

Оптически-детектируемый циклотронный резонанс в сильно легированных бором кремниевых наноструктурах на поверхности кремния (100)

© Н.Т. Баграев*[†], Р.В. Кузьмин*, А.С. Гурин*, Л.Е. Клячкин*,
А.М. Маляренко*, В.А. Машков⁺

* Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

⁺ Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 23 мая 2014 г. Принята к печати 5 июня 2014 г.)

Циклотронный резонанс электронов и дырок на частоте 94 ГГц регистрируется по изменению интенсивности линий фотолюминесценции, совпадающих по положению с линиями дислокационной люминесценции D1 и D2 в монокристаллическом кремнии, в сильно легированных бором кремниевых наноструктурах на поверхности Si(100). Угловая зависимость спектра оптически-детектируемого циклотронного резонанса соответствует тензору эффективной массы электронов и дырок в монокристаллическом кремнии, а ширина резонансных линий указывает на большие времена свободного пробега носителей, близкие к 100 пс. Полученные результаты обсуждаются в рамках взаимосвязанности электрон-колебательного взаимодействия с зарядовыми и спиновыми корреляциями в квазиодномерных цепочках оборванных связей в кремнии.

Непрямая зонная структура кремния приводит к крайне низкой эффективности его излучательной рекомбинации, что препятствует созданию источников света на основе данного материала. Одним из путей решения этой проблемы является введение дефектов в кремниевую полупроводниковую матрицу [1]. В отличие от многих других полупроводников присутствие дефектов в кремнии часто сопровождается улучшением его люминесцентных свойств [2,3]. Особый интерес с точки зрения возможных приложений представляет использование пластически деформированного кремния. Он характеризуется появлением интенсивных линий люминесценции, обозначаемых D1–D4, наиболее длинноволновая из которых находится в области прозрачности оптического волокна [4]. Это объясняет большой интерес исследователей к дислокационной люминесценции из кремния, который подкрепляется также тем фактом, что дислокации рассматриваются как модели квазиодномерных цепочек дефектов. Однако, несмотря на интенсивное изучение пластически деформированного монокристаллического кремния, механизм возникновения линий излучения D1 и D2 по-прежнему остается не до конца ясным.

В данной работе были исследованы кремниевые наноструктуры, в спектрах фотолюминесценции которых наблюдались линии излучения, совпадающие по своему спектральному положению с известными линиями дислокационной люминесценции D1 и D2. Данные линии были использованы для оптической регистрации циклотронного резонанса. Оптически-детектируемый циклотронный резонанс (ОДЦР), как известно, является мощным инструментом в исследовании механизмов

люминесценции и спиновозависимой рекомбинации [5–8]. Несмотря на это, насколько известно авторам настоящей работы, детектирование циклотронного резонанса по изменению интенсивности линий дислокационной люминесценции в кремнии до настоящего времени не проводилось.

Исследуемая кремниевая наноструктура представляет собой сверхузкую кремниевую квантовую яму (СККЯ) *p*-типа проводимости, ограниченную сильно легированными бором δ -барьерами на поверхности кремния (100) *n*-типа (рис. 1, *a* и *b*). Подобные структуры реализуются в рамках планарной кремниевой технологии в результате предварительного окисления поверхности кремния (100) *n*-типа и последующей кратковременной диффузии бора из газовой фазы в окна, полученные после процедур фотолитографии [9–11]. Ранее было показано, что в процессе предварительного окисления *n*-Si (100) избыточные потоки собственных межузельных атомов и вакансий, генерируемых окисляемой поверхностью, формируют наноструктурированный слой кремния, состоящий из микродефектов с минимальным размером 2 нм [12–14].

Для получения кремниевых наноструктур, исследованных в настоящей работе, использовались подложки *n*-Si (100) толщиной 350 мкм с удельным сопротивлением 20 Ом·см, которые окислялись при температуре 1150°C в атмосфере сухого кислорода, содержащей пары CCl₄. Кратковременная диффузия бора проводилась из газовой фазы при температуре 900°C после процессов фотолитографии и травления. Данная температура обеспечивает паритет между различными механизмами диффузии и приводит к трансформации наноструктурированного слоя в сильнолегированные бо-

