

Сверхпроводящие свойства кремниевых наноструктур

© Н.Т. Баграев[¶], Л.Е. Клячкин, А.А. Кудрявцев, 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 30 апреля 2009 г. Принята к печати 4 мая 2009 г.)

Сверхпроводящие свойства кремниевых сэндвич-наноструктур на поверхности Si (100) *n*-типа, которые представляют собой сверхузкие кремниевые квантовые ямы *p*-типа, ограниченные δ -барьерами, сильно легированными бором, проявляются в измерениях температурных и полевых зависимостей удельного сопротивления, термоэдс, теплоемкости и статической магнитной восприимчивости. Данные исследований циклотронного резонанса, сканирующей туннельной микроскопии и ЭПР идентифицируют наличие в наноструктурированных δ -барьерах одиночных тригональных дипольных центров бора, $B^+ - B^-$, с отрицательной корреляционной энергией, которые сформированы вследствие реконструкции мелких акцепторов бора, $2B^0 \Rightarrow B^+ + B^-$. Полученные результаты свидетельствуют о том, что эти центры с отрицательной корреляционной энергией ответственны за перенос дырочных биполяронов малого радиуса, который, по-видимому, лежит в основе механизма высокотемпературной сверхпроводимости $T_C = 145$ К. Причем значение величины сверхпроводящей щели, 0,044 эВ, определенное с помощью измерений критической температуры при использовании вышеуказанных методик, практически идентично данным локальной туннельной спектроскопии и прямой регистрации туннельных ВАХ. Квантование характеристик сверхпроводимости кремниевых сэндвич-наноструктур проявляется в температурных и полевых зависимостях теплоемкости и статической магнитной восприимчивости, которые демонстрируют осцилляции второго критического поля и критической температуры, возникающие вследствие квантования сверхтока.

PACS: 81.05.Cy, 81.07.-b, 74.10.+v, 74.78.-w

1. Введение

Развитие методов молекулярно-лучевой эпитаксии сделало возможным получение различных типов наноструктур, таких как квантовые проволоки и кристаллографически ориентированные системы квантовых точек, самоупорядочивающиеся непосредственно в процессе эпитаксиального роста двумерных слоев полупроводников $A^{III}B^V$ и $A^{II}B^VI$ [1–4]. Причем в основе формирования большинства известных до настоящего времени полупроводниковых наноструктур лежат процессы локального самоупорядочения атомов матрицы.

Между тем самоупорядоченные наноструктуры могут также возникать вследствие анизотропии диффузии примесных атомов и ионов при их внедрении в полупроводниковую решетку методами ионной имплантации и диффузии [5–7]. Подобная самоорганизация примесных центров резко усиливается при использовании метода неравновесной примесной диффузии в условиях контролируемой инжекции вакансий или собственных межузельных атомов [5,6,8,9]. В этом случае преимущество имеет применение планарной технологии, в рамках которой можно реализовать режим ускоренной диффузии легирующей примеси, стимулируя обменное взаимодействие примесного атома с собственным межузельным атомом (kick-out механизм диффузии) или вакансией (вакансионный механизм), а также осуществить резкое торможение примесной диффузии в режиме полной аннигиляции собственных дефектов.

Таким образом, ускоренную примесную диффузию целесообразно использовать для получения перпендикулярных поверхности двумерных слоев, содержащих самоупорядоченные примесные центры, тогда как формирование аналогичных слоев, параллельных поверхности, наиболее вероятно в условиях сильного торможения диффузии легирующей примеси. Применяя планарную технологию, можно достигнуть высокой плотности двумерных легированных слоев в приповерхностной области полупроводникового монокристалла. Вследствие этого следует ожидать, что диффузионные профили, полученные в процессе неравновесной примесной диффузии, будут состоять из поперечных или продольных квантовых ям, сформированных между двумерными легированными слоями, которые ориентированы соответственно перпендикулярно или параллельно плоскости профиля [5,6,10].

Получение самоупорядоченных полупроводниковых квантовых ям и сверхрешеток является одной из наиболее важных тематик современной физики полупроводников и наноэлектроники. Особенно актуальной она стала в последние годы в связи с задачами создания принципиально новых приборов наноэлектроники и оптоэлектроники, таких как транзисторы на одиночных электронах, одноэлектронные ячейки памяти и лазеры на внутризонных переходах. Основные исследования в данном направлении концентрируются на разработках планарной технологии кремниевой наноэлектроники с целью получения различных версий транзисторных структур, демонстрирующих эффекты транспорта одиночных элек-

[¶] E-mail: gafil@physics.abaz

тронов при комнатной температуре. Поэтому развитие новых технологий реализации полупроводниковых наноструктур ставит все большее число вопросов, касающихся микроскопической природы самоупорядоченных квантовых ям и разделяющих их двумерных барьеров, которые составляют основу для получения квантовых проволок и точек в рамках электростатического ограничения движения носителей тока.

С другой стороны, одним из важнейших направлений нанofизики и нанoeлектроники является изучение и применение наноразмерных джозефсоновских переходов [11,12]. Различные версии этих структур могут найти широкое применение в новом направлении нанoeлектроники — спинтронике, в рамках которого реализуются устройства, основанные не на транспорте электронов и дырок, а на пространственном изменении проекций их спинов. Основное внимание в рамках данного направления уделяется созданию так называемых гибридных систем или „сэндвичей“, составляющими которых являются сверхпроводники с тонкими прослойками нормальных металлов, а в последнее время — полупроводниковых наноструктур [13,14]. Причем одной из наиболее перспективных сэндвич-наноструктур является сверхзвуковая кремниевая квантовая яма p -типа, ограниченная двумерными сильно легированными слоями на поверхности кремния (100) n -типа проводимости [10], которые проявляют свойства высокотемпературных сверхпроводников, если в качестве легирующей примеси используется бор [15,16]. Следует отметить, что легирование бором позволило также обнаружить сверхпроводимость в объемных кристаллах алмаза [17].

Важным преимуществом кремниевых сэндвич-наноструктур является возможность их получения с помощью планарной технологии, что делает возможным в отличие от известных сэндвичей на основе полупроводниковых наноструктур и углеродных трубок [13,14] не только использовать в исследованиях туннельную спектроскопию, но и изучать их свойства в рамках холловской геометрии эксперимента.

Вышесказанное определяет цель настоящей работы, которая заключается в идентификации механизма сверхпроводящих свойств δ -барьеров, сильно легированных бором, ограничивающих кремниевую квантовую яму p -типа проводимости в сэндвич-наноструктуре. Экспериментальные данные, полученные при исследовании температурных зависимостей удельного сопротивления, коэффициента Зеебека, теплоемкости и статической магнитной восприимчивости, туннельных характеристик, а также электрических и оптических свойств, свидетельствуют о важной роли транспорта дырочных биполяронов в возникновении сверхпроводимости в кремниевых сэндвич-наноструктурах. В рамках предлагаемого механизма кремниевые сэндвич-наноструктуры приобретают свойства сверхпроводников II рода при достижении критической плотности двумерных дырок.

2. Получение и свойства самоупорядоченных кремниевых квантовых ям

2.1. Самоорганизация микродефектов на поверхности монокристаллического кремния

Известно, что формирование слоев окисла на поверхности монокристаллического кремния способствует генерации избыточных потоков собственных межузельных атомов и вакансий, которые имеют выделенное кристаллографическое направление соответственно вдоль осей $\langle 111 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$ (рис. 1, *a*) [8,9,18]. На начальной стадии окисления образование тонкого слоя окисла сопровождается генерацией избыточных межузельных атомов кремния, которые способны формировать небольшие микродефекты, тогда как противоположно направленные потоки вакансий приводят к их аннигиляции (рис. 1, *a*). Так как истоки и стоки избыточных межузельных атомов и вакансий на окисляющейся поверхности кремния (100) располагаются соответственно вблизи положительно и отрицательно заряженных реконструированных кремниевых оборванных связей [18], следует ожидать, что размеры микродефектов в форме пирамид, состоящих из собственных межузельных атомов, должны быть порядка 2 нм. Поэтому распределение микродефектов, созданных на начальной стадии окисления, по-видимому, представляет собой модификацию фрактала типа салфетки Серпинского со встроенной продольной самоупорядоченной кремниевой квантовой ямой (СККЯ) (рис. 1, *b*).

Следует отметить, что фрактальное распределение микродефектов воспроизводится при дальнейшем окислении поверхности кремния (100). Причем размеры отдельных микродефектов, зародышами которых являются P_b -центры [19], увеличиваются со временем окисления (рис. 1, *c*) [6]. Получение толстых слоев окисла приводит, однако, к преобладающей генерации вакансий окисленной поверхностью и, следовательно, к разрушению микродефектов, которое сопровождается самоорганизацией поперечных квантовых ям (рис. 1, *d*) [10,20].

Несмотря на то что как продольные, так и поперечные кремниевые квантовые ямы, внедренные во фрактальную систему микродефектов, представляют большой интерес при использовании в качестве основы для оптически и электрически активных микрорезонаторов в опто- и нанoeлектронике, присутствие оборванных связей на их границах является негативным фактором для практической реализации подобных структур. Поэтому для пассивации оборванных связей и других дефектов, созданных в процессе предварительного окисления подложек кремния (100), целесообразно применить последующую кратковременную диффузию бора, которая может привести к трансформации слоев микродефектов в нейтральные δ -барьеры, ограничивающие СККЯ (рис. 1, *e, f* и *g*).

