

УДК 621. 315. 592

©1993

## ЭПР БОРА В КУБИЧЕСКОМ SiC: ПРОЯВЛЕНИЕ ЭФФЕКТА ЯНА-ТЕЛЛЕРА

*Н.П.Баран, В.Я.Братусь, А.А.Бугай, В.С.Визнин, А.А.Климов,  
В.М.Максименко, Т.Л.Петренко, В.В.Романенко*

Проведено изучение угловой и температурной зависимостей спектров электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) бора в кубическом карбиде кремния (3C-SiC). Установлено, что центру В в 3C-SiC отвечает группа точечной симметрии  $C_{3v}$ ; понижение симметрии от кубической до тригональной обусловлено эффектом Яна-Теллера. Детально исследованы двугранные эффекты, связанные с переориентацией незаполненной орбитали бор-углерод между четырьмя направлениями ян-теллеровских смещений типа (111). Температурная зависимость скорости переориентации объяснена фононно-индуцированным туннелированием В в основном колебательном состоянии и туннельно-контролируемым процессом через возбужденное колебательное состояние. Обнаружено, что спин-релаксационное уширение линий ЭПР В в 3C-SiC происходит с участием LO-фононов.

Примесь бора, формирующая глубокие акцепторные уровни в различных политипах карбида кремния, является активатором высокотемпературной люминесценции как в электронном, так и в дырочном материале [1].

Свойства В в SiC изучались различными методами, включая в себя электронный парамагнитный резонанс (ЭПР) [2-5], оптически детектируемый магнитный резонанс [6,7] и двойной электронно-ядерный резонанс (ДЭЯР) [8], однако электронная структура этого дефекта остается до конца невыясненной. Так, не ясны причины, приводящие к близким значениям параметров наблюдаемых спектров ЭПР бора в различных политипах SiC [4,5] и к близким величинам измеренных в них энергий оптической ( $\Delta E_{opt} = 0.70 \pm 0.05$  эВ [9]) и термической ( $\Delta E_t = 0.30 \pm 0.03$  эВ [4]) активации бора. Не понятны также выводы работы [5] о низкой симметрии ( $C_s$ ) центра В в кубическом политипе, в то время как для аксиального центра в гексагональном политипе 6H-SiC она более высокая ( $C_{3v}$ ). В этой связи представляет значительный интерес выяснение электронной структуры В в кубическом SiC, единственной политипной модификации карбида кремния, в которой отсутствует тригональное кристаллическое поле, для понимания свойств В в различных политипах карбида кремния.

В настоящей работе проведено детальное изучение угловых и температурных зависимостей спектров ЭПР бора в монокристаллах 3C-SiC. Получены новые данные о точечной симметрии этого дефекта, объясненные с учетом эффекта Яна-Теллера (ЭЯТ) [10]. Исследован процесс термически активированной переориентации незаполненной орбитали бор-углерод между четырьмя возможными направлениями ян-теллеровских смещений.

## 1. Методика эксперимента

Исследованные монокристаллы 3C-SiC были выращены методом термического разложения метилтрихлорсилана и легировались бором при выращивании либо диффузией. Кристаллы ориентировались рентгеновским методом, изучаемые образцы имели размер  $2 \times 1.5 \times 0.4$  мм. Концентрация В, определенная из измерений ЭПР, для разных образцов составляла  $10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

Измерения ЭПР проводились в  $Q$ -диапазоне ( $\nu_{mw} = 35$  ГГц) на радиоспектрометре Varian E-12 в интервале температур 4.2–220 К.