[†] E-mail: Bagraev@mail.ioffe.ru

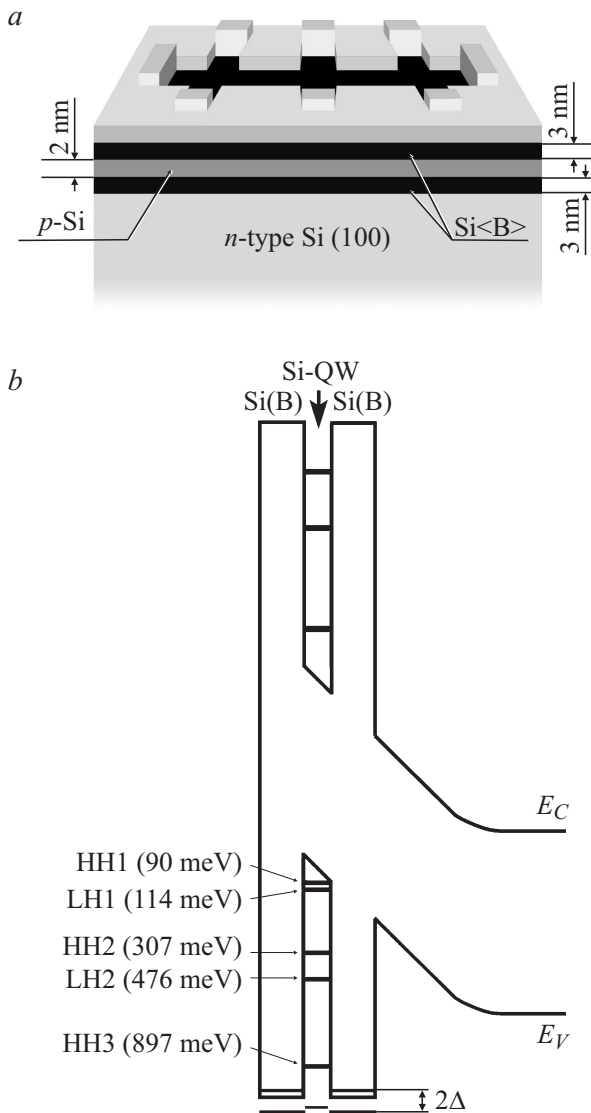


Рис. 1. *a* — экспериментальная структура, выполненная в рамках холловской геометрии на основе сверхузкой кремниевой квантовой ямы (СККЯ) p -типа проводимости, ограниченной δ -барьерами, сильно легированными бором, на поверхности Si (100) n -типа. *b* — зонная схема $p^+ - n$ -перехода демонстрирует уровни размерного квантования в кремниевой квантовой яме p -типа проводимости и корреляционную энергетическую щель на границе запрещенной зоны и валентной зоны ограничивающих ее δ -барьеров, сильно легированных бором.

ром широкозонные δ -барьеры, ограничивающие СККЯ (рис. 1, *b*) [9–14].

Существенно, что концентрация вводимого таким способом бора, которая определялась с помощью масс-спектрометрии вторичных ионов, достигает очень высокой величины, равной $5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ [13,14]. Однако лишь малая часть от столь большого количества акцепторов бора остается электрически активной внутри δ -барьеров. Остальные же формируют упорядоченную систему тригональных дипольных центров $V^+ - V^-$, ко-

торые возникают вследствие реконструкции мелких акцепторов бора, $2B^0 \rightarrow V^+ + V^-$, как центров с отрицательной корреляционной энергией [9–11,15].

Для возбуждения фотолюминесценции (ФЛ) полученных наноструктур использовался полупроводниковый лазер с длиной волны излучения 650 нм и мощностью 20 мВт. Циклотронный резонанс регистрировался с помощью ОДМР спектрометра на частоте 94 ГГц при температуре 2 К по изменению интенсивности линий фотолюминесценции с энергиями меньше ширины запрещенной зоны кремния. Использовалась модуляция микроволновой мощности на звуковой частоте и синхронное детектирование.

На рис. 2 показан спектр фотолюминесценции изучаемого образца. В спектре наблюдаются три интенсивные линии излучения. Спектральное положение наиболее высокоэнергетической из них указывает на возможное участие в ее формировании электронно-дырочных капель [16]. Две другие линии, 0.812 и 0.875 эВ, совпадают с известными линиями D1 и D2 дислокационной люминесценции [4]. Несмотря на то что изучаемые в настоящей работе структуры не подвергались специальной деформации, наличие в их спектрах фотолюминесценции полос с энергиями, значительно меньшими ширины запрещенной зоны кремния, указывает на присутствие глубоких центров. Совпадение спектрального положения двух обнаруженных линий с позициями D1 и D2 позволяет предположить, что данные линии, возможно, связаны с наличием протяженных дефектов с оборванными связями, которые по своим характеристикам аналогичны дислокациям. Одной из причин появления протяженных дефектов в исследуемых структурах могут быть напряжения растяжения и сжатия, возникающие на этапе предварительного окисления и на стадии введения бора в процессе получения образца, а также кри-

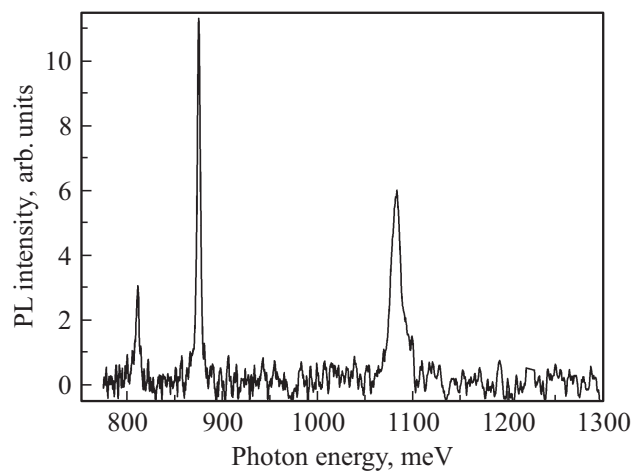


Рис. 2. Спектр фотолюминесценции экспериментальной структуры, измеренный при температуре 2 К и демонстрирующий линии 0.812 и 0.875 эВ, совпадающие с линиями D1 и D2 дислокационной люминесценции кремния.

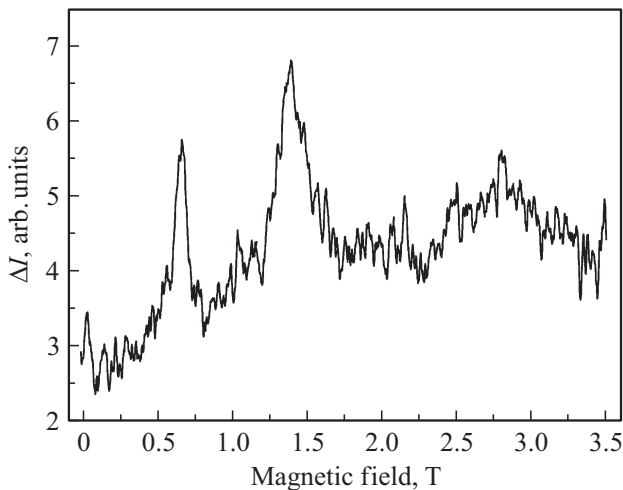


Рис. 3. Спектр оптически детектируемого циклотронного резонанса на частоте 94 ГГц при температуре 2 К, зарегистрированный по изменению интенсивности линии фотолуминесценции 0.875 эВ.

сталлографически ориентированные цепочки дипольных центров бора [9–11,13–15].

