

# Спиновая релаксация заряженных центров в кремнии в присутствии фотоносителей ( $\text{Si}:\text{Cr}^+$ , $[\text{Cr}^+-\text{B}^-]$ )

© А.А. Кончиц, Б.Д. Шанина

Институт физики полупроводников Академии наук Украины,  
03028 Киев, Украина

E-mail: Konchits@spin.kiev.ua

(Поступила в Редакцию 29 июня 2000 г.

В окончательной редакции 29 сентября 2000 г.)

Методами нестационарной ЭПР-спектроскопии при гелиевых температурах изучены процессы спиновой релаксации глубоких заряженных центров  $\text{Cr}^+$  и донорно-акцепторных пар  $(\text{Cr}^+-\text{B}^-)^0$  в кремнии. Обнаружен эффект возрастания скорости спин-решеточной релаксации при межзонной подсветке образцов, величина которого пропорциональна концентрации фотоэлектронов. Установлена преобладающая роль процессов спин-зависящего захвата носителей в спиновой релаксации для обоих типов центров в условиях подсветки. Решена система кинетических уравнений, описывающих процессы взаимодействия различных подсистем друг с другом и с термостатом. Из сравнения экспериментальных данных с теорией определены сечения захвата электронов  $\sigma_r(\text{Cr}^+) \cong 4.9 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2$  и  $\sigma_r(\text{Cr}^+-\text{B}^-) \cong 1.6 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2$  при  $T = 4.2 \text{ K}$ . Результаты обсуждаются в рамках теории захвата на притягивающие центры.

Исследования динамики спиновых систем и спин-зависящих носитель-примесных взаимодействий в полупроводниках обнаруживают тесную связь релаксационных процессов в системе локальных центров с процессами электронно-дырочной рекомбинации и термической ионизации донорных (акцепторных) центров (см., например, обзоры [1–4]). Носитель-примесные взаимодействия в значительной степени определяют эффективность современных методов оптического [2] и электрического [1,5,6] детектирования магнитных резонансов. В частности, они приводят к появлению новых механизмов спин-решеточной релаксации (СРР) за счет процессов обменного рассеяния (ОР) носителей на нейтральных парамагнитных центрах (ПЦ) [7,8], а также к спиновой ориентации заряженных ПЦ за счет процессов захвата носителей [3,9].

В настоящей работе на примере центров внедрения  $\text{Cr}^+$  и пар  $(\text{Cr}^+-\text{B}^-)$  в Si впервые изучено влияние фотовозбужденных носителей тока на СРР заряженных центров в элементарном полупроводнике.

## 1. Методика эксперимента и образцы

Измерения ЭПР и СРР проводились на супергетеродинном спектрометре-релаксометре трехсантиметрового диапазона в области гелиевых температур. ПЦ  $\text{Cr}^+$  в концентрации  $N_0 \sim 3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  вводились термодиффузией хрома при  $T \cong 1520 \text{ K}$  и последующей закалкой образцов Si, содержащих  $\sim 7 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  акцепторной примеси бора. Дополнительный отжиг части полученных образцов при  $T \cong 380 \text{ K}$  в течение 10–30 min приводил к формированию пар Si: ( $\text{Cr}-\text{B}$ ) в концентрации  $N_0 \sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , достаточной для проведения экспериментов по СРР. Для создания электронов проводимости (ЭП) использовалась подсветка образцов лампой накаливания. Свет подавался в криостат с помощью световода. Концентрация свобод-

ных носителей в образце при подсветке определялась из холловских данных.

Метод импульсного насыщения, примененный здесь для изучения влияния носителей тока на СРР локальных ПЦ, использовался в двух его модификациях: 1) методика ”выжигания дыры” в неоднородно-уширенной линии ЭПР узким импульсом СВЧ с наблюдением ее последующего ”заплывания”; 2) насыщение всего контура линии ЭПР за счет ее прохождения модулирующим  $H$ -полем ( $f_{mod.} = 100 \text{ Hz}$ ) синхронно с подачей широкого импульса СВЧ.