## 2. Спектры ЭПР и модель примесного центра В в 3C-SiC

Как известно [2,5], спектр ЭПР В (спин  $S = 1/2$ ) в SiC имеет сложный вид и состоит из линий сверхтонкого взаимодействия (СТВ) с ядром  $^{11}\text{B}$  (спин ядра  $I = 3/2$ , распространенность  $\rho = 81.1796$ ) и линий СТВ с ядром  $^{10}\text{B}$  ( $I = 3$ ,  $\rho = 18.83\%$ ), интенсивность которых на порядок ниже. В отдельных ориентациях наблюдаются также линии суперсверхтонкой структуры (ССТС) с ядрами  $^{29}\text{Si}$  [5]. На рис. 1 приведен спектр ЭПР бора в 3C-SiC для трех характерных ориентаций, а на рис. 2 приведена его угловая зависимость в плоскости (110) кристалла, наблюдаемая в интервале температур 4.2–40 К, о чем предварительно сообщалось в [11]. Она описывается  $g$ -тензором с главной осью вдоль направления  $\langle 111 \rangle$  [10], оси  $A$ -тензора совпадают с осями  $g$ -тензора. Из рис. 2 видно, что существуют две ориентации  $\varphi = 20$  и  $90^\circ$ , в которых исчезает сверхтонкая структура (СТС) линий  $s$  и  $s + b$  соответственно. В этих ориентациях линии имеют ширину, практически совпадающую с шириной  $\Delta H_{pp} = 0.05$  мТ отдельных компонент СТС. Подобное «исчезновение» сверхтонкой структуры может иметь место в случае противоположных знаков контактного и

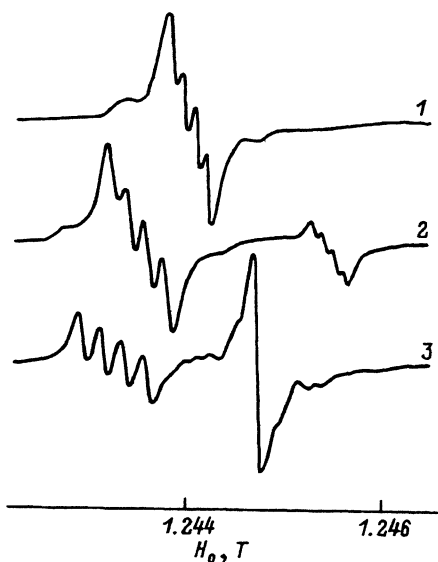


Рис. 1. Спектр ЭПР 3C-SiC(B).

$T = 30$  К,  $\mathbf{H}_0 \parallel [001]$  (1),  $\mathbf{H}_0 \parallel [\bar{1}11]$  (2),  $\mathbf{H}_0 \parallel [\bar{1}10]$  (3).

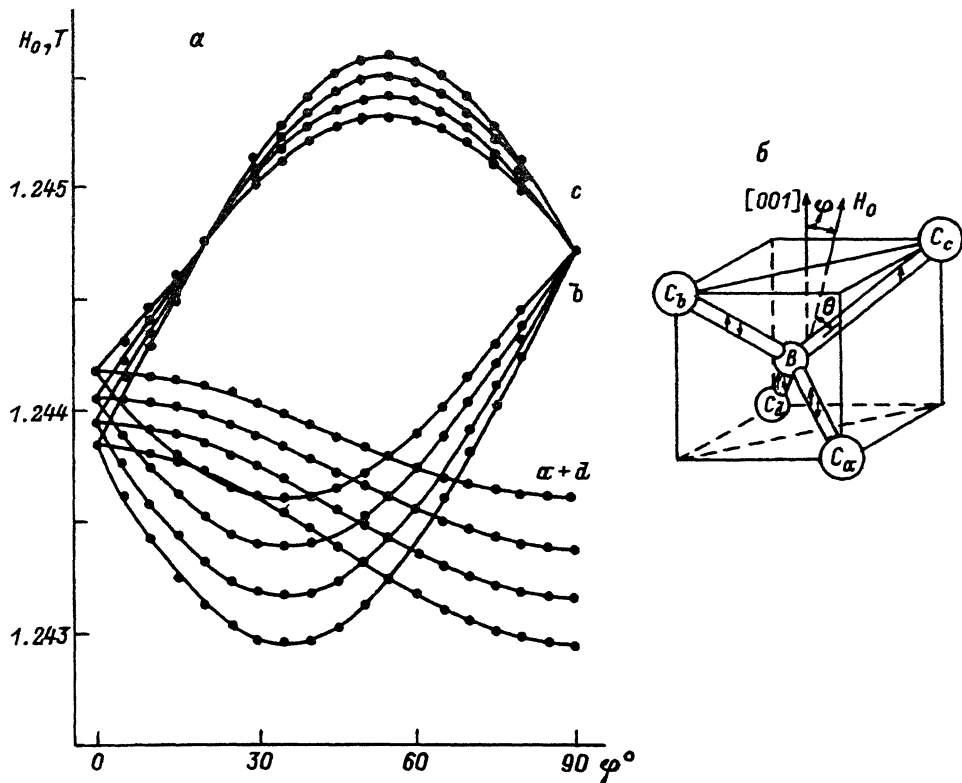


Рис. 2.