В настоящей работе с этой целью использовались подложки Si (100) n -типа проводимости толщиной 0.35 мм

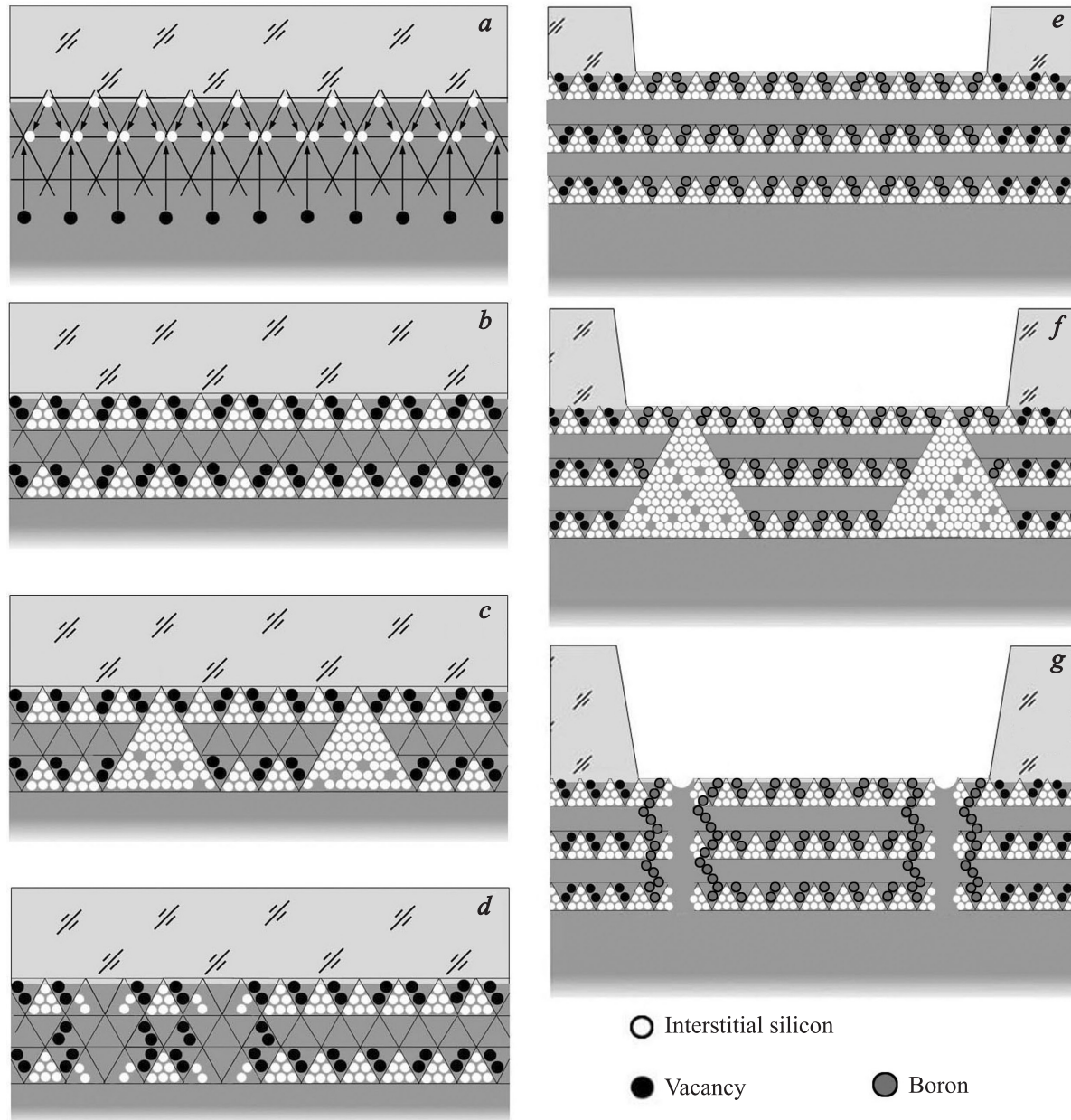


Рис. 1. Схема получения самоупорядоченных кремниевых квантовых ям (СККЯ) на поверхности Si (100) в условиях инжекции собственных межузельных атомов кремния (белые кружки) и вакансий (черные кружки) в процессе предварительного окисления (*a, b, c* и *d*) и последующей диффузии бора (*e, f* и *g*): *a* — избыточные потоки собственных межузельных атомов кремния и вакансий, которые генерируются в процессе предварительного окисления поверхности Si (100) и кристаллографически ориентированы соответственно вдоль осей [111] и [100]. *b* и *d* — схема продольных и поперечных СККЯ, которые возникают между слоями микродефектов, формирующихся из собственных межузельных атомов кремния на стадии получения соответственно тонкого (*b*) и толстого (*c*) слоя окисла на поверхности Si (100). Кроме того, в процессе получения средних и толстых слоев окисла на поверхности Si (100) осуществляется фрактальная самоорганизация микродефектов (*c*). *e, f* и *g* — схема последующей пассивации микродефектов в СККЯ в условиях кратковременной диффузии бора по вакансионному механизму (темные области) в рамках планарной кремниевой технологии.

с удельным сопротивлением 500 и 20 Ом·см, которые были предварительно окислены при температуре 1150°C в атмосфере сухого кислорода, содержащей пары CCl_4 . Толщина слоев окисла зависит от длительности процесса окисления, который варьировался от 20 мин до 24 ч.

В дальнейшем для получения и исследования продольных СККЯ основное внимание уделялось образцам с тонким окислом, 0,22 мкм, в котором с помощью фотолитографии вскрывались окна в холловской геометрии для проведения кратковременной диффузии бора из

газовой фазы при $T_{\text{дифф}} = 900^\circ\text{C}$. Известно, что при данной температуре устанавливается паритет между различными диффузионными механизмами [5,6,8,20], приводящий к резкому замедлению диффузии бора в кремнии, что способствует оптимальной пассивации слоев микродефектов, ограничивающих СККЯ (рис. 1, *e*, *f* и *g*). Следует отметить, что микродефекты в форме пирамид, состоящих из собственных межузельных атомов, которые проявлялись на стадии химического травления [6], не исчезали и после кратковременной диффузии бора (рис. 1, *e*).

Анализ полученных сверхмелких профилей концентрации бора, проведенный методом масс-спектрометрии вторичных ионов (ВИМС) [21], показал, что их глубина не превышала 7 нм [5,6,20]. Таким образом, глубина диффузионных профилей практически соответствовала ожидаемому вертикальному размеру самоупорядоченной кремниевой наноструктуры, состоящей из продольной СККЯ, ограниченной δ -барьерами. В свою очередь наличие данной квантовой ямы p -типа проводимости на поверхности Si (100) n -типа контролировалось с помощью четырехзондового метода в условиях послойного травливания [10,20], тогда как при использовании для этой цели ВИМС-методики возникали определенные трудности, обусловленные ограничениями ее разрешающей способности и сглаживанием сверхмелкого диффузионного профиля вследствие диффузии примесных атомов под ионным пучком [5,6].

Характеристики одиночной СККЯ p -типа проводимости были идентифицированы по данным угловых зависимостей циклотронного резонанса (ЦР) электронов и дырок при вращении магнитного поля в плоскости {110}, перпендикулярной плоскости диффузионного профиля бора на поверхности Si (100) [22]. При этом гашение и сдвиг линий ЦР, зарегистрированных с помощью ЭПР спектрометра (X-band, 9.1–9.5 ГГц), продемонстрировали 180° симметрию при ориентации магнитного поля параллельно плоскости полученного сверхмелкого профиля бора, что однозначно указывало на ориентацию квантовой ямы параллельно плоскости (100) (рис. 1, *e*). Значения времени свободного пробега, оцененные из ширины необычно узких линий ЦР для электронов $\tau \cong 7 \cdot 10^{-10}$ с, для легких $\tau \cong 5 \cdot 10^{-10}$ с и тяжелых $\tau \geq 5 \cdot 10^{-10}$ с дырок, напрямую свидетельствовали о высокой подвижности двумерных носителей тока, $\mu \geq 200 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ [20,22]. Этот результат является достаточно неожиданным, принимая во внимание высокий уровень легирования бором δ -барьеров, $5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, между которыми сформирована кремниевая квантовая яма. Для его объяснения были использованы данные ЭПР, которые показали, что сильно легированные δ -барьеры демонстрируют столь необычные свойства, поскольку состоят из тригональных примесных диполей $B^+ - B^-$ [20].

Результаты исследований СККЯ p -типа на подложке Si (100) n -типа, полученные с помощью сканирующей

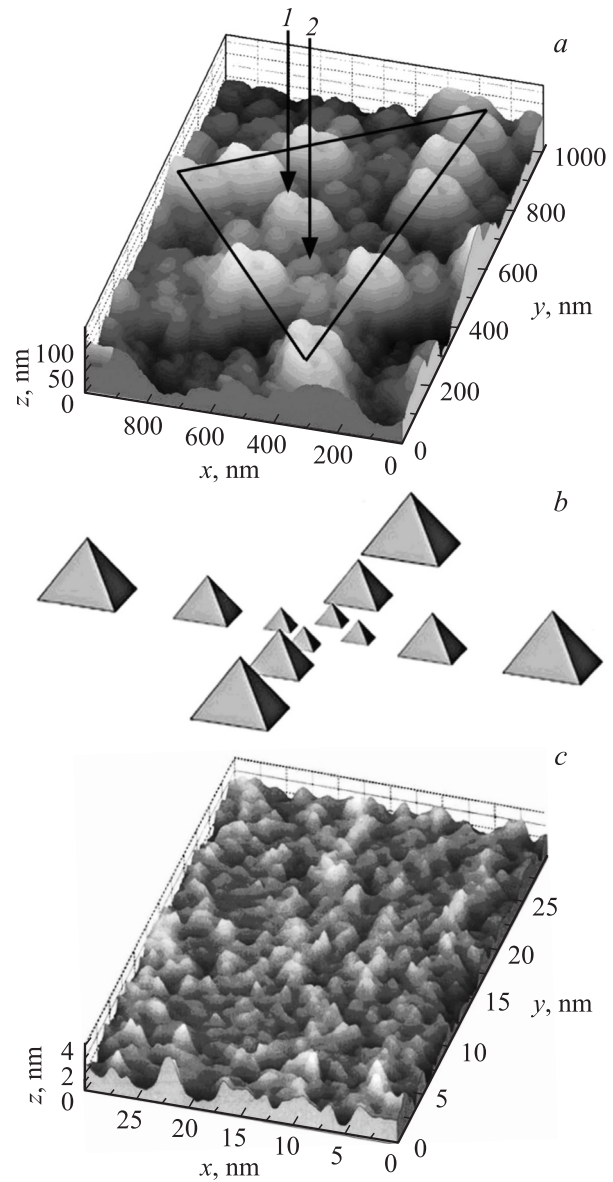


Рис. 2. *a* — трехмерное изображение сильно легированного бором δ -барьера, ограничивающего СККЯ p -типа в сэндвич-наноструктуре на поверхности Si (100) n -типа с предварительно нанесенным средним слоем окисла, полученное с помощью сканирующей туннельной микроскопии (СТМ). $X \parallel [001]$, $Y \parallel [010]$, $Z \parallel [100]$. Сплошная линия, образующая треугольник, а также стрелки, отмеченные цифрами 1 и 2, выявляют микродефекты, состоящие из межузельных атомов кремния, с размерами 740, 225 и 68 нм соответственно, которые свидетельствуют о наличии их фрактальной самоорганизации. *b* — модель самоупорядоченной системы микрорезонаторов, сформированной в условиях фрактальной самоорганизации микродефектов на поверхности Si (100). *c* — фрагмент трехмерного СТМ-изображения, который демонстрирует микродефекты минимального размера, 2 нм, возникающие на стадии самоорганизации сильнолегированных бором δ -барьеров, ограничивающих СККЯ p -типа в сэндвич-наноструктуре на поверхности Si (100) n -типа с предварительно нанесенным средним слоем окисла.