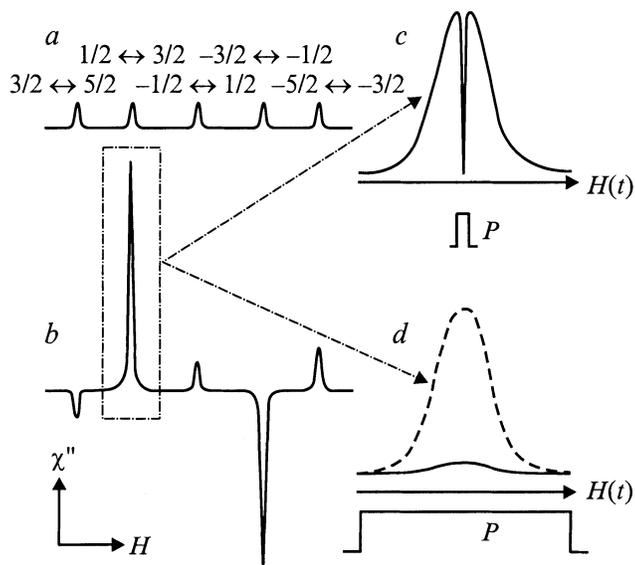
## 2. Экспериментальные результаты

Спектры ЭПР одиночных центров  $\text{Cr}^+$  и пар  $(\text{Cr}^+-\text{B}^-)^0$  ( $S = 5/2$ ) в Si были впервые изучены в [10]. Интенсивности их линий в темноте соответствуют равновесным больцмановским значениям.

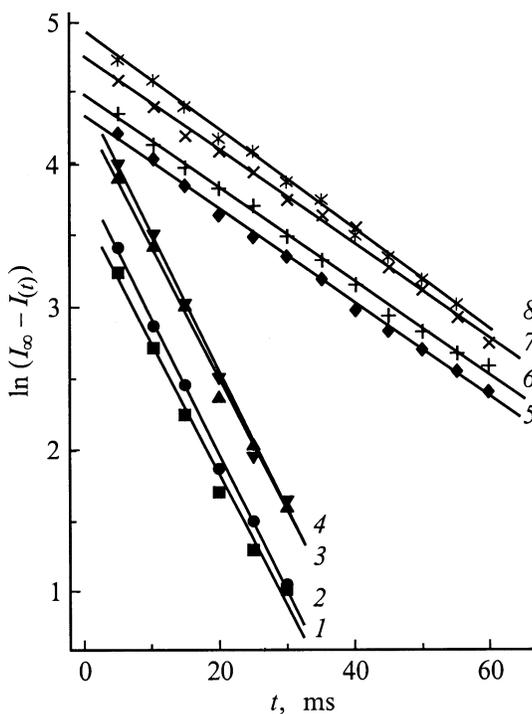
При межзонной подсветке образцов вид спектров ЭПР этих центров резко изменяется, что связано с их спиновой ориентацией [3,9]. На рис. 1 показаны упрощенная схема спин-релаксационных экспериментов и вид спектра ЭПР спиново-ориентированной системы ПЦ  $(\text{Cr}^+-\text{B}^-)^0$  в одном из образцов, использованных в данной работе.

Времена СРР  $\tau_1$ , измеренные при  $T = 4.2 \text{ K}$  в темноте, оказались близкими для одиночных центров  $\text{Cr}^+$  и пар  $(\text{Cr}^+-\text{B}^-)^0$  и составляли величину  $\tau_1 \cong 0.9 \text{ s}$ . Обнаружено, что наличие межзонной подсветки приводит к сильному (на 1–2 порядка) уменьшению времен релаксации для обоих типов центров. Установлено, что в изученном диапазоне концентраций ЭП ( $n \sim 10^7 - 10^8 \text{ cm}^{-3}$ ) величина эффекта линейно растет с увеличением  $n$ .

На рис. 2 показан временной ход восстановления намагниченности после ”выжигания дыры” в линиях ЭПР  $\text{Cr}^+$  и  $(\text{Cr}^+-\text{B}^-)^0$ , а также после насыщения всей



**Рис. 1.** Схема спин-релаксационных экспериментов. Слева представлен вид спектра ЭПР пар  $(\text{Cr}^+-\text{V}^-)$  в Si в темноте (a) и при подсветке (b). Справа (в растянутом по шкале  $H$  масштабе) показан результат воздействия импульса СВЧ: c — узкого ("выжигание дыры"); d — широкого (насыщение всей линии).  $T = 4.2 \text{ K}$ .  $\mathbf{H} \parallel [1\bar{1}1]$ ,  $n \cong 10^8 \text{ cm}^{-3}$ .