*a* — угловая зависимость положений линий ЭПР 3C-SiC(V) в плоскости (110),  $\varphi = (\mathbf{H}_0, \mathbf{A} \wedge [001])$ . Линии ЭПР обозначены в соответствии с ориентацией дефектов на рис. 2, б. Сплошные линии — расчет согласно (1) и значений параметров из таблицы; б — модель V в 3C-SiC. Атом V смещен из центра тетраэдра вдоль направления  $[1\bar{1}\bar{1}]$  на атом  $C_0$ .

диполь-дипольного членов СТВ и наблюдалось для аксиального центра в 6H-SiC(V) [2].

Для описания наблюдаемой угловой зависимости резонансных полей линий ЭПР (без учета суперсверхтонкого взаимодействия) использовался спин-гамильтониан, соответствующий аксиальной точечной симметрии дефекта [2]

$$H = \beta \mathbf{H} g \mathbf{S} + \mathbf{S} A \mathbf{I}. \quad (1)$$

Резонансные значения магнитных полей определяются эффективными значениями *g*- и *A*-тензоров

$$g_{\text{ef}}^2 = g_{\parallel}^2 \cos^2 \theta + g_{\perp}^2 \sin^2 \theta,$$

$$A_{\text{ef}} = (g_{\perp}/g_{\text{ef}}) A_{\parallel} \cos^2 \theta + (g_{\perp}/g_{\text{ef}}) A_{\perp} \sin^2 \theta,$$

где  $\theta$  — угол между осью типа  $\langle 111 \rangle$  центра и направлением постоянного магнитного поля  $\mathbf{H}$  (рис. 2, б). Использование выражения для  $A_{\text{ef}}$  из [2] связано с тем, что в нашем случае  $A_{\parallel}, A_{\perp} < \nu_L$  — ядерной ларморовской

Параметр	3С-SiC(B)		Аксиальный центр в 6H-SiC(B)[2]
	[5]	наст. раб.	
<i>g</i> -тензор	$g_z = 2.0021$ $g_x = 2.0057$ $g_y = 2.0063$	$g_{  } = 2.0023$ $g_{\perp} = 2.0059$ $A_{  } = \pm 1.0$	$g_{  } = 2.0020$ $g_{\perp} = 2.0068$ $A_{  } = \pm 1.7$
СТВ $^{11}\text{B}$ , $10^{-4}\text{см}^{-1}$	$A_z = 0.8$ $A_x = 0.9$ $A_y = 1.8$	$A_{\perp} = \mp 2.0$ $a = \mp 1.0$ $b = \pm 1.0$	$A_{\perp} = \mp 1.3$ $a = \mp 0.3$ $b = \pm 1.0$
Направление осей тензора	$Z \parallel [111]$ $X \parallel [1\bar{1}0]$ $Y \parallel [11\bar{2}]$	$Z \parallel [111]$	$Z \parallel c$
$\hbar\omega_1$ , мэВ		$52 \pm 5$	$50^{[3]}$
$\tau_0$ , с		$1.7 \cdot 10^{-10}$	$5 \cdot 10^{-11}^{[3]}$

частоты изотопа  $^{11}\text{B}$ . Полученные из сопоставления с экспериментом параметры (1), а также контактный  $a = (A_{||} + 2A_{\perp})/3$  и диполь-дипольный  $b = (A_{||} - A_{\perp})/3$  члены СТВ приведены в таблице.

Из угловой зависимости спектра ЭПР следует, что центру В в 3С-SiC отвечает группа точечной симметрии  $C_{3v}$ , а не  $C_s$ , как было определено в [5]. Однозначным доказательством симметрии центра  $C_{3v}$  является наблюдаемое число линий в характерных ориентациях [12]: без учета СТВ это одна линия для  $\mathbf{H}_0 \parallel [001]$  и по две линии для  $\mathbf{H}_0 \parallel [\bar{1}11]$  и  $\mathbf{H}_0 \parallel [\bar{1}10]$  (рис. 1).

Использование определенных в настоящей работе значений *g*- и *A*-тензора позволило нам также описать спектр ЭПР, наблюдаемый в поликристаллическом и порошкообразном 3С-SiC(B), что не удавалось сделать при подстановке данных из [5].