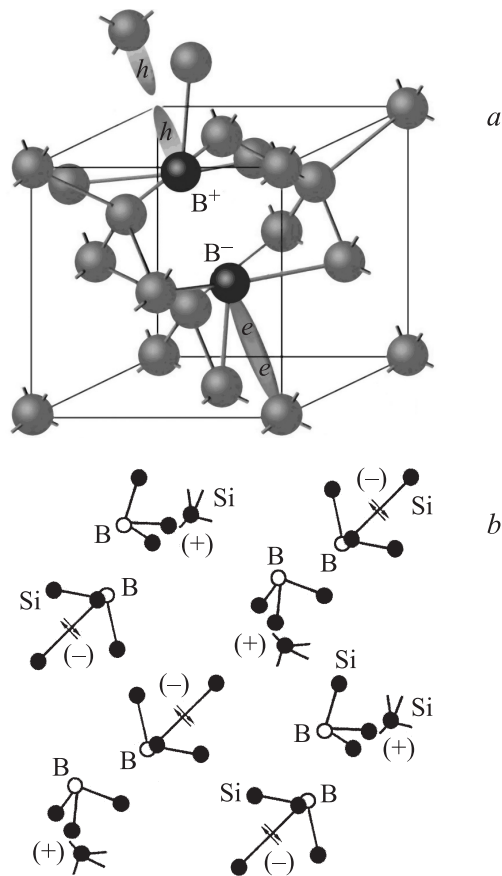


Рис. 3. *a* — модель реконструкции мелких акцепторов бора, которая сопровождается образованием тригональных дипольных центров бора, $B^+ - B^-$, с отрицательной корреляционной энергией. *b* — двумерная подрешетка дипольных центров бора, чередующихся с нелегированными микродефектами, которая является основой формирования наноструктурированных δ -барьеров, ограничивающих СККЯ в сэндвич-наноструктуре на поверхности Si (100).

туннельной микроскопии (СТМ), показали, что ограничивающие ее сильно легированные бором, $5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, δ -барьеры действительно представляют собой чередующуюся последовательность нелегированных тетраэдрических микродефектов и легированных квантовых точек с размерами, ограниченными 2 нм (рис. 1, *e* и 2, *c*). Кроме того, СТМ изображения демонстрируют, что отношение между размерами межузельных микродефектов, формирующимися на различных стадиях окисления поверхности Si (100), является постоянной величиной, равной 3.3, тем самым идентифицируя самоупорядочение этих микродефектов как результат самоорганизации фрактального типа (рис. 1, *f* и 2, *a-c*). Анализ СТМ изображения дает возможность предположить, что минимальный размер наблюдаемых микродефектов межузельного типа, 2 нм, согласуется с параметрами, предсказанными в тетрагональной модели кластера Si_{60} [23] (рис. 2, *c*). Причем каждая легированная квантовая точка, локализованная между тетраэдрическими микродефектами,

по данным ЭПР, содержит два примесных атома бора, реконструированных в тригональный дипольный центр (рис. 3, *a* и *b*) [20]. Тригональный спектр ЭПР возникает в этом случае вследствие синглет-триплетного перехода в системе дырочных биполяронов малого радиуса, который индуцируется обменным взаимодействием через двумерные дырки в СККЯ [20].

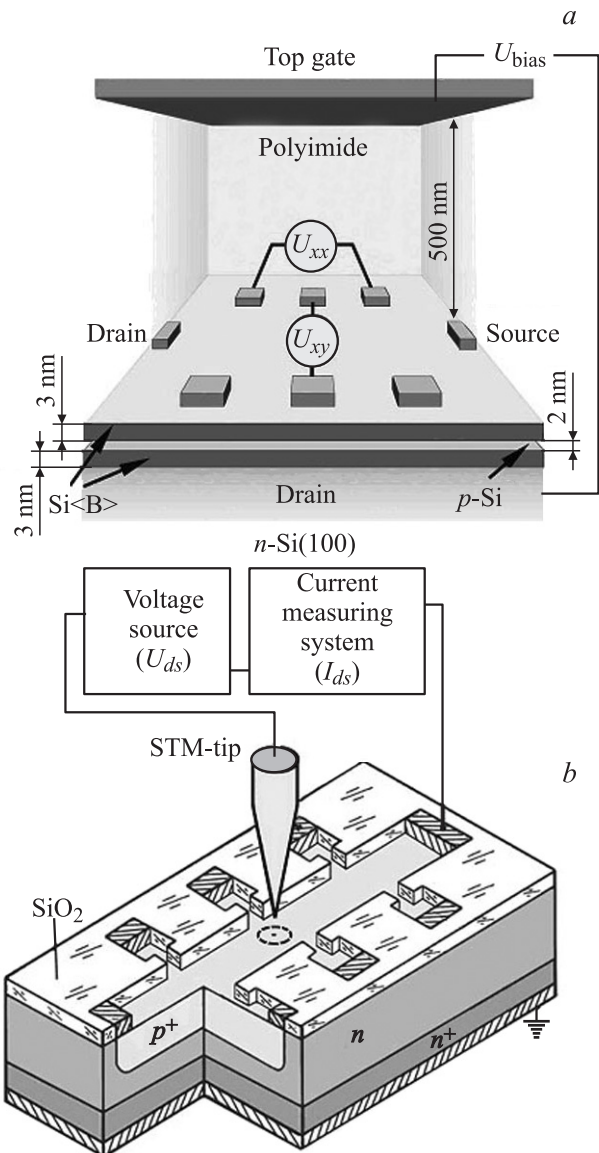


Рис. 4. *a* — планарная структура, выполненная в рамках холловской геометрии для изучения оптических и электрических свойств СККЯ p -типа проводимости на поверхности Si (100) n -типа, ограниченной сильно легированными бором δ -барьерами в условиях изменения величины плотности двумерных дырок с помощью вертикального управляющего затвора. *b* — планарная структура, выполненная в рамках холловской геометрии для регистрации локальных туннельных ВАХ в условиях подвода СТМ-иглы к сильно легированному бором δ -барьеру, ограничивающего СККЯ p -типа проводимости на поверхности Si (100) n -типа. Пунктир показывает область точечного контакта СТМ.

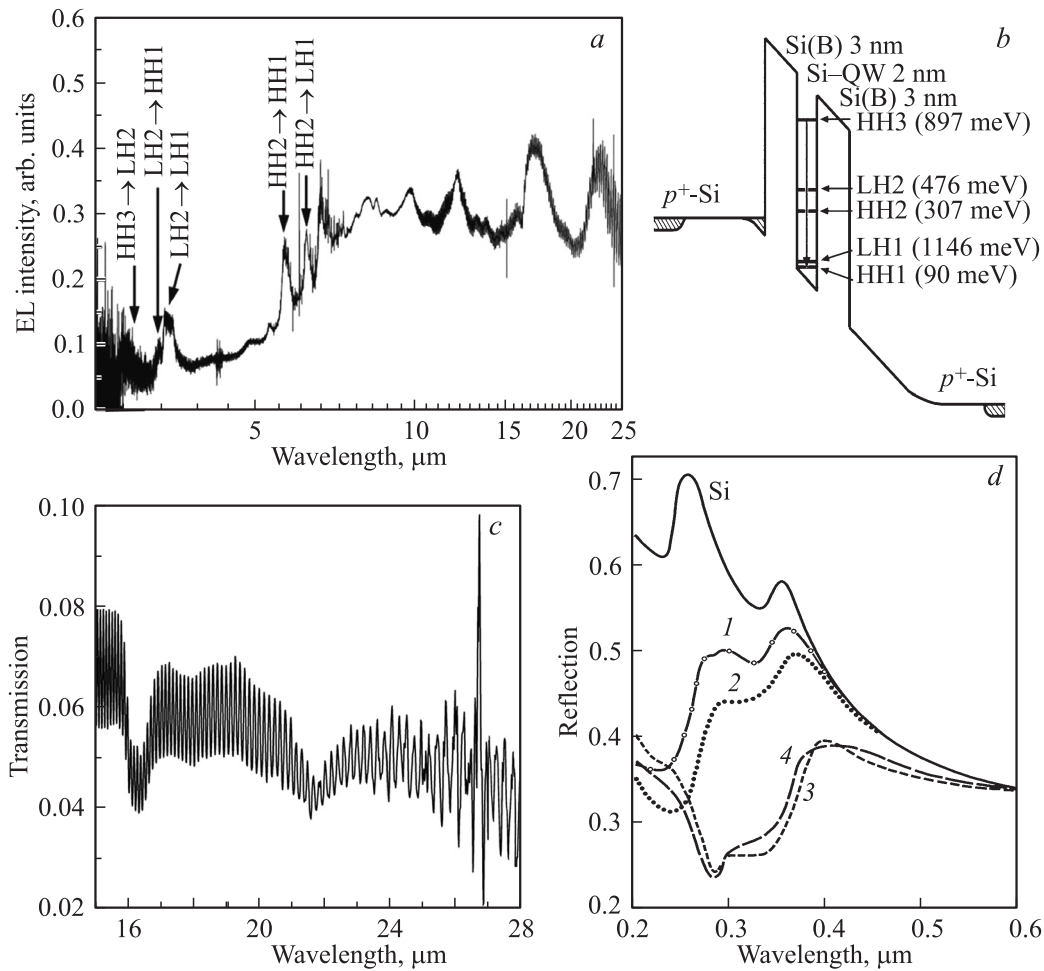


Рис. 5. *a* — спектр электролюминесценции, индуцированной внутрizonными дырочными переходами в СККЯ *p*-типа проводимости, ограниченной сильно легированными бором δ -барьерами на поверхности Si (100) *n*-типа. (Для регистрации электролюминесценции при $T = 300$ К использовался ИК фурье-спектрометр IFS-115). *b* — уровни размерного квантования тяжелой и легкой двумерных дырок в СККЯ *p*-типа проводимости, ограниченной сильно легированными бором δ -барьерами на поверхности Si (100) *n*-типа. (Позиции уровней размерного квантования идентифицированы на основании данных спектра электролюминесценции). *c* — спектр пропускания СККЯ *p*-типа проводимости, ограниченной сильно легированными бором δ -барьерами на поверхности Si (100) *n*-типа, демонстрирующий наличие локальной фоновой моды $\lambda = 16.4$ мкм и сверхпроводящей щели $\lambda = 26.9$ мкм. *d* — спектр отражения от поверхности монокристаллического Si (100) *n*-типа сильно легированного бором δ -барьера, ограничивающего СККЯ. Кривые 1–4 демонстрируют влияние концентрации бора: 1 — 0.2, 2 — 0.3, 3 — 0.35, 4 — 0.4. Кривая 4 относится к сэндвич-наноструктуре с концентрацией бора, равной $5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$.