**Рис. 2.** Восстановление намагниченности после "выжигания дыры" в линиях ЭПР одиночных ПЦ  $\text{Cr}^+$  и пар  $(\text{Cr}^+-\text{V}^-)^0$  в Si (кривые 1, 3 и 5, 7 соответственно), а также после насыщения всей линии (кривые 2, 4 и 6, 8 соответственно). Кривые 1, 2, 7, 8 и 3–6 относятся к переходам  $1/2 \leftrightarrow 3/2$  и  $-3/2 \leftrightarrow -1/2$  соответственно.  $T = 4.2 \text{ K}$ ,  $n \cong 8 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$ . Межзонная подсветка действует непрерывно.

линии ЭПР в присутствии подсветки. Для получения хорошего соотношения сигнал/шум измерения проводились на наиболее интенсивных при подсветке переходах  $1/2 \leftrightarrow 3/2$  и  $-3/2 \leftrightarrow 1/2$  в спектрах ЭПР (рис. 1). Видно, что в пределах точности эксперимента ( $\pm 20\%$ ) скорость восстановления намагниченности для данного центра не зависит от перехода. Кроме того, время "заплывания дыры"  $\tau_{1h}^*$  совпадает с временем релаксации после насыщения всей линии  $\tau_1^*$ . Из рис. 2 видно также, что уменьшение  $\tau_{1h}^*$ ,  $\tau_1^*$  за счет подсветки для ПЦ  $\text{Cr}^+$  в три раза сильнее, чем для донорно-акцепторных пар (ДАП)  $(\text{Cr}^+-\text{V}^-)^0$ . Количественно из данных рис. 2 следует, что при  $T = 4.2 \text{ K}$  и  $n \cong 8 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$  значения  $\tau_{1h}^* \cong \tau_1^* \cong 10 \text{ ms}$  для центров  $\text{Cr}^+$  и  $\tau_{1h}^* \cong \tau_1^* \cong 30 \text{ ms}$  для пар  $(\text{Cr}^+-\text{V}^-)^0$ .

При  $T \cong 1.8 \text{ K}$  указанные соотношения величин сохраняются, хотя абсолютное уменьшение  $\tau_1$  сокращается на  $\sim 30\%$ .

Данные рис. 2 получены для направлений  $\mathbf{H} \parallel [001]$  для ПЦ  $\text{Cr}^+$  и  $\mathbf{H} \parallel [1\bar{1}1]$  для ПЦ  $(\text{Cr}^+-\text{V}^-)^0$ , соответствующим максимальному эффекту спиновой ориентации этих центров [3,11]. Измерения скорости СРР при других направлениях  $\mathbf{H}$  в условиях подсветки в пределах погрешности эксперимента не обнаружили угловой зависимости величин  $\tau_{1h}^*$ ,  $\tau_1^*$ . Установлено также, что стационарное насыщение любого из переходов разрешенного спектра ЭПР  $\text{Cr}^+$  или  $(\text{Cr}^+-\text{V}^-)^0$  при подсветке не приводит даже к частичному насыщению других переходов в противоположность тому, как это наблюдалось для мелких нейтральных центров фосфора в Si, где доминирующими являются процессы ОР [3,7].

### 3. Теория

В полупроводнике неполяризованный межзонный свет создает носители тока с концентрацией  $n$ . ПЦ, имеющие в неосвещенном образце концентрацию  $N_0$ , при освещении становятся эффективными центрами захвата и обменного рассеяния носителей. Число ЭП с данным направлением спина  $n_\uparrow$  или  $n_\downarrow$  изменяется вследствие следующих процессов: 1) ЭП рождаются совсем с бесконечной спиновой температурой  $\beta_e = (n_\downarrow - n_\uparrow)/(n_\downarrow + n_\uparrow)$  с постоянной заданной скоростью генерации  $G$ ; 2) исчезают со скоростью рекомбинации по каналам, не связанным с данными ПЦ; 3) ЭП захватываются на ПЦ со скоростью  $W^+$  с образованием состояний с  $j^+ = S + 1/2$  и со скоростью  $W^-$  с образованием состояний с  $j^- = S - 1/2$ ; 4) испытывают ОР на ПЦ со спином  $S$  со скоростью  $W_{ij}$ ; 5) рождаются при распаде нового центра, образовавшегося после захвата, со скоростью термической диссоциации  $b(T)$ .