Глубина проникновения возбуждающего лазерного излучения значительно превышает толщину наноструктурированного слоя кремния. По этой причине, на первый взгляд, основную роль в формировании спектров фотолуминесценции играет объем образца *n*-Si (100). Однако следует отметить, что линия 0.875 эВ появлялась в спектре только при возбуждении фотолуминесценции с наноструктурированной сильно легированной бором стороны образца. При возбуждении со стороны *n*-Si (100) эта линия отсутствовала в спектре, в то время как две другие линии практически не менялись. Таким образом, линия 0.875 эВ в спектре ФЛ, по-видимому, возникает вследствие рекомбинации носителей в области, близкой к СККЯ, ограниченной δ -барьерами, сильно легированными бором.

ОДЦР регистрировался на частоте 94 ГГц по изменению интенсивностей линий 0.812 и 0.875 эВ при развертке магнитного поля. Спектр ОДЦР, наблюдавшийся по линии ФЛ 0.875 эВ, представлен на рис. 3. В условиях резонанса интенсивность регистрируемой фотолуминесценции возрастает. Похожий вид имел и спектр ЦР, зарегистрированный на линии 0.812 эВ.

Следует отметить, что развертка магнитного поля обеспечивает условия ЦР, когда энергетический зазор между уровнями Ландау, B_c , будет соответствовать энергии кванта микроволнового поля:

$$h\nu = \hbar\omega_c = \hbar e \frac{B_c}{m^*}, \quad (1)$$

где m^* — эффективная масса носителя.

Для наблюдения ЦР необходимо, чтобы время релаксации момента, τ_m , (близкое по величине к времени сво-

бодного пробега) было достаточно большим, $\omega_c\tau_m \geq 1$. В свою очередь из значений магнитного поля, соответствующих позициям линий ЦР, B_c , непосредственно определяется величина эффективной массы носителей. Причем для идентификации тензора эффективной массы электронов и дырок необходимо проанализировать угловую зависимость позиций спектральных линий ЦР. Так как в кремнии имеется три пары долин зоны проводимости вдоль эквивалентных направлений $\langle 100 \rangle$ зоны Бриллюэна, изоэнергетические поверхности представляют собой три пары эллипсоидов, ориентированных вдоль этих кристаллографических осей. Поэтому величина эффективной массы электронов в объемном монокристаллическом кремнии определяется вкладом ее продольной, m_l , и поперечной, m_t , компонент [17]:

$$m^* = \left[\frac{\cos^2 \Theta}{m_t^2} + \frac{\sin^2 \Theta}{m_l m_t} \right]^{-1/2}, \quad (2)$$

где Θ — в данном случае, угол между направлением магнитного поля и кристаллографической осью $[100]$, перпендикулярной плоскости квантовой ямы.

В свою очередь изоэнергетические поверхности для дырок описываются следующим выражением [17]:

$$E(k)_{\pm} = Ak^2 \pm \left[(Bk^2)^2 + C(k_x^2 k_y^2 + k_y^2 k_z^2 + k_z^2 k_x^2) \right]^{1/2}, \quad (3)$$

где знаки \pm соответствуют тяжелой (+) и легкой (–) дыркам, и угловая зависимость их эффективной массы при вращении плоскости $\{110\}$ в объемном монокристаллическом кремнии приближенно описывается выражением

$$m_h = \frac{1}{A \pm B^*} \left[1 \pm \frac{C^2(1 - 3 \cos^2 \Theta)^2}{64B^*(A \pm B^*)} \right],$$

$$B^* = (B^2 + C^2/4)^{1/2}. \quad (4)$$

При анализе полученных спектров ОДЦР в исследуемой структуре привлекают внимание несколько особенностей. Во-первых, позиция линии ЦР, соответствующей тяжелой дырке, которая свидетельствует о значительном увеличении ее эффективной массы. Во-вторых, отсутствие, на первый взгляд, линии ЦР, соответствующей легкой дырке. Кроме того, малая ширина линий ЦР соответствует значению времени свободного пробега носителей, τ_m , близкому по порядку величины к 100 пс. Принимая во внимание наличие сверхмелкого p^+ - n -перехода, это значение τ_m дополнительно свидетельствует о том, что линия 0.875 эВ в спектре ФЛ возникает в результате излучательной рекомбинации в области СККЯ p -типа проводимости вследствие большой длины свободного пробега, порядка нескольких сотен микрон. Аналогичные значения времени свободного пробега электронов и дырок были определены в исследуемых образцах при регистра-

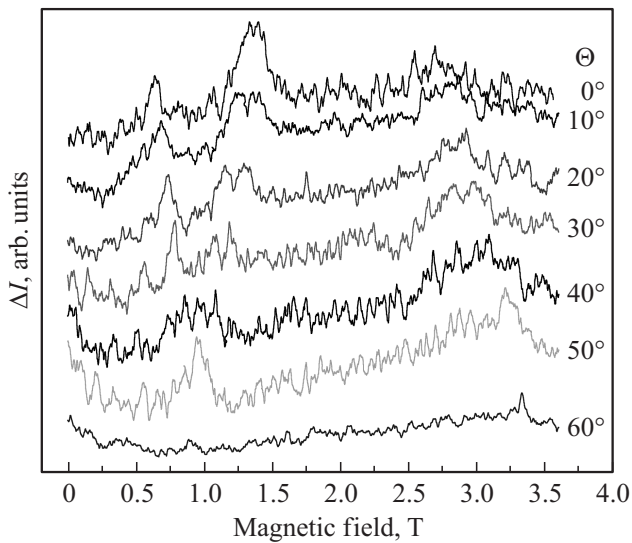


Рис. 4. Угловые зависимости спектров ОДЦР, зарегистрированные на частоте 94 ГГц при температуре 2 К по изменению интенсивности линии ФЛ 0.875 эВ при вращении экспериментальной структуры в плоскости (110). Θ — угол между направлением магнитного поля и осью [100], т.е. нормалью к поверхности Si (100) *n*-типа, в плоскости которой получена экспериментальная структура, ориентированная в направлении [011]. Кривые с $\Theta = 10\text{--}60^\circ$ получены при вращении поля в плоскости (110).

ции спектров классического ЦР на частоте 9.45 ГГц при 3.8 К [18,19]. Данный результат является достаточно неожиданным, если принять во внимание экстремально высокую концентрацию бора в δ -барьерах, ограничивающих СККЯ. Однако изучение их оптических, электрических и магнитных свойств показало, что столь высокие значения времени свободного пробега фотовозбужденных носителей обусловлены пространственным разделением электронов и дырок в поле $p^+ - n$ -перехода, а также снижением эффективности процессов рассеяния в условиях доминирования дипольных центров бора [11–15].

На рис. 4 представлены спектры ОДЦР для различных углов между направлением магнитного поля и осью [100], полученные при вращении образца в плоскости (110). Кривой 1 соответствует ориентация, при которой магнитное поле параллельно кристаллографической оси [100] образца. Другие спектры получены при последовательном вращении структуры в плоскости (110) на 10° . Спектры, показанные на рис. 4, сдвинуты по вертикали для наглядности. Зарегистрированная угловая зависимость позиций линий ЦР демонстрирует поведение, согласующееся с тензором эффективной массы носителей, хотя ее значения несколько отличаются от соответствующих величин в объемном монокристаллическом кремнии (рис. 5, *a* и *b*) [17]. Интересной особенностью является линия, появляющаяся в спектре ЦР в нулевом магнитном поле при

ориентации магнитного поля, близкой к [111]. При этом заметное уменьшение амплитуды линий ЦР на кривой 7 связано, по-видимому, с их тушением в магнитном поле, ориентированном параллельно плоскости Si (100), т.е. параллельно плоскости СККЯ. Впервые подобное тушение линий циклотронного резонанса электронов и дырок было зарегистрировано в исследуемых образцах при измерении их угловых зависимостей с помощью классического ЦР на частоте 9.45 ГГц при 3.8 К [18,19]. Кроме того, вращение структуры в плоскости (110) может сопровождаться уменьшением интенсивностей ФЛ линий, вызванным изменением углов возбуждения и регистрации фотолуминесценции, что также отразится на величине амплитуды линий ЦР.

Полученные результаты могут быть рассмотрены в рамках модели взаимосвязанности электрон-колебательного взаимодействия с зарядовыми и спиновыми корреляциями в квазиодномерных цепочках оборванных связей в кремнии [17,20]. Причем формирование квазиодномерных цепочек оборванных связей в исследуемых структурах, по-видимому, происходит в условиях межзонной оптической накачки в результате трансформации дипольных центров бора в δ -барьерах в нейтральные центры, содержащие однократно заряженную оборванную связь (рис. 6, *a* и *b*). Эти квазиодномерные цепочки аналогичны массивам оборванных связей в ядре краевых дислокаций в монокристаллическом кремнии, и часть оборванных связей представляет собой глубокие центры, ответственные за излучательную рекомбинацию фотовозбужденных носителей [2–4]. При этом необходимо учитывать, что даже при наличии массива оборванных связей деформационный беспорядок позволяет описывать свойства системы в рамках модели одиночного глубокого центра [20,21].

Известно, что при анализе свойств одиночной оборванной связи для описания синглетной корреляции в основном двухэлектронном состоянии достаточно учитывать одно состояние орбитального движения электрона с волновой функцией $\varphi_0(r)$ (одноэлектронное D -состояние (см. рис. 7 [22–24])), а для описания триплетной корреляции необходимо учитывать две орбитали $\varphi_0(r)$ и $\varphi_1(r)$ (волновые функции соответственно D - и D^* -состояний (см. рис. 7)) [20–24]. Вследствие обменного взаимодействия возбужденное синглетное состояние имеет более высокую энергию, чем низшее триплетное состояние. Соответствующий энергетический зазор тем больше, чем ближе два базисных состояния орбитального движения (D и D^*) и чем меньше их боровский радиус. По-видимому, именно этот случай близких состояний φ_0 и φ_1 реализуется для оборванных связей, формирующих различные кристаллографически ориентированные цепочки. Таким образом, принимая во внимание близость D и D^* , будем учитывать только следующие зарядовые состояния: одноэлектронные