В рамках предложенной модели [15,16,20] реконструкция мелких акцепторов бора, приводящая к образованию нейтральных дипольных центров: $2B^0 \rightarrow B^- + B^+$, должна сопровождаться формированием корреляционной энергетической щели в плотности состояний вырожденного двумерного дырочного газа. Идентификация данной энергетической щели на основе результатов исследований туннельных характеристик и температурной зависимости коэффициента Зеебека, как будет показано далее, позволяет объяснить вышеприведенные высокие значения подвижности носителей тока. Следует отметить, что подрешетка биполяронов (рис. 3, *b*) ответственна не только за возникновение корреляционной энергетической щели, но и определяет строение одно-

электронной зонной схемы сильно легированных бором δ -барьеров, ограничивающих СККЯ [16].

2.2. Оптические и электрические свойства СККЯ

Идентификация позиций уровней квантования двумерных дырок в СККЯ проводилась на основании анализа данных спектров электролюминесценции, полученных при комнатной температуре с помощью ИК фурье-спектрометра IFS-115 Bruker Physik AG. Исследуемая структура была выполнена в рамках холловской геометрии с вертикальным затвором, который позволял управлять величиной спин-орбитального взаимодействия в

валентной зоне СККЯ с помощью напряжения смещения на $p^+ - n$ -переходе (рис. 4, *a*).

Позиции максимумов в спектрах электролюминесценции (рис. 5, *a*) соответствуют величинам энергии внутризонных оптических переходов между уровнями размерного квантования двумерных дырок, что позволило идентифицировать их позиции (рис. 5, *b*), которые согласуются с расчетными данными для узких квантовых ям (< 5 нм) [24,25]. Энергетические позиции уровней размерного квантования легких и тяжелых дырок НН1 (90 мэВ) и НН2 (307 мэВ), ЛН1 (114 мэВ) и ЛН2 (476 мэВ), НН3 (897 мэВ) позволяют исследовать влияние квантово-размерных эффектов на характеристики транспорта носителей тока при высоких температурах. Кроме того, во всем спектре электролюминесценции (рис. 5, *a*) наблюдается тера- и гигагерцевая модуляция, которая обусловлена дополнительными условиями размерного квантования дырок, возникающими вследствие их андреевского отражения на δ -барьерах [26]. Было обнаружено, что глубина тера- и гигагерцевой модуляции увеличивалась при введении в плоскость СККЯ микрорезонаторов, характеристики которых контролировались с помощью сканирующей туннельной микроскопии, а также спектральных зависимостей коэффициентов пропускания в ИК-диапазоне длин волн [26].

Как отмечено выше, кроме уровней размерного квантования дырок в СККЯ, энергетическое строение сандвич-наноструктуры зависит от одноэлектронной зонной схемы ограничивающих ее сильно легированных бором δ -барьеров, характеристики которой изучались с помощью спектрофотометра UV-VIS Specord M40 (Carl Zeiss Jena), снабженного для измерения отражения интегрирующей сферой. На рис. 5, *d* представлены спектры отражения от δ -барьеров с различной концентрацией бора. Для всех исследуемых образцов наблюдалось характерное снижение значений $R(\lambda)$ по сравнению со спектром отражения от несильно легированного монокристаллического кремния, а также размытие пиков при значениях $\lambda = 354$ и 275 нм, обусловленных переходами между $\Gamma - L$ -долинами вблизи X точки в зоне Бриллюэна, первый из которых связан с прямыми переходами $\Gamma'_{25} - \Gamma_{15}$, $L'_3 - L_1$ и $\Gamma'_{25} - \Gamma_2$, а второй — $X_4 - X_1$ и $\Sigma_4 - \Sigma_1$ [27].

Анализ спектральной зависимости коэффициента отражения показывает, что наличие микрорезонаторов, самоорганизующихся между самоупорядоченными микродефектами средних размеров, наиболее сильно снижает $R(\lambda)$ в коротковолновой области (200–330 нм), в то время как присутствие более крупных микродефектов способствует эффективному отражению света в более длинноволновой области спектра ($\lambda > 330$ нм). Причем сопоставление с данными СТМ демонстрирует, что позиция минимума коэффициента отражения в спектральной зависимости $R(\lambda)$ и размеры микрорезонатора хорошо взаимосвязаны в рамках соотношения Вульфа–Брэгга: $X = \lambda/2n$, где X — размер микрорезонатора, λ — длина волны, n — коэффициент преломления света в кремнии

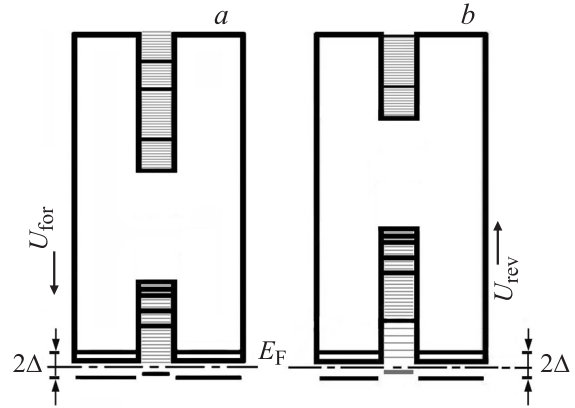


Рис. 6. Одноэлектронная зонная схема СККЯ p -типа, ограниченной сверхпроводящими δ -барьерами на поверхности Si (100) n -типа, в условиях прямого (*a*) и обратного (*b*) напряжения. Показаны позиции уровней размерного квантования дырок в валентной зоне (широкие линии), спектр уровней, возникающих вследствие квантовой интерференции баллистических дырок на δ -барьерах (тонкие линии с зазором $\Delta E \approx 0.05$ эВ), и спектр уровней размерного квантования в заполненной до краев СККЯ, который отражает влияние кулоновского взаимодействия (тонкие линии с зазором 0.1 эВ (*b*)).

(рис. 2, *a* и 5, *d*). Резкое уменьшение $R(\lambda)$ в позициях переходов $\Gamma'_{25} - \Gamma_2$ и $X_4 - X_1$, по-видимому, обусловлено формированием широкозонного полупроводникового слоя при увеличении концентрации бора (рис. 5, *d*). Подобное поведение $R(\lambda)$ поддерживает высказанное выше предположение, что роль последовательности легированных квантовых точек, формирующих подрешетку биполярнонов, заключается в определении зонной структуры δ -барьеров с энергетическим ограничением более 1.25 эВ в зоне проводимости и валентной зоне СККЯ (рис. 6).

2.3. Сверхпроводимость δ -барьеров, ограничивающих кремниевые квантовые ямы на поверхности Si (100)

В процессе исследований оптических и электрических свойств δ -барьеров было обнаружено, что, как и большинство твердых тел, содержащих биполярноны малого радиуса [28–32], они находятся в режиме экситонного диэлектрика, если плотность двумерных дырок в СККЯ не превышает 10^{11} см $^{-2}$ [10,33]. Однако высокая плотность дырок в СККЯ ($\geq 10^{11}$ см $^{-2}$), как оказалось, способствует возникновению сверхпроводимости δ -барьеров, тем самым формируя кремниевую наноструктуру внутри сверхпроводящей оболочки [15,16]. Далее приводятся данные электрических, магнитных и оптических измерений, которые показывают, что сверхпроводящие свойства кремниевых сандвич-наноструктур существенно зависят от характеристик транспорта дырочных биполярнонов.

Измерения были выполнены в холловской геометрии на образце с высокой исходной плотностью двумерных дырок в СККЯ, $6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ (рис. 4, *a*). Кроме того, идентичный образец использовался в исследованиях локальной туннельной спектроскопии СККЯ с помощью СТМ спектрометра, способного регистрировать туннельный ток в зависимости от напряжения, приложенного между иглой и одним из холловских контактов (рис. 4, *b*).

Вольт-амперные характеристики (ВАХ), измеренные при разных температурах, демонстрируют омический характер, и температурная зависимость сопротивления соответствует поведению двумерного металла в интервале 220–300 К (рис. 7, *a*). Ниже 220 К сопротивление сначала возрастает до значения 6.453 кОм, а затем резко падает, достигая при $T = 145 \text{ К}$ пренебрежимо малых значений. Следует отметить, что возникновение добавочного пика в ходе резкого уменьшения сопротивления (рис. 7, *a*), по-видимому, свидетельствует о сверхпроводящих свойствах, обусловленных процессами переноса биполярных малого радиуса. Поведение этого пика в значениях сопротивления, возникающего при понижении температуры, хорошо описывается с помощью логарифмической зависимости, что указывает на возможный вклад эффекта Кондо в рассеяние одиночных двумерных дырок на дипольных центрах бора с отрицательной корреляционной энергией вблизи границы раздела СККЯ и δ -барьеров.