ПЦ со спином  $S$  релаксируют, участвуют в ОР; захватывая электроны, перезаряжаются, превращаясь в новые ПЦ с суммарным моментом  $j^\pm = S \pm 1/2$  с вероятностью захвата  $W^\pm$ . Эти новые ПЦ с концентрацией  $N_{r,j}$  затем или термически диссоциируют со скоростью  $b(T)$ ,

или захватывают дырку с последующей электронно-дырочной рекомбинацией и образованием вновь ПЦ со спином  $S$ .

Система кинетических уравнений, описывающая перечисленные процессы, выведена одним из авторов в [12]. Динамика системы характеризуется следующими термодинамическими переменными: ЭП описываются величинами  $n$  и  $\beta_e$ ; ПЦ — макроскопическими средними величинами

$$\beta_i = N_0^{-1} \sum_M (-1)^i M^i N_M, \quad (1)$$

характеризующими состояние спиновой ориентации и поляризации

$$\begin{aligned} \beta_1 &= \langle S_z \rangle, & \beta_2 &= \langle S_z^2 \rangle, & \beta_3 &= \langle S_z^3 \rangle, \\ \beta_4 &= \langle S_z^4 \rangle, & \beta_5 &= \langle S_z^5 \rangle. \end{aligned} \quad (2)$$

Для ПЦ со спином  $S = 5/2$  пяти переменных (2) достаточно, и величина  $\beta_6$  может быть выражена через указанные величины:  $\beta_6 = 3.516 - 16.1875\beta_2 + 8.75\beta_4$ .

Если в процессе перезарядки концентрация ПЦ изменяется несущественно, то можно полагать  $\beta_0 \cong 1$ . Равновесные значения определяются формулой (1) неоднозначно, и в высокотемпературном приближении ( $\varepsilon = \hbar\omega/kT \ll 1$ ) имеем

$$\begin{aligned} \beta_0 &= 1, & \beta_{20} &= S(S+1)/3 = 2.917, \\ \beta_{40} &= (-S(S+1) + 3S^2(S+1)^2)/15, \\ \beta_{10} &= \varepsilon\beta_2, & \beta_{30} &= \varepsilon\beta_4, & \beta_{50} &= \varepsilon\beta_0. \end{aligned}$$

Определение (1) позволяет выразить разность населенностей  $P_{ij}$  для любой пары уровней через  $\beta$ . Так, для насыщаемого перехода  $P_{13} = N_{1/2} - N_{3/2}$  имеем

$$\begin{aligned} P_{13}(t) &= 175/256 - 73\beta_2(t)/96 + 5\beta_4(t)/48 \\ &\quad - 475\beta_1(t)/384 + 47\beta_3(t)/48 + \beta_5(t)/8. \end{aligned} \quad (3)$$

Как установлено нами ранее из анализа стационарных экспериментов по спиновой ориентации  $\text{Cr}^+$  в Si [3], отношение вероятности захвата ЭП  $W = W^+ + W^-$  к вероятности их ОР  $W_u$  значительно больше единицы, и  $W$  значительно больше скорости СРР ПЦ в темноте (при гелиевых температурах). По этой причине в кинетических уравнениях оставим только члены, содержащие спин-зависимый захват ЭП на ПЦ.

Согласно [11] определим "взвешенные" вероятности захвата электрона на ПЦ с образованием нового комплексного центра в состояниях с  $j^\pm = S \pm 1/2$

$$W^+ = R^+(S+1)/(2S+1), \quad W^- = R^-S/(2S+1), \quad (4)$$

где  $R^\pm = \sigma_r \bar{v} N$ ,  $\sigma_r$  — сечение захвата,  $\bar{v}$  — тепловая скорость.

