметить, что наносандвичи  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$  исследованы в данной работе в магнитном поле ниже критического поля  $H_{c2}$ , при достижении которого исчезают сверхпроводящие свойства  $\delta$ -барьеров [16–18]. Однако диамагнитный характер статической магнитной восприимчивости не распространяется на область слабых магнитных полей (рис. 9 и 10). Это, на первый взгляд, парадоксальное поведение объясняется, если принять во внимание фрактальную структуру  $\delta$ -барьеров, которые состоят из чередующихся сверхпроводящих и несверхпроводящих квантоворазмерных областей. Детальное исследование температурных и полевых зависимостей статической магнитной восприимчивости в слабых магнитных полях показало, что сверхпроводящие свойства наносандвичей  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$  могут усиливаться в зависимости от числа джозефсоновских вихрей, захваченных на несверхпроводящие квантоворазмерные области. В данном случае индуцируемые кольцевые токи приводят к резкому усилению сверхпроводящих свойств при увеличении магнитного поля [16–18]. Интересно, что сверхпроводимость, индуцированная внешним магнитным полем, отражается в квантовании критической температуры, если вихри последовательно захватываются на квантоворазмерные несверхпроводящие области [30,32].

В отличие от диапазона значений магнитного поля ниже  $H_{c2}$ , температурный интервал охватывает значение критической температуры, что приводит к разрушению куперовских пар дырок на границе  $p\text{-CdF}_2\text{-QW}$ –сверхпроводящий  $\delta$ -барьер и, соответственно, к увеличению плотности двумерных дырок в квантовой яме. Однако линейное увеличение  $p_{2D}$  с ростом температуры не наблюдается (рис. 15(b)). Более того, осциллирующий