Как и ожидалось, в условиях внешнего магнитного поля резкий спад сопротивления наблюдался при более низких температурах, чем в его отсутствие (рис. 7, *a*). Причем эти изменения сопровождались уширением области перехода и сохранением величины добавочного пика сопротивления. Подобное поведение, характерное для неоднородной сверхпроводящей структуры, показывает, что кондо-рассеяние, по-видимому, является предвестником оптимального туннелирования одиночных дырок через дипольные центры бора, которое выявляется позициями добавочных пиков в температурной зависимости удельного сопротивления и термоэдс (рис. 7, *a* и *b*) [34]. Этот процесс относится к туннелированию электронов проводимости через центры с отрицательной корреляционной энергией, которое благоприятствует увеличению температуры сверхпроводящего перехода T_C в эвтектиках типа металл-кремний [35,36]. Эффект туннелирования одиночных дырок также, возможно, смягчает условия так называемого „узкого горла“ в биполярном механизме высокотемпературной сверхпроводимости, который следует из меньшего расстояния между центрами с отрицательной корреляционной энергией, чем длина когерентности [29,37,38]. Кроме того, два экспериментальных факта должны быть специально отмечены. Во-первых, максимальное значение сопротивления в добавочном пике, $6.453 \text{ кОм} \approx h/4e^2$, не зависит от значения внешнего магнитного поля. Во-вторых, неожиданным является то, что внешнее магнитное поле стабилизирует δ -барьер в состоянии двумерного металла вплоть до значений температур, соответствующих

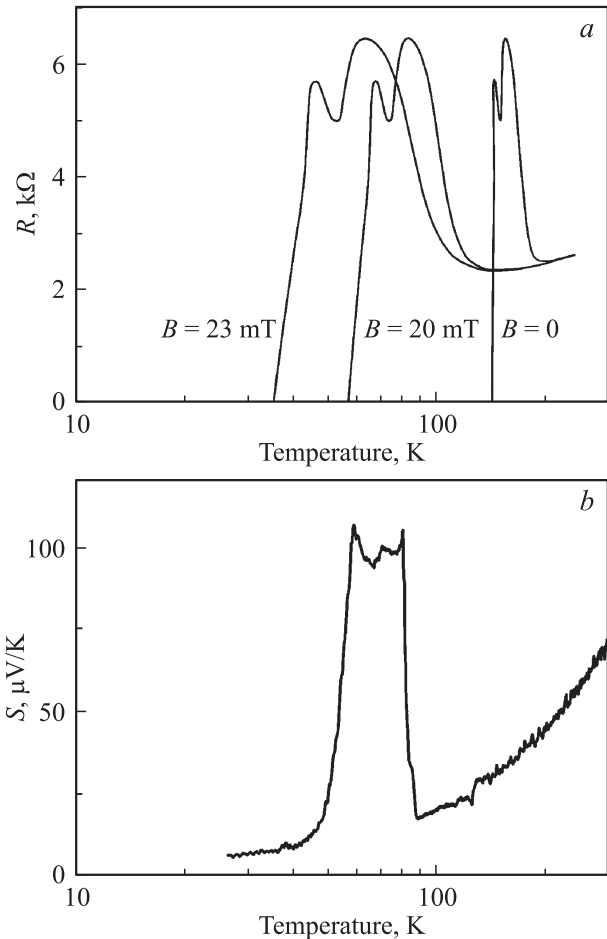


Рис. 7. Температурные зависимости электрического удельного сопротивления (*a*) и термоэдс (коэффициент Зеебека) (*b*) СККЯ *p*-типа проводимости, ограниченной δ -барьерами, сильно легированными бором на поверхности Si (100) *n*-типа, полученные при охлаждении в отсутствие и при наличии внешнего магнитного поля.

сверхпроводящему переходу (рис. 7, *a*). Таким образом, δ -барьеры, ограничивающие СККЯ, по-видимому, самоорганизуются подобно графену [39] благодаря сильному легированию бором, которое приводит к формированию центров с отрицательной корреляционной энергией.

Значение критической температуры $T_C = 145 \text{ К}$, а также величина сверхпроводящей щели $2\Delta = 0.044 \text{ эВ}$ и второго критического поля $H_{c2} = 0.22 \text{ Т}$, определенные с помощью известных соотношений $2\Delta = 3.52kT_C$ и $H_{c2} = -0.69(dH_{c2}/dT|_{T_C})T_C$ [40] на основании данных измерений сопротивления и термоэдс, согласуются с результатами исследований температурных и полевых зависимостей статической магнитной восприимчивости (рис. 8, 9, *a*, *b* и *c*). Эти зависимости измерялись в интервале температур 3.5–300 К методом Фарадея. Причем высокая чувствительность, $10^{-9} - 10^{-10} \text{ CGS}$, балансного спектрометра MGD31FG обеспечивала высокую стабильность калибровки значений BdB/dx . В свою очередь для калибровки BdB/dx использовались монокри-

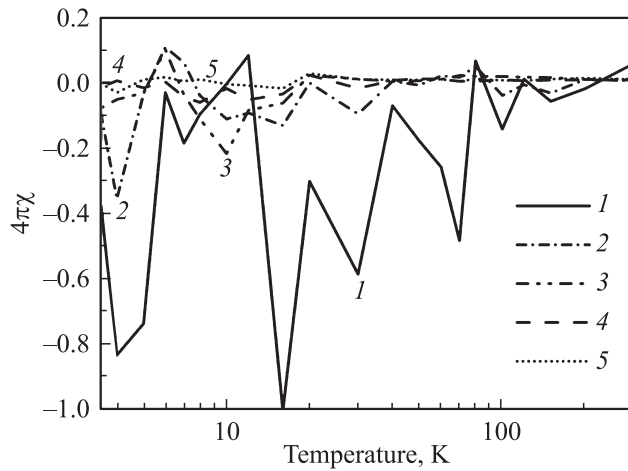


Рис. 8. Температурная зависимость статической магнитной восприимчивости, полученная при охлаждении в магнитном поле СККЯ p -типа проводимости, ограниченной δ -барьерами, сильно легированными бором на поверхности Si (100) n -типа. Диамагнитный отклик проявляется после выключения магнитного поля, мТ: 1 — 10, 2 — 20, 3 — 30, 4 — 40, 5 — 50.

сталлы чистого InP, которые характеризуются температурной стабильностью значения магнитной восприимчивости $\chi = -313 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{г}$ [16] и подобны по форме и размерам исследуемым образцам Si (100) с сэндвич-наноструктурами.

Интервал температур, соответствующий диамагнитному отклику при охлаждении, совпадает с температурным диапазоном резкого уменьшения удельного сопротивления и термоэдс, тем самым подтверждая роль зарядовых корреляций, локализованных на центрах с отрицательной корреляционной энергией, при кондо-подобном рассеянии и увеличении T_C (рис. 8 и 9, *a*). Манипулирование последовательностью включения и выключения внешнего магнитного поля выявило характерный гистерезис статической магнитной восприимчивости, который обусловлен влиянием матрицы джозефсоновских переходов (рис. 2, *c*) на процессы пиннинга магнитного потока в сверхпроводящих δ -барьерах, сильно легированных бором (рис. 9, *b*).

Диаграмма магнитной восприимчивости от температуры и магнитного поля ($B-T$), показанная на рис. 9, *a*, *b* и *c*, позволяет определить значение второго критического поля H_{C2} , $H_{C2} = 0.22 \text{ Т}$, которое практически идентично величине, полученной из измерений сопротивления в магнитном поле. Следует отметить, что оценка длины когерентности с помощью экспериментально измеренного значения H_{C2} , $\xi = 39 \text{ нм}$, где $\xi = (\Phi_0/2\pi H_{C2})^{1/2}$, $\Phi_0 = h/2e$, находится в хорошем соответствии с величинами сверхпроводящей щели 2Δ и первого критического магнитного поля $H_{C1} = 215 \text{ Э}$, определенного визуально из данных рис. 9, *a*. При этом привлекло внимание соотношение длины когерентности и критической температуры: $\xi = 0.18 \cdot hv_F/2\pi k_B T_c$ [41], где v_F — фермиевская скорость.

Осцилляции значений магнитной восприимчивости, наблюдаемые при изменении магнитного поля и температуры, по-видимому, обусловлены поведением многоквантовых вихрей, которые самоорганизуются внутри δ -барьеров [42] (рис. 9, *b* и *c*). Центрами захвата этих вихрей, по всей видимости, являются микродефекты, состоящие из межузельных атомов кремния, которые идентифицированы с помощью СТМ (рис. 2, *a-c*). Сформированные таким образом самоупорядоченные пиннинговые решетки вихрей могут быть рассмотрены как фрактальные последовательности антиточек, внедренные в систему квантовых точек, содержащих дипольные центры бора (рис. 3, *a*). Каждая из антиточек, которые в работах по наномagnetизму и сверхпроводимости обозначаются как „ratchets“ — крысиные норы, способна захватить один или несколько вихрей и тем самым усилить критический ток [42,43]. При этом второе критическое поле H_{C2} , очевидно, ступенчатым образом зависит как от температуры, так и от внешнего магнитного поля, поскольку критический ток возрастает дискретно каждый раз, когда очередной вихрь захватывается на антиточку. В частности, ступенчатое возрастание критического тока проявляется в виде осцилляций диамагнитного отклика (рис. 8 и 9, *c*). Причем период этих осцилляций, определенный из данных рис. 9, *c*, соответствует расстоянию между микродефектами со средним размером 68 нм, идентифицированных с помощью СТМ (рис. 2, *a*): $\Delta B \cdot S = \Phi_0$, где ΔB — период осцилляций, $S = \pi d^2/4$, d — расстояние между антиточками ($d \approx 120 \text{ нм}$). Следует отметить, что температурная зависимость $H_{C2}(T)$ находится в хорошем согласии с величиной этого периода, поскольку каждый максимум диамагнитного отклика в $B-T$ диаграмме сопровождается возникновением температурного сателлита, сдвинутого приблизительно на 140 К в область высоких температур (рис. 9, *c*). Кроме того, $B-T$ диаграмма проявляет эффект квантования критического тока, который, по-видимому, обусловлен последовательным захватом вихрей на антиточки (рис. 9, *b*) [43].

Аналогичный эффект квантования и усиления критического тока следует также из результатов исследований поведения скачка теплоемкости при $T = T_C$ в зависимости от внешнего магнитного поля (рис. 10, *a* и *b*). В нулевом магнитном поле этот скачок теплоемкости наблюдается при температуре 152 К, что близко к значению T_C , определенному из измерений температурных и полевых зависимостей сопротивления и статической магнитной восприимчивости. Тем не менее на рис. 10, *a* показано, что чем больше внешнее магнитное поле, тем при более низких температурах регистрируется скачок теплоемкости. Следует отметить, что достаточно большая величина скачка теплоемкости, обнаруженная в процессе данных экспериментов, объясняется, если принять во внимание аномально низкое значение эффективной массы двумерных дырок в кремниевых сэндвич-наноструктурах [33]. Кроме того, видно, что ход магнетопольных осцилляций значений температуры,