В конечных уравнениях удобно пользоваться суммарной вероятностью захвата  $W$  и коэффициентом спин-зависимого захвата  $\alpha$  [1]

$$\alpha W = 0.5(R^- - R^+)/(2S+1). \quad (5)$$

Система уравнений [12] в приближении доминирующего процесса спин-зависимого захвата и  $S = 5/2$  приводит к системе кинетических уравнений для термодинамических переменных  $\beta_e$  и  $\beta_i$

$$\begin{aligned} \dot{\beta}_e &= -W \left[ \beta_e - 2\alpha\beta_1 - \frac{1}{2}(1-2S\alpha)(x_5 + \beta_e y_5) \right], \\ \dot{\beta}_1 &= -W \frac{n}{2N} \left[ -\beta_e + 2\alpha\beta_1 + \frac{1}{2}(1-2S\alpha)(x_5 + \beta_e y_5) \right] \\ &\quad - W_u \frac{n}{N} \left[ \beta_1 - (S(S+1) - \beta_2)\beta_e - \frac{35}{6}\varepsilon \frac{\Delta g}{g} \right] \\ &\quad - \frac{\beta_1 - \beta_{10}}{T_1}, \\ \dot{\beta}_3 &= -W \frac{n}{N} \left[ 3\alpha\beta_3 - 0.5(3-2\alpha)\beta_1 \right. \\ &\quad \left. - 0.5\beta_e(1 + 3(1-2\alpha)\beta_2) + \frac{109}{16}(1-2S\alpha)(x_5 + \beta_e y_5) \right], \\ \dot{\beta}_5 &= -W \frac{n}{N} \left[ 5\alpha\beta_5 - \frac{5}{4}(1-2\alpha)\beta_3 - \left( \frac{5}{2} - \alpha \right) \beta_1 \right. \\ &\quad \left. + \beta_e \left( -\frac{225}{16}\alpha + \left( 5 - \frac{219}{8}\alpha \right) \beta_2 \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{5}{2}(1-11\alpha)\beta_4 - 2\alpha\beta_6 \right) \right], \\ \dot{\beta}_2 &= -W \frac{n}{N} \left[ 2\alpha\beta_2 - 0.5 + 1.5(1-2S\alpha)y_5 \right], \\ \dot{\beta}_4 &= -W \frac{n}{N} \left[ 4\alpha\beta_4 - (3-4\alpha)\beta_2 - 0.5 \right. \\ &\quad \left. + \frac{111}{4}(1-2S\alpha)y_5 \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

В уравнениях (6) введены следующие обозначения:  $\Delta g = g - g_e$ , где  $g_e$  —  $g$ -факторы ПЦ и ЭП соответственно,  $x_5 = N_{-5/2} - N_{5/2} = 3\beta_1/320 - \beta_3/24 + \beta_5/60$ ,  $y_5 = N_{-5/2} + N_{5/2} = 3/128 - 5\beta_2/48 + \beta_4/24$ .

Проследим эволюцию спиновой системы ПЦ для экспериментально реализованного случая непрерывного освещения образца и полного насыщения СВЧ-импульсом спектральной линии перехода  $1/2 \rightarrow 3/2$ . Эти начальные условия соответствуют следующим значениям разностей населенностей  $P_{ij}$  ( $P_{ij}$  определяются отношением амплитуды наблюдаемого перехода к амплитуде перехода, соответствующего равновесной разности насе-

ленностей соседней пары уровней, равной  $(1/6)\varepsilon$ :

$$P_{3,5}(t=0) = -(1/6)\varepsilon, \quad P_{1,3}(t=0) = 0,$$

$$P_{-1,1}(t=0) = (1/6)\varepsilon,$$

$$P_{-3,-1}(t=0) = -(8/6)\varepsilon, \quad P_{-5,-3}(t=0) = (1/6)\varepsilon. \quad (7)$$

Согласно определению (1), этим условиям соответствуют начальные значения  $\beta_i$

$$\beta_1(t=0) = 0.0172, \quad \beta_2(t=0) = 2.43,$$

$$\beta_3(t=0) = 0.1062, \quad \beta_4(t=0) = 11.9,$$

$$\beta_5(t=0) = 1.3. \quad (8)$$

Решения системы (6) с начальными условиями (8) имеют вид

$$\beta_2 = 2.294 + 0.18 \exp(-0.272wt) - 0.05 \exp(-0.746wt),$$

$$\beta_4 = 11.5091 + 1.18 \exp(-0.272wt) - 0.79 \exp(-0.746wt), \quad (9)$$

$$\beta_1(t) = 0.078 - 0.061 \exp(-0.327uwt),$$

$$\beta_3(t) = 0.331(1 + 0.0674 \exp(-0.272wt))$$

$$- 0.0031 \exp(-0.746wt) - (0.225 \cos(0.256wt)$$

$$+ 0.03 \sin(0.256wt)) \exp(-0.156wt),$$

$$\beta_5(t) = 1.82(1 + 0.024 \exp(-0.272wt))$$

$$- 0.006 \exp(-0.746wt) - (0.52 \cos(0.256wt)$$

$$+ 0.86 \sin(0.256wt)) \exp(-0.156wt), \quad (10)$$

Здесь  $u = W_u/W$ ,  $w = Wn/N$ .