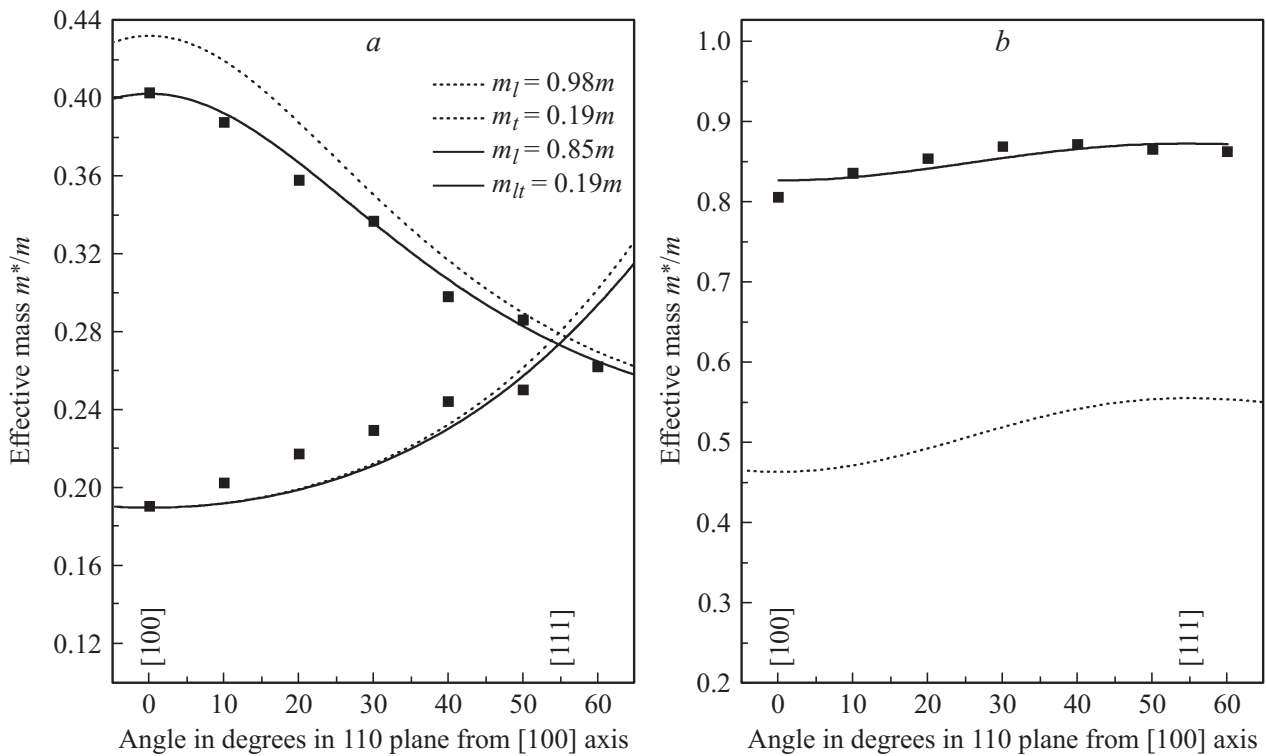


Рис. 5. Эффективные массы электронов, *a*, и дырок, *b*, извлеченные из угловых зависимостей ЦР (рис. 4), полученные в условиях вращения экспериментальной структуры в плоскости (110), полученные с помощью измерений циклотронного резонанса на частоте 94 ГГц при 2 К. *a* — пунктирная линия соответствует тензору эффективной массы электронов, определенному с помощью измерений ЦР в монокристаллическом кремнии [17]: $m_l = 0.98m$, $m_t = 0.19m$, где m — масса свободного электрона; сплошные кривые, рассчитанные при значениях $m_l = 0.85m$, $m_t = 0.19m$, представлены в сравнении с экспериментальными значениями, извлеченными из угловых зависимостей на рис. 4. *b* — пунктирная линия соответствует угловой зависимости эффективной массы тяжелой дырки в монокристаллическом кремнии, которая хорошо описывается с помощью следующих значений параметров *A*, *B* и *C*: $A = -4.1$, $B = 1.6$, $C = 3.3$; сплошная кривая, построенная при значениях $A = -4.15$, $B = 2.75$, $C = 1.70$, находится в согласии с экспериментальными значениями, извлеченными из зависимостей на рис. 4.

($n = 1$) — основное *D* и возбужденное D^* , двух-электронные ($n = 2$) — синглетное $D + S$ и триплетное $D + T$, а также пустое состояние ($n = 0$) — так называемый дырочный центр, схема адиабатических потенциалов которых в зависимости от конфигурационной координаты *Q* приведена на рис. 8, *a* и *b*. Гамильтониан, соответствующий схеме на рис. 8, *a* и *b*, имеет вид:

$$\begin{aligned}
 H = & \frac{p^2}{2M_0} + \frac{\kappa}{2} Q^2 + E_0 n_0 + E_1 n_1 + U_{n_0 \uparrow n_0 \downarrow} \\
 & + U_1 (n_{0 \uparrow} n_{1 \downarrow} + n_{0 \downarrow} n_{1 \uparrow}) + U_2 \sum_{\sigma} n_{0\sigma} n_{1\sigma} \\
 & - Q (F_0 (n_0 + n_1) + F_1 n_{0 \uparrow} n_{0 \downarrow} + F_2 n_0 n_1), \\
 & n_0 = n_{0 \uparrow} + n_{0 \downarrow}, \\
 & n_1 = n_{1 \uparrow} + n_{1 \downarrow},
 \end{aligned} \tag{5}$$

где *P* и *Q* — канонический импульс и координата центра, M_0 и κ — его масса и силовая постоянная; E_0 , E_1 и $n_{0\sigma}$,

$n_{1\sigma}$ — одноэлектронные энергии и операторы чисел заполнения центра электронами со спином $\sigma = \uparrow, \downarrow$, соответствующие орбиталям φ_0, φ_1 . Межэлектронное взаимодействие и константа электрон-колебательного взаимодействия (ЭКВ), F_0 , на центре зависят от спинового состояния: U — хаббардовское отталкивание в состоянии φ_0 ; U_1 и U_2 — взаимодействие электронов в состояниях φ_0 и φ_1 , соответствующее значениям проекции полного спина триплета A_T $M = 0, \pm 1$. Следует отметить, что в данной модели величина $U_1 - U_2$ представляет собой аналог продольно-поперечного расщепления триплетных состояний, обусловленного взаимодействием с кристаллическим полем. Величины F_1 и F_2 являются добавками к обычной константе ЭКВ F_0 в синглетном и триплетном состояниях. В результате диагонализации (5) по зарядовым и спиновым состояниям рассматриваемого дефекта, который представляет собой наглядную модель оборванной связи, находим явный вид адиабатических потенциалов для разных значений $n = n_0 + n_1 = 0, 1, 2$ (см. рис. 8, *a*, где начало отсчета энергии совпадает с верхом валентной

зоны):

$$E_\alpha(Q) = \begin{pmatrix} \frac{\kappa}{2} Q^2, n = 0; & -I + \frac{\kappa}{2} (Q - Q_0)^2, n = 1; & -I_S + \frac{\kappa}{2} (Q - Q_S)^2 \\ n = 2, S = 0; & -I_M + \frac{\kappa}{2} (Q - Q_T)^2, n = 2, S = 1, M = 0, \pm 1 \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} Q_0 &= F_0/\kappa, & Q_S &= F_S/\kappa, & Q_T &= F_T/\kappa, & F_S &= 2F_0 + F_1, \\ F_T &= 2F_0 + F_2, & I &= -E_0 + F_0^2/2\kappa, & I^* &= -E_1 + F_0^2/2\kappa, \\ I_S &= -(2E_0 + U) + F_S^2/2\kappa, & I_M &= -(E_0 + E_1 + U_M) + F_T^2/2\kappa, \\ U_M &= \{U_1, M = 0; U_2, M = \pm 1\}, \end{aligned} \quad (7)$$