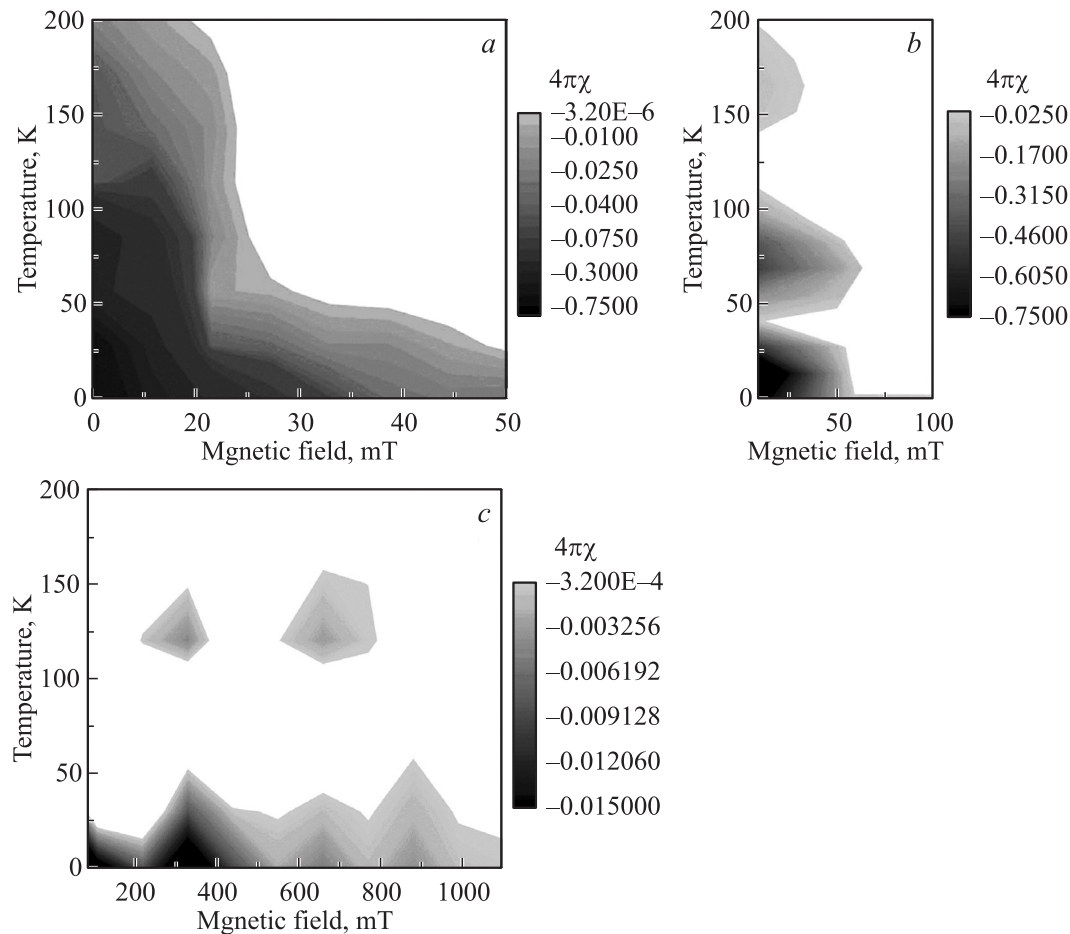


Рис. 9. Диаграмма статической магнитной восприимчивости СККЯ p -типа проводимости, ограниченной δ -барьерами, сильно легированными бором на поверхности Si (100) n -типа, в зависимости от температуры и магнитного поля, которая наблюдалась при охлаждении образца в магнитном поле. Диамагнитный отклик проявляется после выключения магнитного поля (a) и демонстрирует также осцилляции магнитной восприимчивости, которые обусловлены захватом квантовых вихрей на микродефекты, состоящие из межузельных атомов кремния (b), и квантованием критического тока (c). Значение первого критического поля, $H_{c1} = 215 \text{ Э}$, может быть визуально определено из диаграммы (a).

при которых наблюдается скачок теплоемкости, хорошо согласуется с соответствующим поведением диамагнитного отклика, что дополнительно свидетельствует о важной роли вихрей в механизме сверхпроводимости в наноструктурированных δ -барьерах (рис. 10, b).

Полученные результаты показывают, что значения сверхпроводящей щели, определенные из измерений T_C при использовании различных методик, практически идентичны, 0.044 эВ. Тем не менее для наиболее точной идентификации сверхпроводящей щели в кремниевой сэндвич-наноструктуре полезно применить прямые методы, основанные на принципах туннельной спектроскопии (рис. 4, b). Так как наноструктурированные δ -барьеры самоорганизованы в чередующиеся последовательности квантовых точек, содержащих одиночные дипольные центры бора, и антиочек, состоящих из межузельных атомов кремния (рис. 2, c), туннельный ток может быть зарегистрирован в рамках холловской геометрии (рис. 4, b). Измеренная туннельная ВАХ прямо

демонстрирует, что величина сверхпроводящей щели в отсутствие внешнего магнитного поля равна 0.044 эВ (рис. 11, a). Следует отметить, что, для того чтобы увеличить разрешение туннельной ВАХ, необходимо нивелировать разброс в значениях сверхпроводящей щели в плоскости δ -барьеров. Поэтому в прецизионных измерениях туннельных ВАХ целесообразно использовать одномерные конструкции, приготовленные на поверхности δ -барьеров с помощью методики расщепленного затвора [10,20,44].

Кроме того, для прямой регистрации наличия сверхпроводящей щели может быть использована методика локальной туннельной спектроскопии (ЛТС) [10,45,46]. С ее помощью локальная плотность состояний определяется при измерении туннельного тока в условиях развертки напряжения, приложенного к СТМ-игле, позиция которой поддерживается в фиксированном вертикальном положении (рис. 4, b) [46]. В этом случае, если к δ -барьерам приложить отрицательное напряжение, дыр-

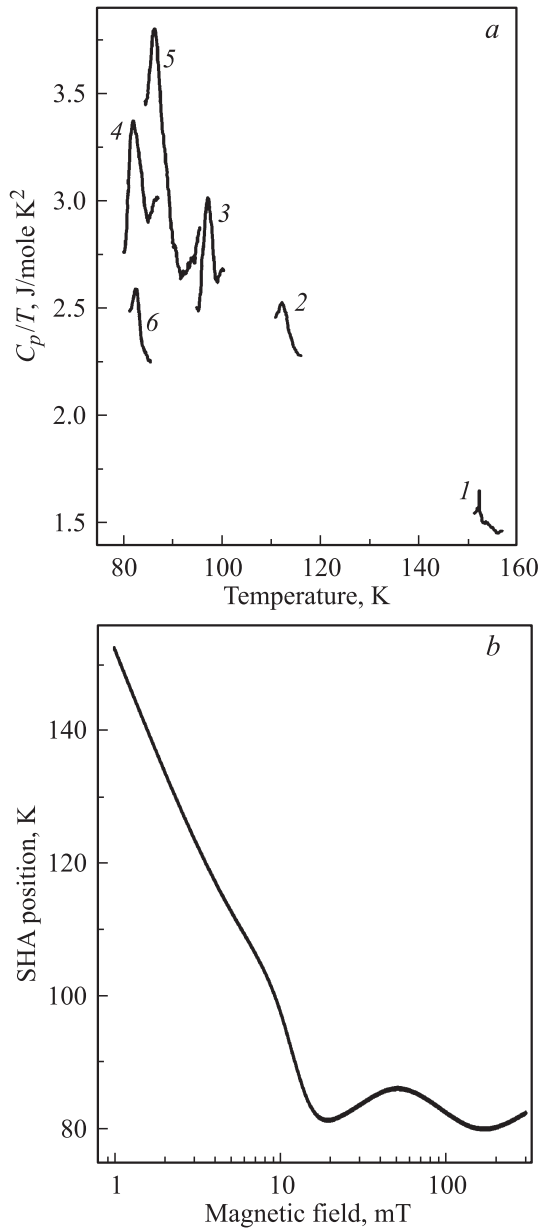


Рис. 10. *a* — температурная зависимость теплоемкости, которая проявляет критическую температуру сверхпроводящего перехода в СККЯ *p*-типа проводимости, ограниченной δ -барьерами, сильно легированными бором на поверхности Si (100) *n*-типа, зависящую от величины внешнего магнитного поля, мТ: 1 — 0, 2 — 5, 3 — 10, 4 — 21.5, 5 — 50, 6 — 300. *b* — осцилляции критической температуры в зависимости от внешнего магнитного поля, которые, по-видимому, обусловлены квантованием критического тока.

ки будут туннелировать, заполняя свободные состояния в образце, в то время как положительное напряжение будет способствовать их опустошению. Так как условия транспорта двумерных дырок в исследуемых сэндвич-наноструктурах близки к идеальным [10,15,20,44], регистрация спектров туннельной проводимости обеспечивает измерения локальной плотности состояний, та-

ким образом позволяя прецизионно определить величину сверхпроводящей щели. Во многом благодаря этому обстоятельству ЛТС-ВАХ сэндвич-наноструктура на рис. 11, *b*, которая идентична проанализированной выше, также демонстрирует величину сверхпроводящей щели, равную 0.044 эВ, что находится в хорошем согласии с данными измерений критической температуры и второго критического поля.

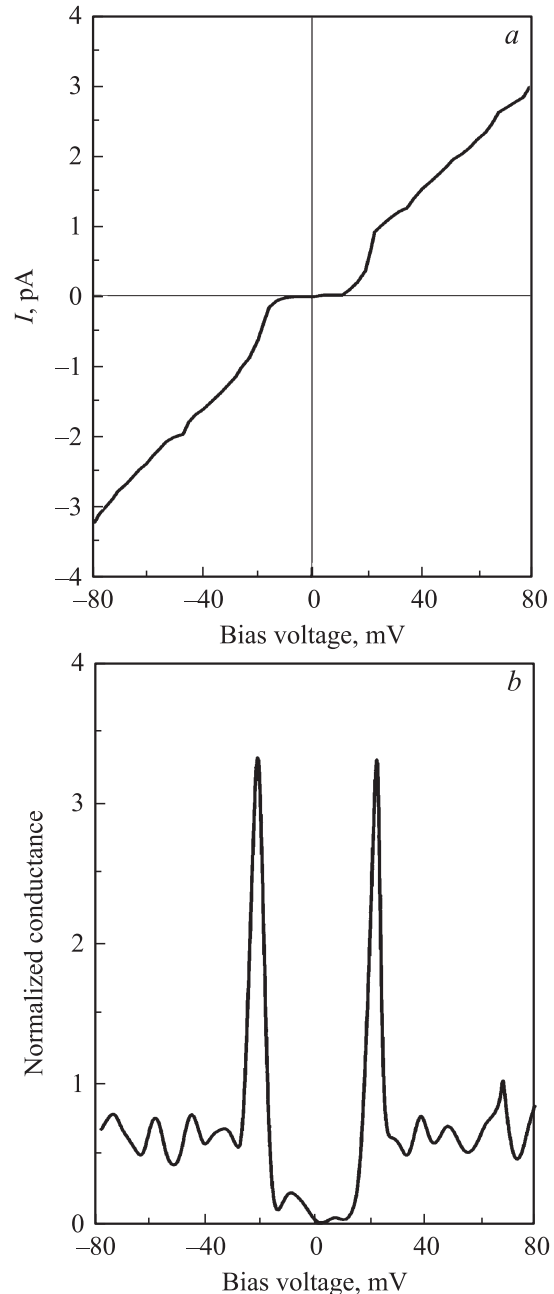


Рис. 11. I - V и $dI/dV(V)$ — туннельные ВАХ, полученные в рамках холловской геометрии (*a*) и с помощью методики ЛТС (*b*), которые идентифицируют сверхпроводящую щель в наноструктурированных δ -барьерах, сильно легированных бором, ограничивающих СККЯ *p*-типа проводимости на поверхности Si (100) *n*-типа. *a* — 77 К, *b* — 4.2 К.