Подстановкой (9) и (10) в (3) получаем функцию восстановления спектрального перехода  $P_{13}(t)$  после его насыщения в присутствии неполяризованной межзонной подсветки, показанную на рис. 3. Точки на графике представляют данные, полученные из эксперимента.

#### 4. Обсуждение результатов

Результаты экспериментов, в том числе равенство  $\tau_{1h}^*$  и  $\tau_1^*$ , указывают на преобладающую роль процессов захвата носителей в спиновой релаксации заряженных центров  $\text{Cr}^+$  и  $(\text{Cr}^+-\text{B}^-)^0$  в условиях межзонной подсветки. Действительно, в случае процессов захвата невозможна реализация механизма релаксации "дыры" за счет процессов "двойного обменного рассеяния" [7,8], когда носитель в одном акте ОР отбирает спиновую энергию у ПЦ, а в следующем акте передает ее другому ПЦ, осуществляя таким образом процесс переноса энергии от "горячей" (насыщенной импульсом СВЧ) к "холодной" части линии ЭПР без передачи ее в решетку. В отсутствие такой стимулированной ЭП спектральной диффузии можно ожидать как равенства величин  $\tau_{1h}^*$  и  $\tau_1^*$ , так и отсутствия передачи насыщения по всему

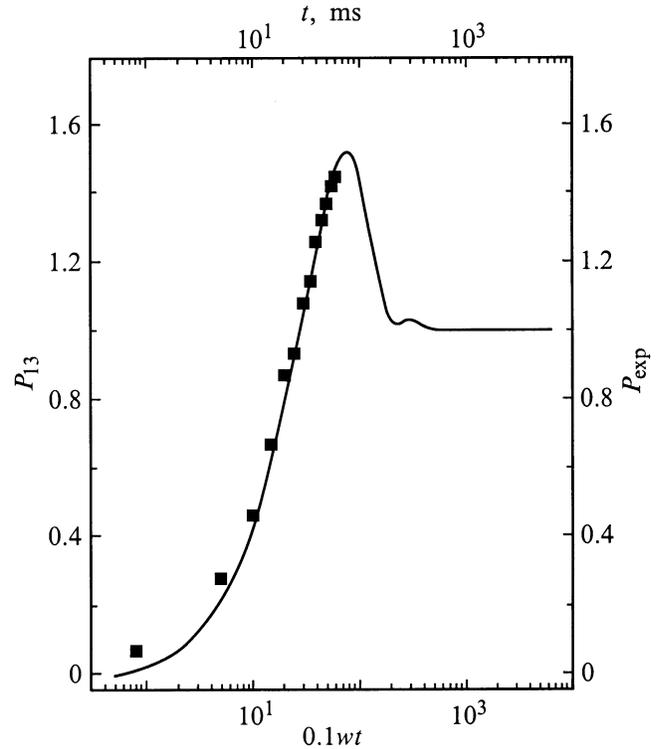


Рис. 3. Ход восстановления перехода  $1/2 \leftrightarrow 3/2$  после его насыщения импульсом СВЧ в условиях подсветки. Сплошная линия — теория, точки — эксперимент.  $T = 4.2\text{ K}$ .

спектру ЭПР при стационарном насыщении одной из его компонент, что и наблюдается в наших экспериментах. Этот вывод согласуется и с результатами стационарных экспериментов по спиновой ориентации центров  $\text{Cr}^+$  в Si, из анализа которых [3] следует, что  $W_u/W \ll 1$ .