M — спиновая проекция триплета. Адиабатический потенциал D^* — состояния получается заменой I на I^* . Таким образом, согласно (6) сущность мультиплетной корреляции заключается в том, что энергия электрона при добавлении его на однократно заполненную оборванную связь зависит от взаимной ориентации спинов обоих электронов. Характерной особенностью оборванной связи является наличие разных знаков у силовых постоянных F_S и F_T (см. рис. 8, *a*), благодаря чему уменьшается вероятность перехода триплет–синглет ($T-S$ -переход).

Таким образом, схема двухэлектронных адиабатических потенциалов с эквивалентной одноэлектронной зонной схемой наглядно иллюстрирует метастабильность оборванной связи в кремнии, как глубокого центра, которая может в значительной степени определять спектр излучательной рекомбинации носителей.

Действительно, сечение захвата носителей на глубокий центр, σ_c , как и сечение его фотоионизации, σ_n , очень сильно зависит от величины энергетического барьера между начальным и конечным зарядовым состоянием центра в процессе его перезарядки (см. рис. 8, *a*

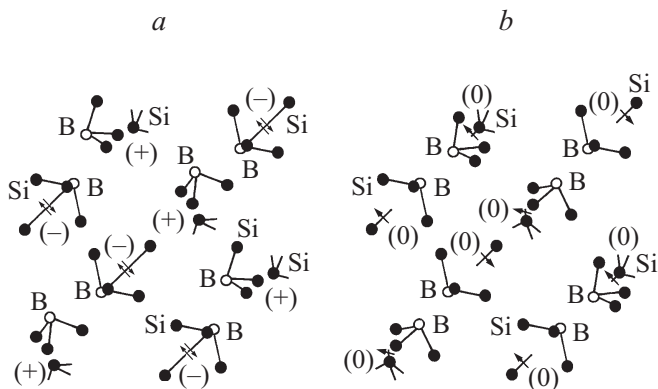


Рис. 6. *a* — цепочки тригональных дипольных центров бора, $B^+ - B^-$, с отрицательной корреляционной энергией, образованные внутри сильно легированных бором δ -барьеров вследствие реконструкции мелких акцепторов, $2B^0 \rightarrow B^+ + B^-$. *b* — в условиях межзонной оптической накачки дипольные центры $B^+ + B^-$ трансформируются в нейтральные центры бора и однократно заряженные оборванные связи кремния, тем самым формируя из последних квазиодномерные цепочки.

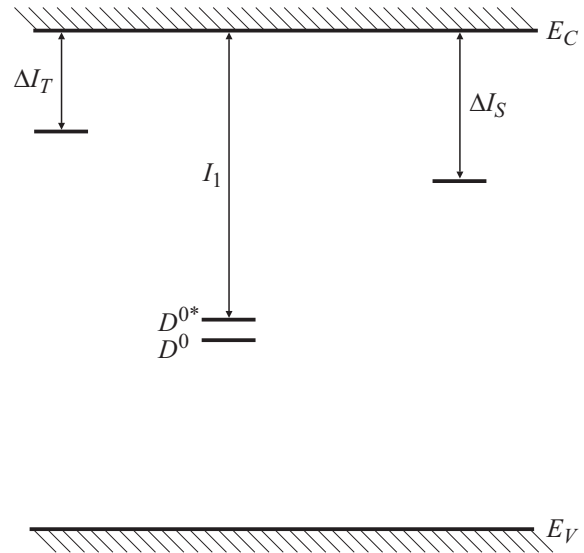


Рис. 7. Одноэлектронная зонная схема глубокого центра (оборванной связи в кремнии) в зависимости от полного заряда и спина. Позиции глубоких уровней одноэлектронного и двухэлектронных состояний оборванной связи в кремнии указывались, принимая во внимание данные работ [20–24].

и *b*) [25,26]. Соответственно по той же причине метастабильные свойства глубокого центра определяют эффективность излучательной рекомбинации, которая характеризуется временем τ , $1/\tau = (1/\tau_0)K$, $\sigma_c = \sigma_{c0}K$, где τ_0 , $\tau_0 \approx 10^{-12} - 10^{-13}$ с и σ_{c0} — дипольное время и сечение захвата без учета взаимосвязанности ЭКВ и зарядовых корреляций; K — туннельный фактор, $K \leq 1$, величина которого зависит от изменения симметрии центра в решетке вследствие захвата носителей [25,26]. В случае излучательной рекомбинации электронов ее эффективность определяется временем захвата дырки на нейтральный однократно заряженный центр (кремниевая оборванная связь), тогда как в процессе излучательной рекомбинации дырок на нейтральный центр сначала захватывается электрон (см. рис. 8, *a* и *b*). Причем даже незначительное изменение величины энергетического барьера, например, вследствие индуцированных СВЧ накачкой переходов между уровнями Ландау в системе находящихся вблизи глубокого центра фотовозбужденных электронов, может найти отклик в усилении ФЛ. Особенно наглядно предлагаемый механизм ОДЦР иллюстрируется при рассмотрении образования триплетного состояния в результате захвата фотовозбужденного электрона на нейтральную однократно заряженную оборванную связь (рис. 8, *b*). В этом случае значение времени свободного пробега τ_m , $\tau_m = 100$ пс, оценен-