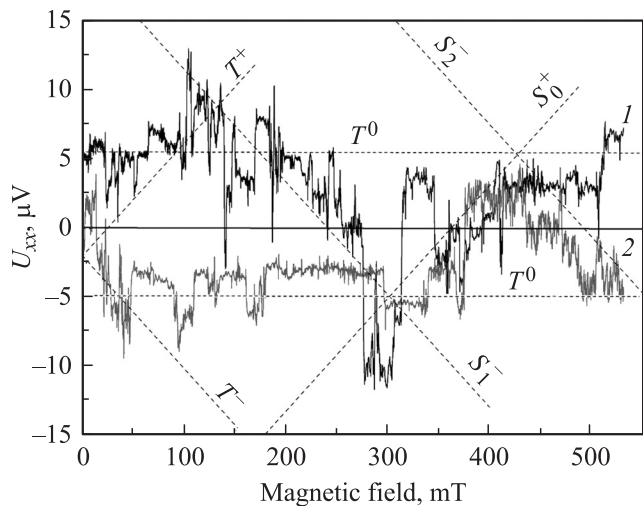


Рис. 12. Зависимости продольной эдс, U_{xx} , от величины магнитного поля, перпендикулярного плоскости СККЯ p -типа проводимости на поверхности Si (100) n -типа, которые демонстрируют зеемановское расщепление в системе основного синглетного, а также возбужденных триплетного и синглетного состояний дипольных центров бора, ответственных за спиновую поляризацию двумерных дырок в СККЯ. $I_{ds} = 10$ нА, $T = 77$ К. Зависимости 1 и 2, полученные при противоположных ориентациях магнитного поля, выявляют знак U_{xx} , который соответствует диамагнитному отклику сверхпроводящих δ -барьеров.

Для того чтобы идентифицировать перенос биполярных малого радиуса как основной механизм сверхпроводящих свойств кремниевых сандвич-наноструктур, необходимо было изучить влияние внешнего магнитного поля на процессы транспорта двумерных дырок в СККЯ. Соответствующие зависимости продольного напряжения показаны на рис. 12 для обеих ориентаций магнитного поля, перпендикулярного плоскости СККЯ. Зеемановское расщепление состояний двумерных дырок, которое явно проявляется в полевых зависимостях U_{xx} , по-видимому, обусловлено формированием триплетных и синглетных состояний дырочных биполярных малого радиуса, локализованных на дипольных центрах бора (рис. 3, *a*). Важно отметить, что изменение направления магнитного поля на противоположное приводит к инверсии знака U_{xx} , что является дополнительным свидетельством об определяющем влиянии диамагнитного отклика на процессы транспорта дырочных биполярных малого радиуса.

Полевые зависимости U_{xx} , рассмотренные в рамках формирования триплетного T^+ , T^0 , T^- , а также основного S_0^+ , S_0^- и возбужденного S_1^+ , S_1^- синглетных состояний, возникающих вследствие зеемановского расщепления, выявляют не только наличие второго критического поля, но и осцилляции критического тока, поведение которых согласуется с соответствующими зависимостями магнитной восприимчивости (рис. 12 и 9, *a, b* и *c*). Резонансное поведение U_{xx} при значе-

ниях магнитного поля, соответствующих точкам антипересечения триплетных подуровней ($T^+ - T^0$, $T^- - T^0$), свидетельствует о значительной спиновой поляризации, которая является результатом селективного заселения (или опустошения) T^+ и T^- состояний относительно T^0 состояния вследствие частичного снятия запрета на триплет-синглетные переходы [47]. Причем величина спиновой поляризации биполярных в триплетном состоянии играет существенную роль в процессах спиновой интерференции в условиях управления спин-орбитальным взаимодействием Рашбы в квантовых проволоках и кольцах, встроенных в кремниевые сандвич-наноструктуры [10,33]. В свою очередь формирование возбужденных синглетных состояний биполярных малого радиуса также должно быть отмеченным, поскольку благодаря их переходам из возбужденного в основном синглетное состояние кремниевые сандвич-наноструктуры, по-видимому, весьма перспективны в качестве основы источников и приемников тера- и гигагерцевого излучения, которое проявляется, в частности, как низкочастотная модуляция в спектрах электролюминесценции (рис. 5, *a*). Кроме того, генерация в гигагерцевом диапазоне длин волн внутри кремниевых сандвич-наноструктур позволила экспериментально реализовать оптическое детектирование магнитного резонанса внедренных одиночных примесных центров с помощью прямой регистрации спектров пропускания в отсутствие внешнего резонатора [48,49].

Следует отметить, что детальные исследования полевых зависимостей U_{xx} при различной ориентации магнитного поля относительно плоскости СККЯ позволили впервые наблюдать осцилляции Шубникова-де-Гааза (ШдГ) при $T = 77$ К [33]. Получение этих результатов стало возможным благодаря экстремально малой эффективной массе двумерных дырок m_{eff} , которая определялась из значений периода осцилляций Ааронова-Кашера, из температурных зависимостей ШдГ-осцилляций, а также с помощью регистрации спектров квантового циклотронного резонанса в слабых магнитных полях [33]. Причем в случае охлаждения образцов при $T < T_C$ в слабых магнитных полях низкому значению $m_{eff} = 2.6 \cdot 10^{-4} m_0$ соответствовала плотность двумерных дырок $p_{2D} = 1.1 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-2}$, определенная из периода ШдГ-осцилляций, которая значительно отличалась от вышеуказанной величины $6 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$, полученной из холловских измерений после охлаждения образцов при $H > H_{c2}$. Подобные вариации значения p_{2D} в зависимости от величины внешнего магнитного поля свидетельствуют об уходе двумерных дырок из СККЯ в δ -барьеры в процессе перехода диэлектрик-сверхпроводник.

Таким образом, экстремально малая масса двумерных дырок в кремниевых сандвич-наноструктурах, по-видимому, является главным аргументом в пользу биполярного механизма их высокотемпературной сверхпроводимости, который основывается на когерентном туннелировании биполярных [29,37,38]. Дан-

ная концепция существенно подкрепляется проявлением в спектрах пропускания локальной фононной моды, $\lambda = 16.4 \text{ мкм} \Leftrightarrow 76 \text{ мэВ}$, и сверхпроводящей щели, $\lambda = 26.9 \text{ мкм} \Leftrightarrow 2\Delta$ (рис. 5, *c*), величины которых количественно самосогласованы в условиях промежуточного значения константы связи, κ .

Значение константы связи, $\kappa = VN(0)$, может быть определено в рамках приближения БКШ с помощью известной формулы $\Delta = 2\hbar\omega_D \cdot \exp(-1/\kappa)$, принимая во внимание величину сверхпроводящей щели, $2\Delta = 44 \text{ мэВ}$, и энергии локальной фононной моды, $\hbar\omega_D = 76 \text{ мэВ}$. Соответствующая оценка приводит к значению $\kappa = 0.52$, которое находится вне интервала $0.1-0.3$, характерного для металлических низкотемпературных сверхпроводников со слабой связью, описываемых в рамках приближения БКШ. Поэтому сверхпроводящие свойства кремниевых сандвич-наноструктур, по-видимому, обусловлены переносом дырочных биполяронов малого радиуса, который благодаря их малой эффективной массе приводит к высоким значениям критической температуры T_C .

Следует отметить в поддержку важной роли биполярного механизма сверхпроводимости сандвич-наноструктур ее исчезновение, обнаруженное в условиях большой плотности двумерных дырок в СККЯ ($> 6 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-2}$), что, по-видимому, является следствием формирования дырочных спин-поляронов, локализованных на дипольных центрах бора в результате косвенного обмена.

Полученные результаты, в частности линейное затухание магнитной восприимчивости, проявляющееся в $B-T$ диаграмме на рис. 9, *a* в области высоких температур и слабых магнитных полей, подтверждают тезис о возможности высокотемпературной сверхпроводимости, основанной на многообещающем применении структуры типа сандвичей, которые состоят из чередующихся сверхпроводящих и диэлектрических слоев [50–52]. В последнем случае последовательность содержащих дипольные центры бора и пустых кремниевых квантовых точек, которая формирует сетку джозефсоновских переходов внутри δ -барьеров, имеет большое преимущество для достижения высоких критических температур, $T_C = (\hbar\omega_D/k_B) \cdot \exp(-VN(0))$, вследствие присутствия локальной фононной моды, компенсирующей относительно низкую плотность состояний $N(0)$.

Тем не менее механизм биполярного переноса нуждается в дальнейшем изучении. Одним из основных вопросов является определение относительного вклада джозефсоновских переходов и андреевского отражения в перенос пар двумерных дырок в плоскости δ -барьеров и эффект близости, обусловленный туннелированием через СККЯ. Причем андреевское отражение может играть существенную роль в транспорте биполяронов подобно процессам последовательного двухэлектронного захвата на центры с отрицательной корреляционной энергией [53].

3. Заключение

Таким образом, сверхпроводящие свойства кремниевых сандвич-наноструктур на поверхности Si (100) n -типа, которые представляют собой сверхузкие кремниевые квантовые ямы p -типа с высокой подвижностью носителей тока, ограниченные δ -барьерами, сильно легированными бором, были продемонстрированы в измерениях температурных и полевых зависимостей удельного сопротивления, термоэдс, теплоемкости и статической магнитной восприимчивости.

Исследования угловых зависимостей циклотронного резонанса, сканирующей туннельной микроскопии и электронного парамагнитного резонанса показали, что наноструктурированные δ -барьеры состоят из последовательностей чередующихся нелегированных и легированных квантовых точек. Причем последние содержат одиночные тригональные дипольные центры бора, $B^+ - B^-$, с отрицательной корреляционной энергией, которые сформированы вследствие реконструкции мелких акцепторов бора, $2B^0 \Leftarrow B^+ + B^-$.