Линии ССТС наблюдаются в спектре ЭПР 3С-SiC(B) ниже  $T = 60$  К. Помимо детектированных ранее линий ССТС с расщеплением  $A_2 = 0.88 \pm 0.05$  мТ ( $24.7 \pm 1.4$  МГц), отнесенных в [5] к взаимодействию с тремя ядрами  $^{29}\text{Si}$ , в ориентациях  $\varphi = 20$  и  $90^\circ$  у линий ЭПР с исчезнувшей СТС обнаруживаются два дополнительных дублета ССТС с  $A_1 = 0.36 \pm 0.05$  мТ ( $10.1 \pm 1.4$  МГц) и  $A_3 = 1.19 \pm 0.05$  мТ ( $33.3 \pm 1.4$  МГц) (рис. 1). Для выяснения природы этих линий необходимо привлечение метода ДЭЯР.

Расчет электронной структуры примеси бора в 3С-SiC был выполнен нами в рамках метода МО ЛКАО [14] в предположении, что атомы В замещают атомы Si. В пользу этого предположения свидетельствуют данные ЭПР в кристаллах SiC, обогащенных изотопом  $^{13}\text{C}$  [5], результаты рентгеновских измерений деформации решетки в 6H-SiC(B) [13] и ДЭЯР [8]. Еще одним аргументом в пользу модели  $\text{B}_{\text{Si}}$  является и то, что орбитальные радиусы В больше радиусов С, но меньше Si

[<sup>14</sup>]:  $r_{2p}(B) = 0.776 \text{ \AA}$ ,  $r_{2s}(B) = 0.769 \text{ \AA}$ ;  $r_{2p}(C) = 0.596 \text{ \AA}$ ,  $r_{2s}(C) = 0.620 \text{ \AA}$ ;  
 $r_{3p}(Si) = 1.068 \text{ \AA}$ ,  $r_3(Si) = 0.904 \text{ \AA}$ .

Из расчета [<sup>11</sup>] следует, что для неискаженного тетраэдра  $BC_4$  основным состоянием бора будет трехкратно вырожденное  $T$ -состояние. Как известно [<sup>10</sup>], для электронного  $T$ -состояния, связанного с  $T$ -модами колебаний, результирующая энергетическая конфигурация в пределе сильной связи имеет четыре эквивалентных минимума в направлениях  $\langle 111 \rangle$ . Таким образом, понижение симметрии центра В в  $3C$ -SiC от кубической (точечная группа  $43m$ ) до тригональной (точечная группа  $3m$ ) может происходить вследствие ЭЯТ. Ожидаемые в этом случае значения  $g$ -тензора в пределе сильного статического ЭЯТ будут близки  $g$ -тензору электрона на орбитали оборванной связи. Вывод о сильном вибронном взаимодействии следует из анализа спектров оптического поглощения бора в SiC с учетом электрон-фононного взаимодействия [<sup>15,18</sup>], который позволяет оценить значение энергии Яна-Теллера  $E_{ЯТ} \approx 0.35$  эВ. Энергия моды колебаний, переводящей систему из одного минимума адиабатического потенциала в другой (определена ниже из температурных зависимостей спектров ЭПР), почти на порядок меньше.

Отличие знаков контактного и диполь-дипольного членов СТВ подробно обсуждалось в [<sup>8,11</sup>] и связано со спиновой поляризацией внутренней  $1s$ -оболочки бора неспаренным электроном  $p$ -орбитали, приводящей к отрицательной спиновой плотности на ядре  $^{11}B$ .

### 3. Температурная зависимость спектра ЭПР

В модели для В в  $3C$ -SiC (рис. 2,б) могут иметь место двигательные эффекты, связанные с переориентацией незаполненной орбитали (прыжки дырки), которые были нами обнаружены при изучении температурной зависимости спектра ЭПР. На рис. 3 показано, как преобразуется спектр