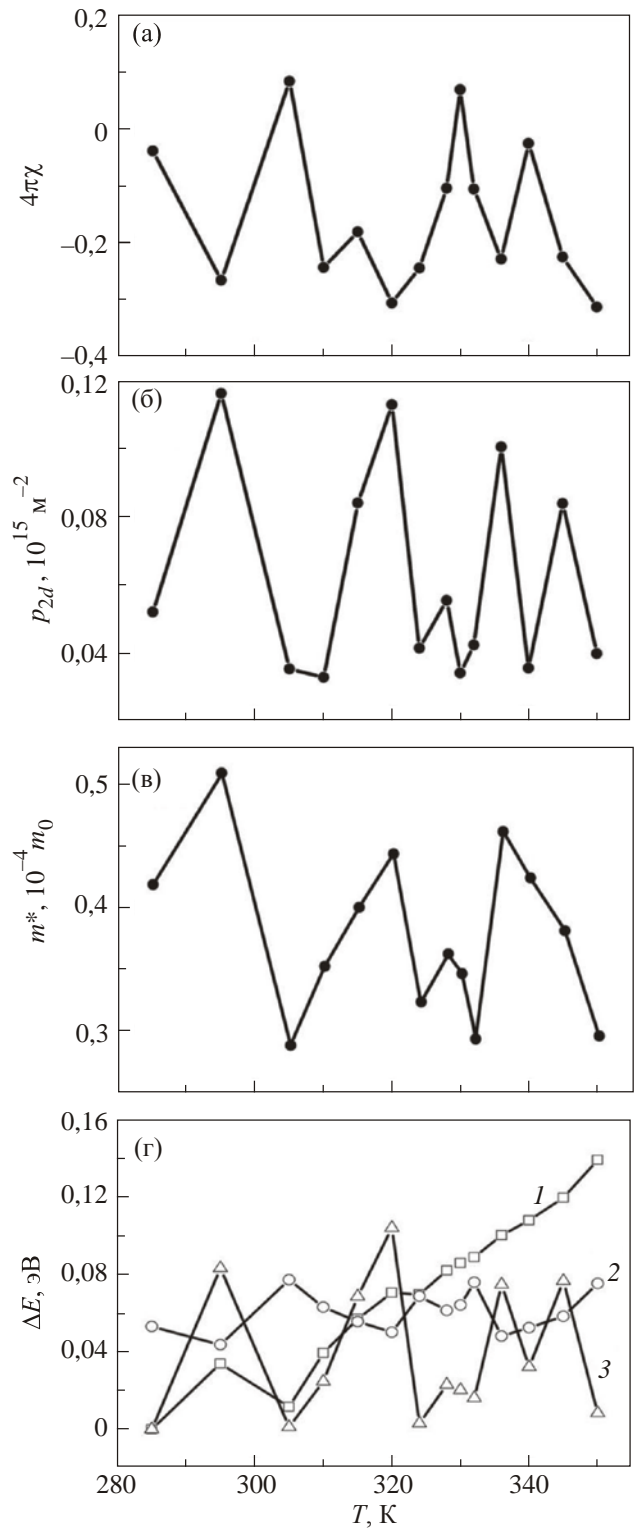


Рис. 15. Температурные зависимости (а) амплитуды статической магнитной восприимчивости, (б) плотности и (в) эффективной массы двумерных дырок в наносандвиче  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$  на поверхности кристалла  $n\text{-CdF}_2$ . Значение магнитного поля соответствует  $\nu = 1,5$ , где  $\nu$  — номер уровня Ландау. (г) Расчетные зависимости изменения энергии  $E(H_{cr})$  (1),  $\hbar\omega_c/2$  (2) и  $E_F$  (3) относительно значений при 285 К, приведенные для  $\nu = 1,5$  с учетом данных, представленных на рис. 15(б) и (в).

характер поведения плотности одиночных двумерных дырок указывает на метастабильность решетки джозефсоновских вихрей, обусловленной фрактальной структурой  $\delta$ -барьеров. Одной из причин подобной метастабильности, возможно, является изменение эффективной массы двумерных дырок, которое может возникать синхронно с осцилляциями их плотности. Отметим, что наблюдение осцилляций дГВА при относительно малой плотности одиночных двумерных дырок в наносандвичах  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ , по-видимому, обусловлено уменьшением их эффективной массы вследствие наличия дипольных центров бора [16–18]. Тем не менее увеличение внешнего магнитного поля и температуры могут привести к изменениям эффективной массы двумерных дырок в сверхузкой квантовой яме  $p\text{-CdF}_2$  даже на фоне ее малых средних значений. Причем для определения величины эффективной массы одиночных двумерных дырок с помощью данных, представленных на рис. 14, могут быть использованы положения общепринятой теории Лифшица–Косевича [8] с учетом особенностей поведения двумерного газа носителей [12,13,35]:

$$M = \frac{\pi}{1 + Z_0} \frac{ekT}{\hbar cd} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{1}{\text{sh}(2\pi^2 jkT / \hbar\omega_c)} \sin\left(2\pi j \frac{B_0}{B}\right), \quad (3)$$

где  $d$  — ширина квантовой ямы,  $B_0 = \Phi_0 n_e \equiv hc n_e / e$ ,  $\Phi_0$  — квант магнитного потока,  $n_e$  — двумерная плотность носителей,  $e$  — заряд электрона,  $c$  — скорость света,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $k$  — постоянная Больцмана,  $\omega_c = eB/m^*c$ ,  $m^*$  — эффективная масса электрона,  $T$  — температура; отношение  $E_F / \hbar\omega_c$  выражено через  $B_0/B$  ( $E_F / \hbar\omega_c = B_0/B$ ). Величина  $Z_0$  пропорциональна константе обменного взаимодействия между электронами, она отрицательна и может быть близка к  $-1$  [12]. Поэтому целесообразно рассматривать случай  $Z_0 + 1 \ll 1$ . Следуя [35], для расчета использовано значение  $1 + Z_0 = 2 \cdot 10^{-4}$ .

Полученные на основании данных температурных зависимостей амплитуд осцилляций дГВА (рис. 14) значения эффективной массы дырок (рис. 15(в)) находятся в хорошем согласии с результатами исследований осцилляций Ааронова–Кашера [16–18]. Кроме того, малая величина эффективной массы двумерных дырок в сочетании с достаточно длинным временем релаксации момента, которое следует из величины полуширины пиков осцилляций дГВА, свидетельствует о выполнении условия «сильного поля»:  $\omega_c \tau = \mu B \gg 1$  в исследуемых наносандвичах в слабых магнитных полях. Причем условие «сильного поля» выполняется при высоких температурах в соответствии с приведенной выше оценкой  $T < (e\hbar c^2 / 2p^2 m^* c) \sim T_c^2 / E_F$ . Обнаруженные осцилляции значения эффективной массы одиночных дырок в зависимости от температуры синхронно следуют соответствующим изменениям  $p_{2D}$

(рис. 15(б), (в)), что свидетельствует о их непричастности к механизму взаимосвязанности диамагнитного отклика и температурным осцилляциям плотности одиночных двумерных дырок. Тем не менее особенности температурных осцилляций эффективной массы, возникающие при изменении магнитного поля (рис. 16), нуждаются в более детальном исследовании.

Другой причиной метастабильности решетки джозефсоновских вихрей, которая позволяет объяснить обнаруженное изменение периода осцилляций дГВА и соответствующее возникновение температурных осцилляций плотности одиночных двумерных дырок, возможно, является пространственное ограничение длины когерентности куперовских пар дырок в  $\delta$ -барьерах. Согласно данным исследований мезоскопических сверх-

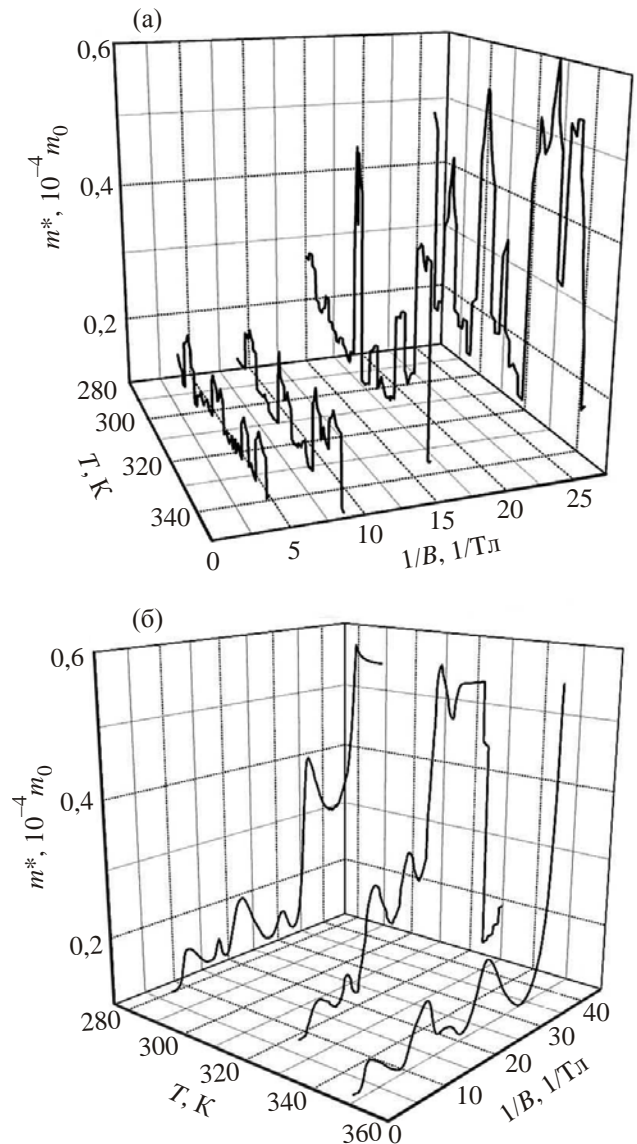


Рис. 16. Зависимости эффективной массы дырок от температуры при различных магнитных полях (а) и от магнитного поля при различных температурах (б) в наносандвиче  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$  на поверхности кристалла  $n\text{-CdF}_2$ .

проводников, волновые функции куперовских пар модифицируются, если они находятся в сильно ограниченном объеме, что приводит к формированию квантовых состояний бозе-конденсата, которое может быть рассмотрено в рамках дискретного изменения длины когерентности  $\xi = \hbar v_F / \Delta$ , в условиях варьирования величинами внешнего магнитного поля и температуры, где  $\Delta$  соответствует величине сверхпроводящей щели [36]. Фрактальная структура сверхпроводящих  $\delta$ -барьеров практически предопределяет их мезоскопические свойства. При этом размер несверхпроводящих областей ( $\sim 0,22$  мкм), который оценивается из данных исследований осцилляций Ааронова–Бома и Ааронова–Кашера [16–18], накладывает соответствующие ограничения на значения длины когерентности.

Куперовские пары являются композитными частицами, и соответствующие микроскопические уравнения, заимствованные в теории БКШ или Боголюбова, к сожалению, слишком сложны для практического применения к мезоскопическим сверхпроводникам, в особенности для случая неоднородной сверхпроводимости, когда магнитное поле сильно изменяется в пространстве. В этом случае полезно использовать подход Гинзбурга–Ландау (ГЛ). Следуя [36], запишем первое уравнение ГЛ как

$$\frac{1}{2m} \left( -i\hbar\nabla - \frac{2e}{c} \mathbf{A} \right)^2 \psi = E\psi (1 - |\psi|^2). \quad (4)$$

Это уравнение Шредингера с нелинейным членом.

$$E = \frac{\hbar^2}{2m\xi^2(T)} \quad (5)$$

— энергия квантовой частицы с размером  $\xi = \xi(T)$ , равным длине когерентности.

Основная особенность в поведении квантовых систем куперовских пар обусловлена тем фактом, что поток куперовских пар обычно индуцирует сильное магнитное поле, которым нельзя пренебречь. Это приводит к нелокальной зависимости между волновой функцией  $\psi$  и векторным потенциалом  $\mathbf{A}$ , которая описывается вторым уравнением ГЛ:

$$\text{rot rot } \mathbf{A} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} = \frac{1}{\lambda^2} \frac{c}{2e} \text{Re} \left\{ \psi^* \left( -i\hbar\nabla - \frac{2e}{c} \mathbf{A} \right) \psi \right\}. \quad (6)$$

Здесь  $\lambda$  — глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводящую область.

Несмотря на первоначально феноменологическое происхождение, уравнения ГЛ представляют точное микроскопическое описание сверхпроводимости при температурах, близких к  $T_c$ , а псевдоволновая функция  $\psi$  может быть интерпретирована как волновая функция движения центра масс куперовских пар [36].

Тогда уравнения (4) и (6) могут быть линеаризованы

$$\frac{1}{2m} \left( -i\hbar\nabla - \frac{2e}{c} \mathbf{A} \right)^2 \psi = E\psi. \quad (7)$$

Это уравнение Шредингера для невзаимодействующих частиц с зарядом  $2e$ .

Граничное условие для куперовских пар, соответствующее отсутствию тока через поверхность раздела сверхпроводник–вакуум, записывается в виде

$$\left( -i\hbar\nabla - \frac{2e}{c} \mathbf{A} \right) \psi|_{\text{boundary}} = 0. \quad (8)$$

В нулевом магнитном поле это условие дает  $\Psi = 1$ , т.е. распределение куперовских пар не зависит от размера квантового ящика.

Куперовские пары являются бозе-частицами, и все они могут находиться в самом нижнем энергетическом состоянии, имеющемся в системе. Поэтому важно отметить, что нет принципиального отличия, приписываем ли мы данное состояние куперовской паре или всему сверхпроводящему конденсату в целом.

Следуя [36], энергия куперовских пар на границе сверхпроводящий  $\delta$ -барьер–квантовая яма  $p\text{-CdF}_2$  может быть получена при решении уравнения Шредингера, которое является модифицированным уравнением теории Гинзбурга–Ландау:

$$E(H_{\text{cr}}) = \frac{\hbar^2}{2m\xi^2(T)} = \frac{\hbar^2}{2m\xi^2(0)} \left[ 1 - T(H_{\text{cr}})/T_c \right], \quad (9)$$

где  $T(H_{\text{cr}})$  соответствует температуре, при которой возрастает плотность одиночных двумерных дырок в магнитном поле  $H = H_{\text{cr}}$ . Данная энергия фактически принадлежит частице, размер которой равен длине когерентности  $\xi$ , зависящей от температуры,  $\xi(T) = \xi(0) [1 - (T/T_c)]^{-1/2}$ .

Изменение энергии  $E(H_{\text{cr}})$  при увеличении температуры приводит к разрушению куперовских пар в  $\delta$ -барьерах и соответствующему увеличению плотности одиночных двумерных дырок в квантовой яме  $p\text{-CdF}_2$ , что отражается в изменении фермиевской энергии  $E_F = \hbar^2 k_F^2 / 2m^*$ . Поскольку температурные осцилляции  $p_{2D}$  непосредственно следуют из уменьшения периода осцилляций дГВА в два раза, то изменение фермиевской энергии не превышает величину, равную половине энергетического зазора между уровнями Ландау,  $\hbar\omega_c/2$ . Кроме того, следует принять во внимание, что энергия  $E(H_{\text{cr}})$  конкурирует с энергией конденсации, и как только она увеличивается, сверхпроводящий переход сдвигается в область низких температур. Поэтому изменение энергии  $E(H_{\text{cr}})$ , приводящее к диамагнитному отклику восприимчивости наносандвичей в отсутствие взаимодействия между куперовскими парами, также сравнимо с  $\hbar\omega_c/2$  [36]. Уход двумерных дырок в  $\delta$ -барьеры, по-

видимому, связан с пространственным перераспределением джозефсоновских вихрей при увеличении температуры. Иными словами, решетка джозефсоновских вихрей демонстрирует метастабильные свойства. Причем температуры стабильных фаз соответствуют минимумам температурных осцилляций  $p_{2D}$ . Расчетные зависимости энергии  $E(H_{cr})$ ,  $E_F$  и  $\hbar\omega_c/2$ , проведенные с учетом значений магнитного поля и температуры, используемых в экспериментах, демонстрируют взаимное согласие, что свидетельствует о возможной связи наблюдаемых температурных осцилляций плотности и эффективной массы двумерных дырок с формированием квантовых состояний бозе-конденсата (рис. 15(г)).

### 3. Заключение

Туннельные ВАХ, температурные и полевые зависимости статической магнитной восприимчивости и теплоемкости планарных сандвич-структур  $Cd_{1-x}F_{2-x}/p-CdF_2-QW/Cd_{1-x}F_{2-x}$ , полученных на поверхности кристалла  $n-CdF_2$ , определяют сверхпроводящие свойства  $\delta$ -барьеров  $Cd_{1-x}F_{2-x}$ , ограничивающих сверхузкую квантовую яму  $CdF_2$   $p$ -типа проводимости. Сравнительный анализ токовых ВАХ и ВАХ проводимости соответственно ниже и выше критической температуры сверхпроводящего перехода свидетельствует о взаимосвязанности квантования сверхтока и размерного квантования дырок в квантовой яме  $p-CdF_2$ . Причем регистрация джозефсоновского пика тока в позиции каждой дырочной подзоны сопровождается наличием спектра многократного андреевского отражения. Осцилляции де Гааза–ван Альфена были обнаружены при высоких температурах в слабых магнитных полях с помощью измерений полевых и температурных зависимостей статической магнитной восприимчивости сандвич-наноструктур, которые представляют собой сверхузкую квантовую яму  $CdF_2$   $p$ -типа, ограниченную  $\delta$ -барьерами, сильно легированными бором на поверхности кристалла  $CdF_2$   $n$ -типа. Регистрация квантования энергии в условиях продольного транспорта носителей стала возможной вследствие достижения приближения сильного поля  $\mu B \gg 1$ , благодаря малой эффективной массе двумерных дырок, что подтверждается измерениями температурных зависимостей осцилляций дГвА. Обнаружено периодическое изменение частоты осцилляций дГвА, сопровождаемое диамагнитным откликом с ростом температуры, которое позволило идентифицировать температурные осцилляции плотности двумерных дырок вследствие мезоскопических свойств сверхпроводящих  $\delta$ -барьеров. Показано, что плотность и эффективная масса одиночных двумерных дырок в квантовой яме  $CdF_2$   $p$ -типа синхронно осциллируют с ростом температуры. Полученные результаты объясняются в рамках формирования квантовых состояний бозе-конденсата, которое является следствием дискретного изменения

длины когерентности куперовских пар дырок в условиях фрактальной структуры сверхпроводящих  $\delta$ -барьеров.

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных исследований Президиума РАН «Квантовая физика конденсированных сред» (проект 9.12), Федеральной целевой программы исследований и развития по приоритетным направлениям российской науки и технологического комплекса на 2007–2012 годы (проект 02.514.11.4074), программы Швейцарского национального научного фонда (SNSF) (grant IZ73Z0–127945/1), 7-й Европейской рамочной программы (Marie Curie Actions PIRSES-GA-2009–246784 project SPINMET).

1. Л.Д. Ландау, *Zs. Phys.* **64**, 629 (1930).
2. L. Schubnikow and W.J. de Haas, *Leiden Commun.* **207a**, 17 (1930); *ibid.* **210a**, 3 (1930); *ibid.* **210b**, 21 (1930).
3. L. Schubnikov and W.J. de Haas, *Nature* **126**, 500 (1930).
4. W.J. de Haas and P.M. van Alphen, *Leiden Commun.* **208d**, **212a** (1930); *ibid.* **220d** (1932).
5. A.B. Fowler, F.F. Fang, W.E. Howard, and P.J. Stiles, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 901 (1966).
6. K. von Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 494 (1980).
7. D. Shoenberg, *Nature* **164**, 225 (1949).
8. И.М. Лифшиц, А.М. Косевич, *ЖЭТФ* **29**, 730 (1955).
9. V.M. Pudalov, M.E. Gershenson, H. Kojima, N. Butch, E.M. Dizhur, G. Brunthaler, A. Prinz, and G. Bauer, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 196404 (2002).
10. G. Landwehr, J. Gerschütz, S. Oehling, A. Pfeuffer-Jeschke, V. Latussek, and C.R. Becker, *Physica E* **6**, 713 (2000).
11. A.K. Geim and K.S. Novoselov, *Nature Mater.* **6**, 183 (2007).
12. В.П. Минеев, М.Г. Вавилов, *УФН* **167**, 1121 (1997).
13. Ю.А. Бычков, *ЖЭТФ* **39**, 1401 (1961).
14. L. Thompson and P.C.F. Stamp, *Phys. Rev. B* **81**, 100514 (R) (2010).
15. A. Audourd, C. Jaudet, D. Vignolles, R.X. Liang, D.A. Bonn, W.N. Hardy, L. Taillefer, and C. Proust, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 157003 (2009).
16. Н.Т. Баграев, О.Н. Гимбицкая, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, И.А. Шельх, А.И. Рыскин, А.С. Щеулин, *ФТП* **43**, 82 (2009).
17. Н.Т. Баграев, О.Н. Гимбицкая, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, И.А. Шельх, А.И. Рыскин, А.С. Щеулин, *ФТП* **43**, 85 (2009).
18. Н.Т. Баграев, О.Н. Гимбицкая, Л.Е. Клячкин, А.А. Кудрявцев, А.М. Маляренко, В.В. Романов, А.И. Рыскин, А.С. Щеулин, *ФТП* **44**, 1372 (2010).
19. N.T. Bagraev, N.G. Galkin, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, and A.M. Malyarenko, *J. Phys.: Condens. Matter* **20**, 164202 (2008).
20. C.W.J. Beenakker and H. van Houten, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 3056 (1991).

21. Н.Т. Баграев, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, А.С. Щеулин, А.И. Рыскин, *ФТП* **39**, 557 (2005).
22. N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, A.S. Shcheulin, and A.I. Ryskin, *Defect and Diffusion Forum* **237–240**, 1060 (2005).
23. Т.М. Кларwijk, *J. Supercond. Incorpor. Novel Magnetism* **17**, 593 (2004).
24. Xiang Jie, A. Vidan, M. Tinkham, R.M. Westervelt, and Ch. Lieber, *Nat. nanotechnology* **1**, 208 (2006).
25. P. Jarillo-Herrero, J.A. van Dam, and L.P. Kouwenhoven, *Nature* **439**, 953 (2006).
26. N.T. Bagraev, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, V.V. Romanov, and S.A. Rykov, *Physica C* **437–438**, 21 (2006).
27. N.T. Bagraev, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.A. Kudryavtsev, A.M. Malyarenko, G.A. Oganessian, D.S. Poloskin, and V.V. Romanov, *Physica C* **468**, 840 (2008).
28. Н.Т. Баграев, Л.Е. Клячкин, А.А. Кудрявцев, А.М. Маляренко, В.В. Романов, *ФТП* **43**, 1481 (2009).
29. N.T. Bagraev, O.N. Guimbitskaya, L.E. Klyachkin, A.A. Kudryavtsev, A.M. Malyarenko, V.V. Romanov, A.I. Ryskin, I.A. Shelykh, and A.S. Shcheulin, *Physica C* **470**, 893 (2010).
30. D.Y. Vodolazov, D.S. Golubovic, F.M. Peeters, and V.V. Moshchalkov, *Phys. Rev. B* **76**, 134505 (2007).
31. C.C. de Souza Silva, J. van de Vondel, M. Morelle, and V.V. Moshchalkov, *Nature* **440**, 651 (2006).
32. E. Šimánek, *Solid State Commun.* **32**, 731 (1979).
33. C.S. Ting, D.N. Talwar, and K.L. Ngai, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 1213 (1980).
34. A.S. Alexandrov and N.F. Mott, *Rep. Prog. Phys.* **57**, 1197 (1994).
35. Г.Г. Зегря, *ФТП* **33**, 1144 (1999).
36. A.K. Geim, I.V. Grigorieva, S.V. Dubonos, J.G.S. Lok, J.C. Maan, A.E. Filippov, F.M. Peeters, and P.S. Deo, *Physica B* **249–251**, 445 (1998).

## Quantization of the magnetic moment in $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ nanosandwiches

N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin, V.V. Romanov,  
and A.I. Ryskin

Tunneling CV characteristics, temperature and magnetic field dependences of magnetic susceptibility and specific heat of the  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$  planar sandwich structures prepared on the surface of the  $n$ -type  $\text{CdF}_2$  crystal are studied to identify the superconducting properties for the  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$   $\delta$ -barriers confining the ultranarrow  $p$ -type  $\text{CdF}_2$  quantum well. The comparative analysis of the CV characteristics and the conductance-voltage dependences measured respectively at temperature values below and above the critical superconducting point is evidence of the interplay between supercurrent quantization and low-dimensional quantization of 2D holes in the ultranarrow  $p$ -type  $\text{CdF}_2$  quantum well. The temperature- and field-dependent static magnetic susceptibility demonstrates high temperature de Haas–van Alphen oscillations in the sandwich-structure  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ , which are measured in weak magnetic fields. The temperature dependences of the de Haas–van Alphen oscillations identifies a small effective mass value of 2D holes that provides a strong field assumption,  $\mu B \gg 1$ , under high temperature conditions. It was for the first time that periodic frequency changes and diamagnetic responses of the de Haas–van Alphen oscillations were registered, with increasing temperature, which revealed the synchronous temperature oscillations of sheet density and effective mass of 2D holes as a result of the mesoscopic properties for the  $\delta$ -barriers. The results obtained are analyzed in the framework of the quantum states of the Bose condensate that are due to the discrete change of the Cooper pair coherence length when the superconducting  $\delta$ -barriers exhibit a fractal structure.

PACS: **73.50.-h** Electronic transport phenomena in thin films;  
73.23.Ad Ballistic transport.

Keywords: Kosevich–Lifshits formula, quantum well,  $\delta$ -barriers, cadmium fluoride, de Haas–van Alphen oscillations.