Температурные и полевые зависимости удельного сопротивления, термоэдс, теплоемкости и магнитной восприимчивости свидетельствуют о наличии высокотемпературной сверхпроводимости, $T_C = 145 \text{ К}$, которая, по-видимому, возникает в результате переноса дырочных биполяронов малого радиуса через дипольные центры бора с отрицательной корреляционной энергией на границе раздела кремниевая квантовая яма- δ -барьер.

Использование методик регистрации теплоемкости и статической магнитной восприимчивости позволило обнаружить осцилляции второго критического поля и критической температуры в зависимости от величины внешнего магнитного поля и температуры, которые возникают вследствие квантования критического тока.

Значение величины сверхпроводящей щели, 0.044 эВ , полученное в результате измерений критической температуры при использовании различных методик, оказалось практически идентичным данным регистрации туннельных ВАХ и спектров ЛТС.

Эстремально малое значение эффективной массы двумерных дырок в кремниевых сандвич-наноструктурах, которое было обнаружено при исследовании осцилляций Шубникова–де-Гааза, спектров циклотронного резонанса и осцилляций Ааронова–Кашера, по-видимому, является главным аргументом в пользу биполярного механизма высокотемпературной сверхпроводимости, основанного на когерентном туннелировании дырочных биполяронов. Этот вывод подтверждается наличием соответствующей локальной фононной моды, которая вместе со сверхпроводящей щелью проявляется в спектрах пропускания инфракрасного диапазона длин волн.

Список литературы

- [1] I.P. Ipatova, V.A. Shchukin, V.G. Malyshkin, A.Yu. Maslov, E. Anastassakis. *Sol. St. Commun.*, **78**, 19 (1991).
- [2] V.A. Shchukin. *Proc. 23rd Int. Conf. on Physics of Semiconductors*, ed. by M. Scheffler, R. Zimmermann (World Scientific, Singapore, 1996) p. 1261.
- [3] N.N. Ledentsov. *Proc. 23rd Int. Conf. on Physics of Semiconductors*, ed. by M. Scheffler, R. Zimmermann (World Scientific, Singapore, 1996) p. 19.
- [4] R. Nötzel. *Semicond. Sci. Technol.*, **11**, 1365 (1996).
- [5] N.T. Bagraev, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A. Naeser, S.A. Rykov. *Def. Dif. Forum*, **143–147**, 1003 (1997).
- [6] N.T. Bagraev, A.D. Bouravleuv, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, S.A. Rykov. *Def. Dif. Forum*, **194–199**, 673 (2001).
- [7] H.J. Gossmann, J.M. Poate. *Proc. 23rd Int. Conf. on Physics of Semiconductors*, ed. by M. Scheffler, R. Zimmermann (World Scientific, Singapore, 1996) p. 2569.
- [8] W. Frank, U. Gosele, H. Mehrer, A. Seeger. *Diffusion in Crystalline Solids*, ed. by G.E. Murch, A.S. Nowick (Academic Press, N.Y., 1984) p. 63.
- [9] U. Gosele, T.Y. Tan. *Def. Dif. Forum*, **59**, 1 (1988).
- [10] Н.Т. Баграев, А.Д. Буравлев, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, В. Гельхофф, Ю.И. Романов, С.А. Рыков. *ФТП*, **39**, 716 (2005).
- [11] T.M. Klapwijk. *J. Superconductivity: Incorporating Novel Magnetism*, **17**, 593 (2004).
- [12] C.W.J. Beenakker, H. van Houten. *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 3056 (1991).
- [13] P. Jarillo-Herrero, J.A. van Dam, L.P. Kouwenhoven. *Nature*, **439**, 953 (2006).
- [14] Jie Xiang, A. Vidan, M. Tinkham, R.M. Westervelt, Ch. Lieber. *Nature–Nanotechnology*, **1**, 208 (2006).
- [15] N.T. Bagraev, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, V.V. Romanov, S.A. Rykov. *Physica C*, **437–438**, 21 (2006).
- [16] N.T. Bagraev, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.A. Kudryavtsev, A.M. Malyarenko, G.A. Oganessian, D.S. Poloskin, V.V. Romanov. *Physica C*, **468**, 840 (2008).
- [17] E.A. Ekimov, V.A. Sidorov, E.D. Bauer, N.N. Mel'nik, N.J. Curro, J.D. Thompson, S.M. Stishov. *Nature*, **428**, 542 (2004).
- [18] J. Robertson. *Adv. Phys.*, **32**, 361 (1983).
- [19] E.H. Poindexter, P.H. Caplan, B.E. Deal, G.J. Gerardy. *The Physics and Chemistry of SiO₂ and Si–SiO₂ Interfaces* (N.Y., Plenum, 1988) p. 299.
- [20] Н.Т. Баграев, А.Д. Буравлев, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, В. Гельхофф, В.К. Иванов, И.А. Шелых. *ФТП*, **36**, 462 (2002).
- [21] P.S. Zalm. *Rep. Progr. Phys.*, **58**, 1321 (1995).
- [22] W. Gehlhoff, N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin. *Mater. Sci. Forum*, **196–201**, 467 (1995).
- [23] Bao-xing Li, Pen-lin Cao, Duam-lin Que. *Phys. Rev. B*, **61**, 1685 (2000).
- [24] Л.Е. Воробев, Е.Л. Ивченко. *Оптические свойства наноструктур*, под ред. В.И. Ильина (СПб., Наука, 2001).
- [25] J.P. Kotthaus, R. Ranvaud. *Phys. Rev. B*, **15**, 5758 (1977).
- [26] Н.Т. Баграев, Л.Е. Клячкин, А.А. Кудрявцев, А.М. Маляренко, Г.А. Оганесян, Д.С. Полоскин. *ФТП*, **43 (11)**, 1496 (2009).
- [27] A. Slaoui, E. Fogarassay, J.C. Muller, P. Siffert. *J. Physique Colloq.*, **C5 44**, 65 (1983).
- [28] P.W. Anderson. *Phys. Rev. Lett.*, **34**, 953 (1975).
- [29] A.S. Alexandrov, N.F. Mott. *Rep. Progr. Phys.*, **57**, 1197 (1994).
- [30] M. Kastner, D. Adler, H. Fritzsche. *Phys. Rev. Lett.*, **37**, 1504 (1976).
- [31] G.D. Watkins. *Negative-U properties for defects in solids, Festkoerperprobleme*, **24**, 163 (1984).
- [32] N.T. Bagraev, V.A. Mashkov. *Sol. St. Commun.*, **51**, 515 (1984).
- [33] N.T. Bagraev, N.G. Galkin, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko. *J. Phys.: Condens. Matter*, **20**, 164202 (2008).
- [34] O. Trovarelli, M. Weiden, R. Müller-Reisener, M. Gómez-Berisso, P. Gegenwart, M. Deppe, C. Geibel, J.G. Sereni, F. Steglich. *Phys. Rev. B*, **56**, 678 (1997).
- [35] E. Šimánek. *Sol. St. Commun.*, **32**, 731 (1979).
- [36] C.S. Ting, D.N. Talwar, K.L. Ngai. *Phys. Rev. Lett.*, **45**, 1213 (1980).
- [37] A. Alexandrov, J. Ranninger. *Phys. Rev. B*, **24**, 1164 (1981).
- [38] B.K. Chakraverty. *J. Physique*, **42**, 1351 (1981).
- [39] A.K. Geim, K.S. Novoselov. *Nature–Materials*, **6**, 183 (2007).
- [40] N.R. Werthamer, E. Helfand, P.C. Hohenberg. *Phys. Rev.*, **147**, 295 (1966).
- [41] В.В. Шмидт. *Введение в физику сверхпроводников* (М., Наука, 1982) с. 164.
- [42] D.Y. Vodolazov, D.S. Golubovic, F.M. Peeters, V.V. Moshchalkov. *Phys. Rev. B*, **76**, 134 505 (2007).
- [43] C.C. de Souza Silva, J. van de Vondel, M. Morelle, V.V. Moshchalkov. *Nature*, **440**, 651 (2006).
- [44] N.T. Bagraev, V.K. Ivanov, L.E. Klyachkin, I.A. Shelykh. *Phys. Rev. B*, **70**, 155 315 (2004).
- [45] H. Suderow, E. Bascones, A. Izquierdo, F. Guinea, S. Vieira. *Phys. Rev. B*, **65**, 100 519 (2002).
- [46] O. Fisher, M. Kugler, I. Maggio-Aprile, Ch. Berthod, Ch. Renner. *Rev. Mod. Phys.*, **79**, 353 (2007).
- [47] R. Laiho, M.M. Afanasjev, M.P. Vlasenko, L.S. Vlasenko. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 1489 (1998).
- [48] N.T. Bagraev, A.D. Bouravleuv, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, V.V. Romanov. *Physica B*, **340–342**, 1078 (2003).
- [49] N.T. Bagraev, A.D. Bouravleuv, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, V.V. Romanov. *Physica B*, **340–342**, 1074 (2003).
- [50] V.L. Ginzburg. *Phys. Lett.*, **13**, 101 (1964).
- [51] P. Fulde, R.A. Ferrell. *Phys. Rev.*, **135**, A550 (1964).
- [52] А.И. Ларкин, Ю.Н. Овчинников. *ЖЭТФ*, **47** (1964).
- [53] N.T. Bagraev, V.A. Mashkov. *Sol. St. Commun.*, **65**, 1111 (1988).

Редактор Л.В. Беляков

Superconducting properties for silicon nanostructures

*N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin, A.A. Koudryavtsev,
A.M. Malyarenko, V.V. Romanov**

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

* St. Petersburg State Polytechnical University,
195251 St. Petersburg, Russia

Abstract The findings of the electrical resistance, thermoelectric, specific heat and magnetic susceptibility measurements are actually evidence of the superconducting properties for the silicon sandwich-nanostructures that represent the ultra-narrow p -type silicon quantum well confined by the δ -barriers heavily doped with boron on the Si (100) surface of the n -type. The cyclotron resonance, scanning tunneling microscopy and ESR data identify the presence of the negative-U dipole centers of boron, $B^+ - B^-$, that formed by the reconstruction of shallow acceptors, $2B^0 \Rightarrow B^+ + B^-$. The results obtained appear to reveal the important role of these negative-U centers in the transport of small bipolarons that seems to be a basis of the mechanism of high temperature superconductivity, $T_C = 145$ K. The superconductor gap value, 0.044 eV, determined by the measurements of the critical temperature using the techniques above noticed is practically identical to the magnitude derived from the local tunneling spectroscopy and tunneling current-voltage characteristics. The oscillations of the critical temperature and second critical field that are revealed by the temperature and magnetic field dependences of both the specific heat and magnetic susceptibility appear to result from the quantization to the supercurrent.