Из полученных данных можно определить низкотемпературные сечения захвата  $\sigma_r$  ЭП на ПЦ  $\text{Cr}^+$  и  $(\text{Cr}^+-\text{B}^-)^0$ . Как следует из определения (4), уравнений (6) и рис. 3, величина  $(\tau_1^*)^{-1} = 0.1W(n/N) = 0.1n\sigma_r\bar{v}$ . Используя величину  $\bar{v} = 2.55 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$  (при  $T = 4.2\text{ K}$ ) и измеренные значения  $(\tau_1^*)^{-1}$  и  $n$ , находим  $\sigma_r(\text{Cr}^+) \cong 4.9 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2$  и  $\sigma_r(\text{Cr}^+-\text{B}^-) \cong 1.6 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2$ . Полученные значения достаточно велики, как и следует ожидать в случае захвата на притягивающие центры (см., например, обзор [13]), однако величина  $\sigma_r(\text{Cr}^+)$  все же на порядок меньше ожидаемой из теории для захвата на изолированный кулоновский центр (см. формулу (5) в [13]). Причина состоит в том, что в наших образцах концентрации доноров и акцепторов велики, и существенную роль играют флуктуации потенциала центров захвата  $E_0$ . Условия нашего эксперимента соответствуют рассмотренной в [13] ситуации  $E_0 > kT > ms^2$ . В этом случае сравнение следует проводить в рамках теории захвата на дипольный потенциал [14]. Действительно, количественная оценка  $\sigma_r(\text{Cr}^+-\text{B}^-)$  по формулам (П. 4), (П. 5) из [14] с длиной

диполя ДАП ( $\text{Cr}^+ - \text{V}^-$ )  $d = 3 \cdot 10^{-8}$  см дает величину  $\sigma_r(\text{Cr}^+ - \text{V}^-) = 0.5 \cdot 10^{-12}$  см<sup>2</sup>, близкую к нашему результату. Поскольку  $\sigma_r(\text{Cr}^+)$  имеет такой же порядок величины, данный факт указывает на то, что в случае центров  $\text{Cr}^+$  из-за высокой концентрации доноров и акцепторов в образце захват происходит также на дипольный потенциал с длинами диполей, испытывающими случайный разброс, а реальная концентрация центров, потенциал которых остается кулоновским, на порядок меньше. Отмеченное для обоих центров уменьшение эффекта подсветки на СРР при понижении  $T$  до 1.8 К связано с уменьшением величины  $\bar{v}$ .

Наблюдаемое в пределах точности измерений отсутствие угловой зависимости  $\tau_1^*$  легко понять, если учесть, что величина  $\tau_1^*$  определяется практически изотропной суммарной вероятностью захвата  $W = W^+ + W^-$ . В то же время эффективность спиновой ориентации определяется коэффициентом спин-зависящего захвата  $\alpha \propto W^+ - W^-$ , который для изучаемых спин-систем существенно зависит от направления  $\mathbf{H}$  в силу своей обусловленности величиной локального кристаллического поля [3,9].

В заключение отметим, что значения  $\sigma_r$  можно определить, измеряя скорость установления спиновой ориентации. Однако кинетика этих процессов усложнена влиянием процессов перезарядки ПЦ при включении-выключении света, а также наличием обусловленных ими длинных экспонент в нарастании фототока. В реализованном же подходе пренебрегается лишь изменением концентрации ЭП при включении-выключении импульса СВЧ за счет эффекта спин-зависимой рекомбинации [1]. Действительно, такой канал рекомбинации может создаваться за счет захвата носителей противоположного знака, например дырок, на центры  $\{\text{Cr}^+ + e\}$  [15]. Однако относительное изменение концентрации свободных носителей при насыщении ЭПР-переходов на практике обычно не превышает величин  $10^{-4} - 10^{-3}$  [1,5].

## Список литературы

- [1] I. Solomon. Spin effects in amorphous semiconductors. Topics in applied Physics **36**, 190 (1979).
- [2] S. Depinna, B.C. Cavenett, I.G. Austin, T.M. Searle, M.J. Thompson, J. Allison, P.G. Le Comber. Phil. Mag. **B 46**, 5, 473 (1982).
- [3] А.А. Кончиц, Б.Д. Шанина. В сб.: Радиоспектроскопия твердого тела. Наук. думка, Киев (1992). 632 с.
- [4] J.-M. Spaeth. In: Modern Application of EPR/ESR from Biophysics to Materials Science. Proc. of the first Asia-Pacific EPR/ESR Symp. (Hong-Kong, 1997). Springer (1998). P. 587.
- [5] M.S. Brandt, M. Stutzman. Appl. Phys. