

Эффект де Гааза—ван Альфена в наноструктурах фторида кадмия

© Н.Т. Баграев[¶], Е.С. Брилинская*, Э.Ю. Даниловский, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, В.В. Романов*

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук.

194021 Санкт-Петербург, Россия

* Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,

195251 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 4 июля 2011 г. Принята к печати 11 июля 2011 г.)

Измерения полевых и температурных зависимостей статической магнитной восприимчивости демонстрируют осцилляции де Гааза—ван Альфена (дГВА) при высоких температурах и слабых магнитных полях в сэндвич-наноструктурах, которые представляют собой сверхузкую квантовую яму CdF₂ *p*-типа, ограниченную δ-барьерами, сильнолегированными бором на поверхности кристалла CdF₂ *n*-типа. Температурные зависимости амплитуд осцилляций дГВА идентифицируют малое значение эффективной массы двумерных дырок, благодаря чему условие сильного поля, $\mu B \gg 1$, достигается при высоких температурах. Впервые регистрируется 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 δ-барьеров.

1. Введение

Возможности квантования энергии носителей тока в поперечном магнитном поле были строго обоснованы Ландау [1], который показал, что в этом случае непрерывный энергетический спектр свободных электронов трансформируется в систему подзон, $E_\nu = \hbar\omega_c(\nu + 1/2)$, где $\omega_c = eB/m^*$, m^* — эффективная масса, ν — номер уровня 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 Шубникова—де Гааза и де Гааза—ван Альфена развивались в классические методы в физике твердого тела и физике полупроводников. Особенно интерес к исследованию осцилляций Шубникова—де Гааза возрос после развития технологий получения низкоразмерных полупроводниковых структур с высокой подвижностью носителей тока [5]. Следует

отметить, что осцилляции Шубникова—де Гааза не только позволяют определить значения плотности носителей тока из их периода, но и являются важной составляющей исследования квантового эффекта Холла, поскольку позиции их максимумов сверхточно согласуются с серединами ступенек квантовой лестницы холловского сопротивления [6]. В свою очередь, эффект де Гааза—ван Альфена стал мощным инструментом исследований поверхности Ферми, поскольку период осцилляций магнитного момента, 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 долгого 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 наличии низкого значения эффективной массы m^* и большого времени релаксации момента τ [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 магнит-

[¶] E-mail: Bagraev@mail.ioffe.ru

ное 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, $T < (eH_{c2}/2\pi^2 m^* c) \propto T_c^2/E_F$, 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]. При этом особый интерес вызывают модельные представления высокотемпературных сверхпроводников в рамках последовательности джозефсоновских переходов, представляющих собой систему сверхпроводящих δ -барьеров, разделенных квантово-размерными 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 CdF_2 p -типа, ограниченную δ -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]. Поэтому особый интерес к таким наноструктурам обусловлен возможностями изучения взаимосвязанности сверхпроводящих свойств δ -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 соответственно ниже и выше температуры сверхпроводящего перехода δ -барьеров [17,18]. В этом случае пиковые значения сверхтока I_c и проводимости G_n совпадают с энергетическими позициями уровней размерного квантования, а их соотношения отражает взаимосвязанность процессов туннелирования одиночных дырок и их пар, $I_c/G_n = \pi\Delta/e$ [17,18,20]. В свою очередь, в исследованиях квантования характеристик продольного транспорта

в сэндвич-наноструктуре следует ожидать проявления взаимосвязанности сверхпроводящих свойств δ -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 исследованиях осцилляций дГВА в зависимости от температуры в отмеченных выше сэндвич-наноструктурах на основе фторида кадмия.

2. Эксперимент

Планарные сэндвич-наноструктуры $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ были получены с помощью диффузии бора из газовой фазы на поверхности кристалла $n\text{-CdF}_2$ толщиной 1.0 мм, предварительно легированного иттрием [17,18]. Вольт-амперная характеристика (ВАХ) сэндвич-наноструктур проявила не только наличие запрещенной зоны CdF_2 , 7.8 эВ, которое демонстрирует формирование p - n -перехода, но и спектр уровней квантования двумерных дырок в квантовой яме $p\text{-CdF}_2$. Измерения туннельных ВАХ, статической магнитной восприимчивости и теплоемкости позволили идентифицировать сверхпроводящие свойства δ -барьеров $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$, ограничивающих сверхузкую квантовую яму CdF_2 p -типа проводимости [17,18]. Кроме того, были зарегистрированы осцилляции ШдГ [16] и ВАХ, проявляющие эффекты спинового транзистора и квантового спинового эффекта Холла. В настоящей работе проведены детальные измерения полевых и температурных зависимостей статической магнитной восприимчивости с целью выявления особенностей регистрации осцилляций дГВА в интервале температур вблизи критической температуры перехода δ -барьеров $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ в сверхпроводящее состояние.

Экспериментальные исследования, в том числе эффекта дГВА, проводились путем измерения статической магнитной восприимчивости в диапазоне напряженностей магнитных полей 0–1.1 Тл в интервале температур от 280 до 350 К методами Фарадея и Гуи на установке MGD 312 FG в автоматизированном режиме. Нагрев и охлаждение образца осуществлялись в атмосфере инертного газа — гелия.

В основу методов Фарадея и Гуи положено измерение сил 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 измеряемой силой $F_0(T, B)$ — „магнитным весом“ — определяется выражением

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

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

Для проведения измерений образец помещался в кварцевую чашечку, которая соединяется 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.

Калибровка установки проводилась с помощью эталонного образца, в качестве которого использовался монокристалл магнитно-чистого фосфида индия с восприимчивостью $\chi = -313 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{г}$. При этом высокая чувствительность $10^{-9} - 10^{-10} \text{ CGS}$, балансного спектрометра MGD 312 FG обеспечивала высокую стабильность калибровки значений BdB/dz .

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 помещается в однородное магнитное поле индукцией B , а второй находится вне поля (индукция в этой области полагается равной нулю).

3. Результаты

Экспериментальные полевые зависимости статической магнитной восприимчивости демонстрируют осцилляции де Гааза–ван Альфена, период и амплитуда которых зависят от температуры в вышеуказанном интервале $T = 280 - 350 \text{ К}$ (рис. 1). При этом наблюдаются две

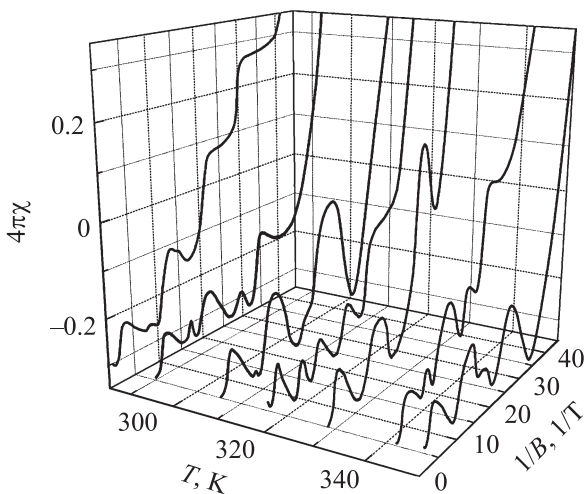


Рис. 1. Осцилляции де Гааза–ван Альфена в полевых зависимостях статической магнитной восприимчивости, измеренные при различных температурах, в сэндвич-наноструктуре $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ на поверхности кристалла $n\text{-CdF}_2$.