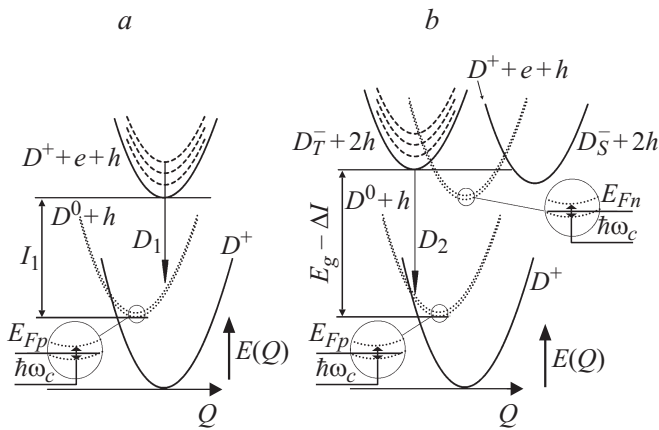


Рис. 8. Схема адиабатических потенциалов для состояний глубокого центра (оборванной связи в кремнии) с различным полным зарядом и спином. Триплетные и синглетные двух-электронные конфигурации глубокого центра формируются вследствие захвата фотовозбужденных электронов соответственно на одноэлектронные состояния D^{0*} и D^0 (рис. 7). Межзонная оптическая накачка ответственна за формирование электронных, E_{Fn} , и дырочных, E_{Fp} , квазиуровней Ферми. Отсчет энергии ведется от верха валентной зоны. Энергетический зазор между состояниями D^+ и $D^+ + e + h$ соответствует ширине запрещенной зоны кремния.

ное из данных измерений полуширины линий ОДЦР, по-видимому, определяется величиной сечения захвата фотовозбужденного электрона при наличии энергетического барьера в условиях взаимосвязанности ЭКВ и зарядовых корреляций.

Таким образом, время свободного пробега, τ_m , является характеристикой увеличения ФЛ вследствие СВЧ индуцированных переходов между уровнями Ландау. Принимая во внимание значение дипольного времени захвата, $\tau_0 \approx 10^{-12} - 10^{-13}$ с, можно оценить соответствующий туннельный фактор K , $K \approx 10^{-2}$, величина которого позволяет обеспечить накопление фотовозбужденных электронов вблизи нейтральных оборванных связей, чтобы получить увеличение дырочной ФЛ (D2 линия) в условиях ОДЦР. Аналогично происходит усиление спин-зависимой рекомбинации в полупроводниках в рамках известного механизма Каплана–Соломона–Мотта [27].

Следует отметить, что предлагаемый механизм ОДЦР более эффективен при использовании высоких частот СВЧ накачки, т. е. в сильных магнитных полях. По-видимому, именно с этим обстоятельством связано отсутствие данных о регистрации ОДЦР по измерению D1 и D2 линий ФЛ при использовании спектрометров трехсантиметрового диапазона длин волн.

В случае регистрации электронной ФЛ (D1 линия), на первый взгляд, достаточно сложно обеспечить накопление дырок вблизи нейтральных оборванных кремниевых связей, чтобы добиться заметного эффекта ОДЦР (см. рис. 8, a). Однако дополнительным фактором, спо-

собствующим увеличению ФЛ в условиях ЦР, является индуцированное в условиях межзонной накачки накопление дырок вблизи дипольных центров бора с отрицательной корреляционной энергией, $V^+ + V^-$. Тем не менее вопрос об эффективности предлагаемого механизма ОДЦР в условиях усиленного СВЧ накачки захвата дырок на глубокий центр требует дальнейшего изучения.

Тригональные дипольные центры бора, по-видимому, ответственны также и за увеличение эффективной массы тяжелой дырки в экспериментальной структуре (рис. 5, b), поскольку рекомбинация электронов из зоны проводимости СККЯ или объема n -типа проводимости происходит при захвате дырки на глубокий центр в широкозонном δ -барьере. Как оказалось, при описании тензора массы тяжелой дырки с помощью параметров A, B и C : $A = -4.15$, $B = 2.75$, $C = 1.70$ были обнаружены значительные расхождения с результатами исследований классического ЦР в объемном монокристаллическом кремнии: $A = -4.1$, $B = 1.6$, $C = 3.3$ [17]. Интересно отметить, что в исследованиях классического ЦР в использованной экспериментальной структуре [18,19] поведение эффективной массы и ее величина достаточно хорошо согласуются с результатами работы [17]. По-видимому, разница в значениях эффективной массы тяжелой дырки в экспериментальной структуре, обнаруженная при сравнении данных классического ЦР и ОДЦР, связана с регистрацией в последнем случае циклотронного резонанса по изменению ФЛ D1 и D2 линий. Это указывает на важную роль широкозонного барьера, сильно легированного бором, в механизме увеличения эффективной массы тяжелой дырки. Следует отметить, что захват фотовозбужденных дырок из СККЯ в δ -барьер, который сопровождается увеличением их эффективной массы, может привести к СВЧ-генерации в гига- и терагерцевом диапазонах [11].

Тригональные дипольные центры бора ответственны также за уменьшение продольной эффективной массы электронов, поскольку вследствие ориентации вдоль осей $\langle 111 \rangle$ они препятствуют прецессии электронов при наличии магнитного поля, перпендикулярного плоскости СККЯ (рис. 5, a).

Отметим, что увеличение ФЛ в условиях СВЧ-накачки в нулевом магнитном поле достигает максимального значения при направлении магнитного поля вдоль оси $\langle 111 \rangle$, что также соответствует кристаллографической ориентации тригональных дипольных центров. Подобное увеличение ФЛ (D2 линия), по-видимому, обусловлено активизацией формирования триплетного состояния вследствие СВЧ-индуцированных $D \rightarrow D^*$ переходов.

Таким образом, в экспериментальной структуре, представляющей собой СККЯ, ограниченную сильно легированными бором δ -барьерами на поверхности Si (100) n -типа, был обнаружен оптически детектированный циклотронный резонанс, регистрируемый по усилению фотoluminesценции при значениях энергии, соответствующих известным D1 и D2 линиям дислокационной

люминесценции. Полученные результаты рассмотрены в рамках модели кремниевой оборванной связи, учитывающей взаимосвязанность электрон-колебательного взаимодействия и зарядовых/спиновых корреляций. В рамках данной модели отражены возможные механизмы излучательных электронных (D1 линия) и дырочных (D2 линия) переходов.

Авторы благодарят Н.Г. Романова за помощь в выполнении данной работы и полезные обсуждения ее результатов, а также П.Г. Баранова за обсуждение постановки задачи и возможности ее реализации.

Работа выполнена при поддержке программы фундаментальных исследований президиума РАН „Квантовые мезоскопические и неупорядоченные системы“ (проект 10.4), 7-й Европейской рамочной программы (Marie Curie Actions PIRSES-GA-2009-246784 project SPINMET), а также в рамках государственного задания 2014 года СПбГПУ по теме „Методы взаимодействия гибридной инфраструктуры защищенных облачных вычислений и телематических систем киберобъектов“ (код проекта 1963).

Список литературы

- [1] L. Pavesi, J. Phys.: Condens. Matter, **15**, R1169 (2003).
- [2] V. Kveder, M. Badylevich, E. Steinman, A. Izotov, M. Zeibt, W. SchÖter. Appl. Phys. Lett., **84**, 2106 (2004)
- [3] V. Kveder, M. Badylevich, W. Schroter, M. Seibt, E. Steinman, A. Izotov. Phys. Status. Solidi A, **202**, 901 (2005).
- [4] N. Drozdov, A. Patrin, V. Tkachev. JETP Lett., **23**, 597 (1976).
- [5] P.G. Baranov, Yu.P. Veshchunov, R.A. Zhitnikov, N.G. Romanov, Yu.G. Shreter. JETP Lett., **26**, 249 (1977).
- [6] R. Romestain, C. Weisbuch. Phys. Rev. Lett., **45**, 2067 (1980).
- [7] B.C. Cavenett, E.J. Pakulis. Phys. Rev. B, **32**, 8449 (1985).
- [8] M. Godlewski, W.M. Chen, B. Monemar. Critical Rev. Sol. St. and Mater. Sci., **19**, 241 (1994).
- [9] N.T. Bagraev, N.G. Galkin, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko. J. Phys.: Condens. Matter. **20**, 164 202 (2008).
- [10] Н.Т. Баграев, Л.Е. Клячкин, А.А. Кудрявцев, А.М. Маляренко, В.В. Романов. ФТП, **43** (11), 1481 (2009).
- [11] N.T. Bagraev, V.A. Mashkov, E.Yu. Danilovsky, W. Gehlhoff, D.S. Gets, L.E. Klyachkin, A.A. Kudryavtsev, R.V. Kuzmin, A.M. Malyarenko, V.V. Romanov. Appl. Magn. Reson, **39**, 113 (2010).
- [12] N.T. Bagraev, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A. Naser. Def. Dif. Forum, **143–147**, 1003 (1997).
- [13] 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).
- [14] N.T. Bagraev, A.D. Bouravleuv, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, S.A. Rykov. Def. Dif. Forum, **194–199**, 673 (2001).
- [15] Н.Т. Баграев, А.Д. Буравлев, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, В. Гельхофф, В.К. Иванов, И.А. Шельх. ФТП, **36**, 462 (2002).
- [16] R.B. Hammond, T.C. Mcoill, J.W. Mayer. Phys. Rev. B, **13**, 3566 (1976).
- [17] G. Dresselhaus, A.F. Kip, C. Kittel. Phys. Rev., **98**, 368 (1955).
- [18] W. Gehlhoff, N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin. Sol. St. Phenomena, **47–48**, 589 (1995).
- [19] W. Gehlhoff, N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin. Mater. Sci. Forum, **196–201**, 467 (1995).
- [20] Н.Т. Баграев, А.И. Гусаров, В.А. Машков. ЖЭТФ, **92**, 968 (1987).
- [21] Н.Т. Баграев, А.И. Гусаров, В.А. Машков. ЖЭТФ, **95**, 1412 (1989).
- [22] V.A. Grazhulis, V.V. Kveder, V.Yu. Mukhina. Phys. Status Solidi A, **43**, 407 (1977).
- [23] V.A. Grazhulis, V.V. Kveder, V.Yu. Mukhina. Phys. Status Solidi A, **44**, 107 (1977).
- [24] V.V. Kveder, Yu.A. Osipyan, W. Schroeter, G. Zoth. Phys. Status Solidi A, **72**, 701 (1982).
- [25] N.T. Bagraev, V.A. Mashkov. Sol. St. Commun., **51**, 515 (1984).
- [26] N.T. Bagraev, V.A. Mashkov. Sol. St. Commun., **65**, 1111 (1988).
- [27] D. Kaplan, I. Solomon, N. Mott. J. Physique Lett., **39**, L51 (1978).

Редактор Т.А. Полянская

Optically detected cyclotron resonance in heavily boron doped silicon nanostructures on *n*-Si (100)

N.T. Bagraev^{*+}, R.V. Kuzmin^{*}, A.S. Gurin^{*}, L.E. Klyachkin^{*}, A.M. Malyarenko^{*}, V.A. Mashkov⁺

^{*} Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences, 194021 St. Petersburg, Russia

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

Abstract The electron and hole cyclotron resonances are detected at 94 GHz by changing the intensity of photoluminescence lines from the silicon nanostructures on the *n*-Si (100) surface, the energies of which are in a good agreement with the ones of the luminescent D1 and D2 dislocation lines that are well-known as the luminescence from the deformed single silicon crystals. The angular dependences of the optically detected cyclotron resonance spectra correspond to the electron and hole effective mass tensor, whereas the narrow resonance lines indicate long free path times for the carriers that appear to be order of 100 ps. The results obtained are discussed in the frameworks of the interplay between the electron-vibration interaction and the charge/spin correlations in the quasi-one-dimensional chains of dangling bonds in the silicon single crystals.