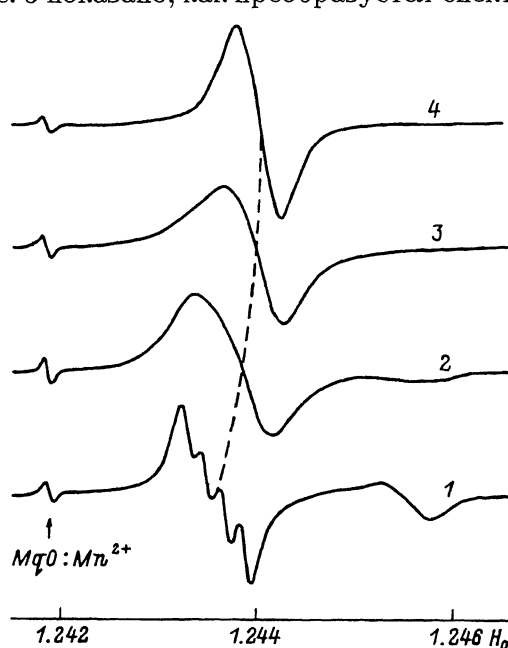


Рис. 3. Температурная зависимость спектра ЭПР  $3C$ -SiC(B) в ориентации  $H_0 \parallel [111]$ . Вид спектра при  $T = 77$  (1), 92 (2), 102 (3), 140 К (4).

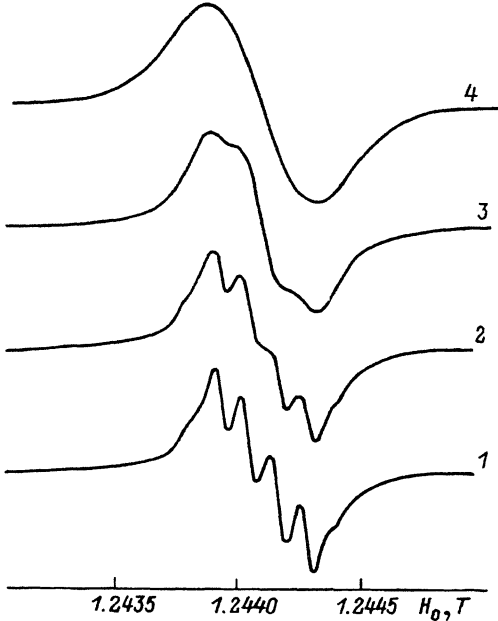


Рис. 4. Вид спектра ЭПР 3C-SiC(B) в ориентации  $H_0 \parallel [001]$ .  
 $T, K$ : 1 — 113, 2 — 123, 3 — 133, 4 — 143.

ЭПР 3C-SiC(B) в ориентации  $H_0 \parallel [\bar{1}11]$ . Начиная с  $T = 40$  К обнаружилось уширение линий СТС. При дальнейшем повышении температуры наблюдались исчезновение СТС ( $T = 79$  К), сдвиг линий ЭПР в положение со средним по четырем возможным ориентациям значением  $g$ -фактора  $\bar{g} = (1/4)(g_a + g_b + g_c + g_d)$ , где индексы соответствуют обозначениям линий на рис. 2, а, и сужение результирующей линии вплоть до  $T = 140$  К. Выше этой температуры имеет место уширение линии ЭПР, не связанное с переориентацией. Действительно, в ориентации  $H_0 \parallel [001]$ , в которой все центры магнитно эквивалентны, процессы переориентации не влияют на вид спектра ЭПР. В ней СТС спектра ЭПР сохраняется вплоть до  $T = 120$  К. Выше 120 К наблюдается уширение линий СТС (рис. 4), имеющее, очевидно, релаксационную природу, поскольку при тех же температурах прыжки приводят к сужению линии ЭПР.

Для объяснения наблюдаемой температурной зависимости спектра ЭПР был рассмотрен процесс быстрой переориентации оси центра В по четырем направлениям типа  $\langle 111 \rangle$ . При наличии случайных переориентаций между указанными направлениями вид спектра может быть описан с помощью расширенных уравнений Блоха, которые были получены нами по аналогии со случаем прыжков между двумя положениями с различными резонансными частотами [15]

$$v(H) = \frac{NF + MG}{F^2 + G^2}, \quad (2)$$

где

$$N = 2JS - 4J^3 + 2PS - 12PJ^2 - 12P^2J - 4P^3,$$

$$M = Q - 3J^2R - 6JPR - 3P^2R,$$

$$F = T - J^2S + J^4 - P^2(6J^2 - S) - 8JP^3 - 3P^4,$$

$$G = J^3 R - JQ - 3JRP^2 - 2P^3 R,$$

$$J = \frac{1}{T_2} + 3P,$$

$$Q = X_1 X_2 X_3 + X_1 X_3 X_4 + X_1 X_2 X_4 + X_2 X_3 X_4,$$

$$R = X_1 + X_2 + X_3 + X_4,$$

$$S = X_1 X_2 + X_1 X_3 + X_1 X_4 + X_2 X_3 + X_3 X_4 + X_2 X_4,$$

$$T = X_1 X_2 X_3 X_4,$$

$$X_i = \frac{g_e \beta}{h} (H_i - H), \quad i = a, b, c, d,$$

$v(H)$  — величина, пропорциональная интенсивности поглощения;  $P = \tau^{-1}$  — частота прыжков;  $H_i$  — резонансные магнитные поля центра в отсутствие переориентации;  $1/T_2$  — исходная ширина спин-пакета, имеющего лоренцеву форму.

Выражение (2) позволяет проследить за изменениями как ширины, так и положения компонент спектра в зависимости от скорости переориентации и не ограничивается лишь областями уширения и сужения линии ЭПР, как например в [16–18]. К некоторой неадекватности используемого выражения (2) экспериментальной ситуации следует отнести то, что до начала уширения формы линии СТС (рис. 1) была промежуточной между гауссианом и лоренцианом, практически лоренцевой она становилась выше  $T = 56$  К. Частота прыжков определялась из сравнения экспериментальных значений ширин линий и резонансных полей с семейством

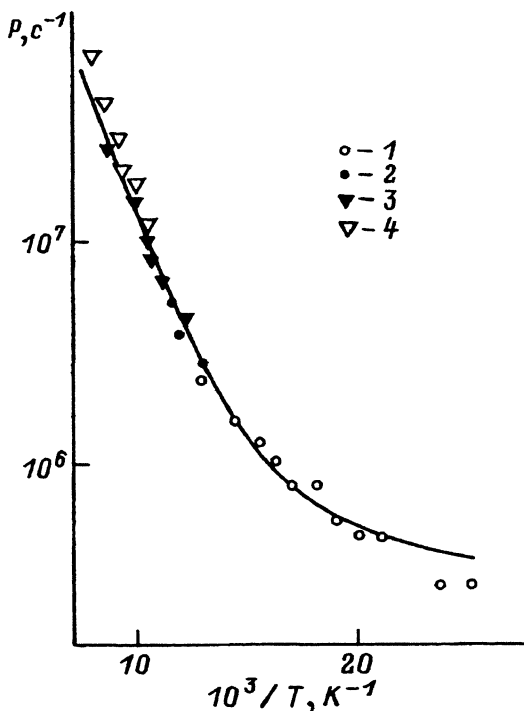


Рис. 5. Температурная зависимость скорости переориентации  $P$  для  $3C-SiC(B)$ .

Значения  $P$  определены из:

- 1 — уширения линии ЭПР  $c + d$ ,  $\varphi = 90^\circ$ ;
  - 2 — положения линий спектра,  $\varphi = 90^\circ$ ;
  - 3 — положения линий спектра,  $\varphi = 54^\circ 44'$ ;
  - 4 — сужения линии ЭПР,  $\varphi = 54^\circ 44'$ .
- Сплошная линия — согласно (3).

кривых поглощения, построенных, согласно (2), для различных ориентаций  $H_0$  в зависимости от  $P$ . Как оказалось, температурная зависимость  $P(T)$  (рис. 5) может быть описана выражением

$$P = DT + P_0 \exp(-\Delta_1/kT), \quad (3)$$

где  $D = (9.4 \pm 1.9) \cdot 10^3 \text{ Гц} \cdot \text{К}^{-1}$ ,  $P_0 = (6 \pm 2) \cdot 10^9 \text{ Гц}$ ,  $\Delta_1 = 52 \pm 5 \text{ мэВ}$ . Из таблицы видно, что эти значения близки к определенным в [3] для «квазикубических» позиций в 6H-SiC.

Для анализа температурной зависимости ширин линий СТС в ориентации  $H_0 \parallel [001]$  (рис. 4) спектр ЭПР моделировался в виде суперпозиции пяти линий — четверки СТС с ядрами  $^{11}\text{В}$  и «пьедестала», связанного с СТВ на ядрах  $^{10}\text{В}$ . Наблюдаемое температурное уширение компонент СТС описывается зависимостью вида

$$\Delta H_{pp}(T) = \Delta H_{pp}(0) + \delta H_{pp} \exp(-\hbar\omega_2/kT), \quad (4)$$

где  $\delta H_{pp} = 1.6 \cdot 10^{10} \text{ Гц}$ ,  $\hbar\omega_2 = 108 \pm 22 \text{ мэВ}$ ,  $\Delta H_{pp}(0) = 0.05 \text{ мТ}$ .

#### 4. Обсуждение результатов

Обнаруженные температурные эффекты в спектре ЭПР 3C-SiC(V) дополнительно свидетельствуют в пользу модели центра (рис. 2,б) и являются типичными для ЭЯТ при переходе от статического к динамическому пределу [10,16,17]. Первое слагаемое в (3) может быть связано с процессом фононно-индуцированного туннелирования [19]. Использую для оценки разности деформационных потенциалов различных ян-теллеровских конфигураций В в SiC константы электрон-фононного взаимодействия, найденные из исследования спектров фотоионизации акцепторов в SiC(V) [20], и полученное значение  $D$ , находим величину туннельного матричного элемента в основных состояниях  $\Gamma \approx 5 \cdot 10^9 \text{ Гц}$ . Эта величина близка к значениям  $\Gamma$  для нецентрального ян-теллеровского иона  $\text{Cu}^{2+}$  в SrO [18].

Значение энергии активации прыжков  $\Delta$ ; и предэкспоненциального множителя  $P_0$  характерны для туннельно-контролируемого процесса переходов ян-теллеровского центра между минимумами адиабатического потенциала через возбужденное колебательное состояние [21]. В этом случае  $\Delta_1 = \hbar\omega_1$ , где  $\hbar\omega_1$  — энергия возбужденного квазилокального колебательного состояния,  $P_0 = (2\Gamma_{ex})^2/\varepsilon_1 \Gamma_{ex}$  — туннельный матричный элемент в возбужденном состоянии,  $\varepsilon$  — ширина уровня этого состояния. Используя полученное для В в 3C-SiC значение  $P_0$  и полагая, для оценки, значение  $\varepsilon = 3.6 \cdot 10^{11} \text{ Гц}$ , которое соответствует ширине линии поглощения в SiC связанной с квазилокальным колебанием [22], находим  $\Gamma_{ex} \approx 5 \cdot 10^{10} \text{ Гц}$ , что представляется разумным. Выполнение неравенства  $\Gamma_{ex} \gg \Gamma$  связано с увеличением перекрытия колебательных функций в возбужденных состояниях. Отметим, что с учетом  $\Gamma \approx 5 \cdot 10^9 \text{ Гц}$  и  $\hbar\omega \approx 1.3 \cdot 10^{13} \text{ Гц}$  оценка интеграла перекрытия  $S$  приводит к значению  $S \approx 2 \cdot 10^{-5}$ , что соответствует сильному ЭЯТ.

Определенное из температурного уширения компонент СТС значение  $\hbar\omega_2 = 108 \pm 22 \text{ мэВ}$  совпадает с энергиями LO-фононов 3C-SiC в



X-, L- и Г-точках (102.8, 103.9 и 120.5 мэВ соответственно) [23] и указывает на то, что спин-релаксационное уширение происходит с участием оптических фононов. Отметим, что энергия LO-фононов с учетом их дисперсий совпадает с энергией второго квазилокального колебательно-возбуждения ( $\hbar\omega_2 \approx 2\hbar\omega_1$ ). Это обстоятельство может приводить к их существенному резонансному взаимодействию и смешиванию. В результате спин-фононное уширение линий ЭПР в магнитоэквивалентных потенциальных ямах может быть вызвано процессом комбинационного рассеяния подобных связанных колебаний. Однако в результирующем орбитально-решеточном взаимодействии вклад квазилокального колебания, по-видимому, мал, что следует из отсутствия проявлений первого возбужденного квазилокального состояния ( $n = 1$ ) в уширении линии ЭПР.

Таким образом, угловая и температурная зависимости спектров ЭПР бора в 3C-SiC связаны с ян-теллеровской природой этого дефекта. В [12] мы показали, что в модели МО ЛКАО понижение симметрии возникает вследствие дополнительного химического связывания при искажении системы по сравнению с симметричной конфигурацией. Получаемый выигрыш энергии в результате смещения бора из центра тетраэдра BC<sub>4</sub> в направлении  $\langle 111 \rangle$  до квазипланарной конфигурации может быть отождествлен с энергией стабилизации Яна-Теллера.