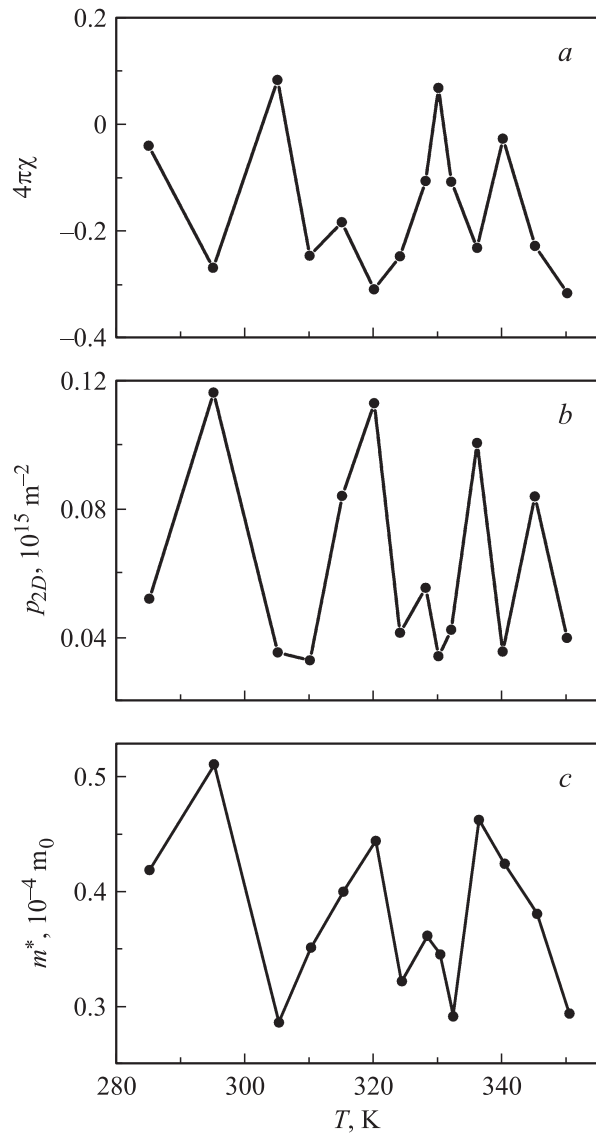


Рис. 2. Температурные зависимости амплитуды статической магнитной восприимчивости (a), плотности (b) и эффективной массы (c) двумерных дырок в сэндвич-наноструктуре $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ на поверхности кристалла $n\text{-CdF}_2$. Значение магнитного поля соответствует $\nu = 1.5$, где ν — номер уровня Ландау.

чередующиеся осцилляции дГВА с отличающимся в 2 раза периодом, что указывает на зависимость плотности двумерных дырок от температуры. Принимая во внимание значение номера верхнего заполненного уровня Ландау, $\nu = \frac{p_{2D}}{2eB/h}$, 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. 2, a и b). Иными словами, увеличение плотности двумерных дырок сопровождается диамагнитным

откликом δ -барьеров, ограничивающих квантовую яму CdF_2 p -типа проводимости. Кроме того, наличие двух типов осцилляций дГВА автоматически приводит к двум последовательностям полужелтых значений ν , которые соответствуют их максимумам: $1 - \nu = 0.5, 1.5, 2.5, 3.5$ и $2 - \nu = 1.5, 2.5, 3.5, 4.5, 5.5$.

Следует отметить, что сандвич-наноструктуры $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ исследовались в данной работе в магнитном поле ниже критического поля H_{c2} , при достижении которого наблюдается исчезновение сверхпроводящих свойств δ -барьеров [17,18]. Однако диамагнитный характер статической магнитной восприимчивости не распространяется на область слабых магнитных полей (рис. 1). Это, на первый взгляд, парадоксальное поведение объясняется, если принять во внимание фрактальную структуру δ -барьеров, которые состоят из чередующихся сверхпроводящих и несверхпроводящих квантово-размерных областей. Детальное исследование температурных и полевых зависимостей статической магнитной восприимчивости в слабых магнитных полях показало, что сверхпроводящие свойства сандвич-наноструктур $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ могут усиливаться в зависимости от числа джозефсоновских вихрей, захваченных на несверхпроводящие квантово-размерные области. В данном случае индуцируемые кольцевые токи приводят к резкому усилению сверхпроводящих свойств при увеличении магнитного поля [17,18]. Интересно, что подобная сверхпроводимость, индуцированная внешним магнитным полем, отражается в квантовании критической температуры, если вихри последовательно захватываются на квантово-размерные несверхпроводящие области [21,22].

В отличие от диапазона значений использованного магнитного поля температурный интервал охватывает значение критической температуры, что приводит к разрушению куперовских пар дырок на границе $p\text{-CdF}_2\text{-QW}$ — сверхпроводящий δ -барьер и соответственно к увеличению плотности двумерных дырок в квантовой яме (рис. 2, *b*). Однако линейного увеличения p_{2D} с ростом температуры не наблюдается (рис. 2, *b*). Более того, осциллирующий характер поведения плотности одиночных двумерных дырок указывает на метастабильность решетки джозефсоновских вихрей, обусловленной фрактальной структурой δ -барьеров. Одной из причин подобной метастабильности, возможно, является изменение эффективной массы двумерных дырок, которое может возникнуть синхронно с осцилляциями их плотности. Следует отметить, что наблюдение осцилляций дГВА при относительно малой плотности одиночных двумерных дырок в сандвич-наноструктурах $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$, по-видимому, обусловлено уменьшением их эффективной массы вследствие наличия дипольных центров бора [17,18]. Тем не менее увеличение внешнего магнитного поля и температуры могут привести к изменению эффективной массы двумерных дырок в сверхузкой яме $p\text{-CdF}_2$ даже на фоне ее малых средних значений. При этом для определения

величины эффективной массы одиночных двумерных дырок с помощью данных, представленных на рис. 1, могут быть использованы положения общепринятой теории Лифшица–Косевича [8] с учетом особенностей поведения двумерного газа носителей [12,13,23]:

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

где d — ширина квантовой ямы, $B_0 = \Phi_0 n_e \equiv \hbar c n_e / e$, Φ_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 [23], для расчета использовалось значение $1 + Z_0 = 2 \cdot 10^{-4}$.

Полученные на основании данных температурных зависимостей амплитуд осцилляций дГВА (рис. 1) значения эффективной массы дырок (рис. 2, *c*) находятся в хорошем согласии с результатами исследований осцилляций Ааронова–Каשרа [17,18]. 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 сандвич-наноструктурах в слабых магнитных полях. При этом условие сильного поля выполняется при высоких температурах в соответствии с приведенной выше оценкой, $T < (eH_{c2}/2\pi^2 m^*c) \propto T_c^2/E_F$, где T_c — критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние. Обнаруженные осцилляции значения эффективной массы одиночных дырок в зависимости от температуры синхронно следуют соответствующим изменениям p_{2D} (рис. 2, *b* и *c*), что свидетельствует об 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. 3, *a* и *b*), 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 δ -барьерах. Согласно данным исследований мезоскопических сверхпроводников, волновые функции куперовских пар модифицируются, если они находятся в сильно ограниченном объеме, что приводит к формированию квантовых состояний

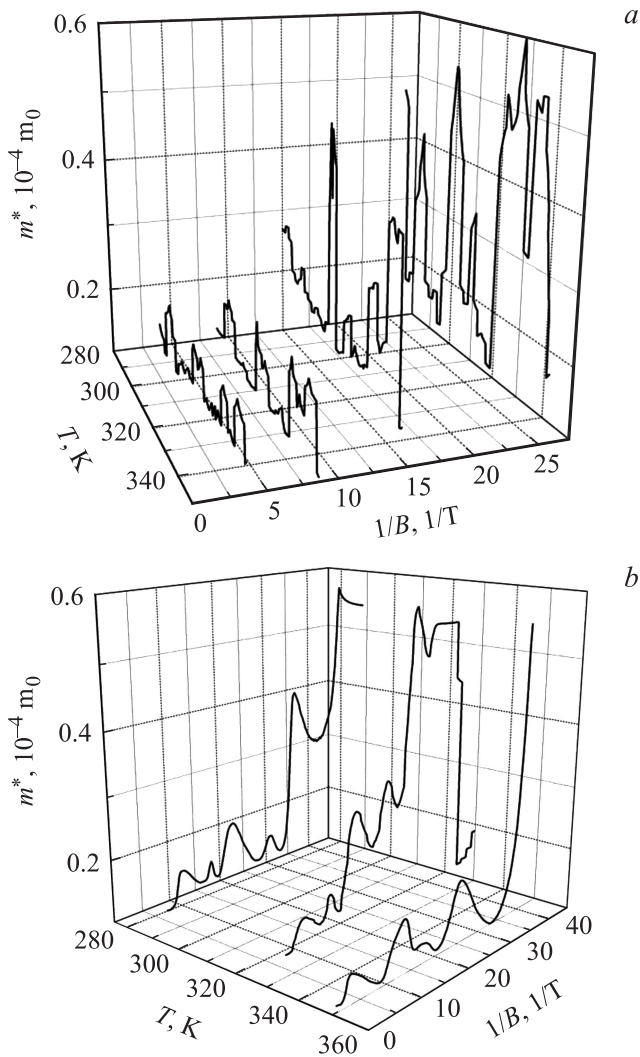


Рис. 3. Зависимости эффективной массы дырок от температуры при различных магнитных полях (а) и от магнитного поля при различных температурах (б) в сэндвич-наноструктуре $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ на поверхности кристалла $n\text{-CdF}_2$.

бозе-конденсата, которое может быть рассмотрено в рамках дискретного изменения длины когерентности, $\xi = \hbar v_F / \Delta$, в условиях варьирования величиной внешнего магнитного поля и температуры, где Δ соответствует величине сверхпроводящей щели [24]. Фрактальная структура сверхпроводящих δ -барьеров практически предопределяет их мезоскопические свойства. При этом размер несверхпроводящих областей, ~ 0.22 мкм, который оценивается из данных исследований осцилляций Ааронова–Бома и Ааронова–Кашера [17,18], накладывает соответствующие ограничения на значения длины когерентности.

Следуя [24], энергия куперовских пар на границе сверхпроводящий δ -барьер–квантовая яма $p\text{-CdF}_2$, может быть получена при решении уравнения Шредингера, которое является модифицированным уравнением тео-

рии Гинзбурга–Ландау:

$$E(H_{\text{cr}}) = \frac{\hbar^2}{2m\xi^2(T)} = \frac{\hbar^2}{2m\xi^2(0)} [1 - T(H_{\text{cr}})/T_c], \quad (4)$$

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 ξ , зависящей от температуры, $\xi(T) = \xi(0)[1 - (T/T_c)]^{-1/2}$.

Изменение энергии $E(H_{\text{cr}})$ с ростом температуры приводит к разрушению куперовских пар в δ -барьерах и соответствующему увеличению плотности одиночных двумерных дырок в квантовой яме $p\text{-CdF}_2$, что отражается в изменении фермиевской энергии, $E_F = \hbar^2 k_F^2 / 2m^*$. Так как температурные осцилляции p_{2D} непосредственно следуют из уменьшения периода осцилляций дГВА в 2 раза, 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 сэндвич-наноструктур в отсутствие взаимодействия между куперовскими парами, также сравнимо с $\hbar\omega_c/2$ [24]. Обратный уход двумерных дырок в δ -барьеры, по-видимому, связан с пространственным перераспределением джозефсоновских вихрей при увеличении температуры. Иными словами, решетка джозефсоновских вихрей демонстрирует метастабильные свойства. При этом температуры стабильных фаз соответствуют минимумам температурных осцилляций p_{2D} . Расчетные зависимости энергии $E(H_{\text{cr}})$, 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.

4. Заключение

Осцилляции де Гааза–ван Альфена (дГВА) были обнаружены при высоких температурах в слабых магнитных полях с помощью измерений полевых и температурных зависимостей статической магнитной восприимчивости сэндвич-наноструктур, которые представляют собой сверхузкую квантовую яму CdF_2 p -типа, ограниченную δ -барьерами, сильнолегированными 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 δ -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 δ -барьеров.

Данная работа поддержана в рамках программы фундаментальных исследований президиума РАН „Квантовая физика конденсированных сред“ (проект 9.12), Федеральной целевой программы исследований развития по приоритетным направлениям российской науки и технологического комплекса на 2007–2012 годы (проект 0.2.514.11.4074), программы Швейцарского национального научного фонда (SNSF) (grant IZ73Z0–127945/1), 7-й Европейской рамочной программы (Marie Curie Actions PIRSES-GA-2009-246784 project SPINMET).

Список литературы

- [1] Л.Д. Ландау. *Zs. Phys.*, **64**, 629 (1930).
- [2] L. Schubnikov, W.J. de Haas. *Leiden Commun.*, **N207a**, 17 (1930), *Leiden Commun.*, **N210a**, 3 (1930); *Leiden Commun.*, **N210b**, 21 (1930).
- [3] L. Schubnikov, W.J. de Haas. *Nature*, **126**, 500 (1930).
- [4] W.J. de Haas, P.M. van Alphen. *Leiden Commun.*, **N108d**; *Leiden Commun.*, **212a** (1930); *Leiden Commun.*, **N220d** (1932).
- [5] A.B. Fowler, F.F. Fang, W.E. Howard, P.J. Stiles. *Phys. Rev. Lett.*, **16**, 901 (1966).
- [6] K. von Klitzing, G. Dorda, 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, G. Bauer. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 196404 (2002).
- [10] G. Landwehr, J. Gerschütz, S. Oehling, A. Pfeuffer-Jeschke, V. Latussek, C.R. Backer. *Physica E*, **6**, 713 (2000).
- [11] A.K. Geim, 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, 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, C. Proust. *Phys. Rev. Lett.*, **103**, 157003 (2009).
- [16] Н.Т. Баграев, О.Н. Гимбицкая, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, И.А. Шелых, 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. Шелых, 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, A.M. Malyarenko. *J. Phys.: Condens. Matter*, **20**, 164202 (2008).
- [20] C.W.J. Beenakker, H. van Houten. *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 3056 (1991).
- [21] D.Y. Vodolazov, D.S. Golubovic, F.M. Peeters, V.V. Moshchalkov. *Phys. Rev. B*, **76**, 134505 (2007).
- [22] C.C. de Souza Silva, J. van de Vondel, M. Morelle, V.V. Moshchalkov. *Nature*, **440**, 651 (2006).
- [23] Г.Г. Зегря. *ФТП*, **33**, 1144 (1999).
- [24] A.K. Geim, I.V. Grigorieva, S.V. Dubonos, J.G.S. Lok, J.C. Maan, A.E. Filippov, F.M. Peeters, P.S. Deo. *Physica B*, **249–251**, 445 (1998).

Редактор Л.В. Беляков

de Haas–van Alphen effect in cadmium fluoride nanostructures

N.T. Bagraev, E.S. Brilinskaya*, E.Yu. Danilovskii, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, V.V. Romanov*

Ioffe Physicotechnical Institute
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia
* Petersburg State Polytechnical University,
195251 St. Petersburg, Russia

Abstract Temperature- and field-dependent static magnetic susceptibility demonstrates the high temperature de Haas–van Alphen oscillation in the sandwich-nanostructures that represent the ultra-narrow p -type CdF_2 quantum well confined by the δ -barriers heavily doped with boron on the n -type CdF_2 surface, 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. Periodic frequency changes and the diamagnetic reply of the de Haas–van Alphen oscillations are registered, for the first time, by varying the temperature value, which reveal synchronic temperature oscillations of the sheet density and the effective mass value of 2D holes as a result of the mesoscopic properties for the δ -barriers.