В целом вследствие сильного ЭЯТ тригональное кристаллическое поле в некубических поли типах оказывает слабое влияние на свойства примеси бора. Диаграмма конфигурационных координат, приведенная в [24] для В в 6H-SiC, является универсальной для всех политипов, и становятся понятными близкие значения для различных параметров этого центра.

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность В. Н. Родионову за предоставление кристаллов, И. М. Зарицкому и А. Б. Ройцину за полезные обсуждения.

### Список литературы

- [1] Водаков Ю.А., Гончаров Е.Е., Ломакина Г.В., Мальцев А.А., Молохов Е.Н., Одинг В.Г., Рамм М.Г., Рябова Г.Г., // ФТП. 1987. Т. 21. № 2. С. 207-211.
- [2] Woodbury Н.Н., Ludwig G.W., // Phys. Rev. 1961. V. 124, N 4. P. 1083-1089.
- [3] Hardeman A.E.G., Gerritsen G.B. // Phys. Lett. 1968. V. 20. N 6. P. 623-624.
- [4] Вейнгер А.И., Водаков Ю.А., Козлов Ю.И., Ломакина Г.А., Мохов Е.Н., Одинг В.Г., Соколов В.И. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. № 21. С. 1319-1323.
- [5] Зубатов А.Г., Зарицкий И.М., Лукин С.Н., Молохов Е.Н., Степанов В.Г. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 2. С. 322-329.
- [6] Романов Н.Г., Ветров В.А., Баранов Н.Г., Мохов Е.Н., Одинг В.Г. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. № 19. С. 1168-1172.
- [7] Baranov P.G., Romanov N.G. // ICDS-16 Materials Science Forum. 1992. V. 83-87. P. 1207-1212.
- [8] Петренко Т.Л., Тесленко В.В., Мохов Е.Н. // ФТП. 1992. Т. 26. № 9. С. 1556-1564.
- [9] Ikeda M., Matsunami H., Tanaka T. // Phys. Rev. B. 1980. V. 22. N 6. P. 2842-2854.
- [10] Бургуэн Ж., Ланно М. Точечные дефекты в полупроводниках. Экспериментальные аспекты. М.: Мир, 1985. 304 с.
- [11] Btatus V.Ya., Baran N.P., Bugai A.A., Klimov A.A., Maksimenko V.M., Petrenko T.L., Romanenko V.V. // Defects and diffusion forum. 1993. V. 103-105. P. 603-611.
- [12] Мельман М.Л., Самойлович М.И. Введение в спектроскопию ЭПР активированных монокристаллов. М.: Атомиздат, 1977. 272 с.
- [13] Кютт Р.Н., Мохов Е.Н., Трегубова А.С. // ФТТ. 1981. Т. 23 № 11, С. 3496-3499.
- [14] Waber J.T., Gromer D.T. // J. Chem. Phys. 1965. V. 42. № 12. P. 4116-4123.
- [15] Gutovsky H.S., Salka A. // J. Chem. Phys. 1953. V. 21. N 9. P. 1688-1697.
- [16] Watkins G.D., Gorbett J.W. // Phys. Rev. 1964. V. 1143. N 54. P. 1359-1377.

- [17] Watkins G.D. // Phys. Rev. B. 1976. V. 13. N 6. P. 2511-2518.
- [18] Вихнин В.С., Сочава Л.С., Толпаров Ю.Н. // ФТТ. 1978. Т. 20. N 8. С. 2412-2419.
- [19] Pirs R., Zeks B., Gosar P. // J. Phys. Chem. Sol. 1966. V. 27. N 8. P. 1219-1226.
- [20] Вакуленко О.В., Горин С.Н., Гусева О.А. // ФТП. 1980. Т. 14. N 8. С. 1568-1572.
- [21] Вихнин В.С. // ФТТ. 1978. Т. 20. № 5. С. 1340-1346.
- [22] Ильин М.А., Карштенд Е.М., Рашевская Е.П. // ФТП. 1972. Т. 6. № 11. С. 2230-2232.
- [23] Choyke W.J., Patrik L. // Phys. Rev. B. 1971. V. 4. № 6. P. 1843-1847.
- [24] Копылов А.А., Пихтин А.Н. // ФТП. 1976. Т. 10. № 1. С. 15-19.

Ростовский государственный университет  
Научно-исследовательский институт физики

Поступило в Редакцию  
14 июля 1993 г.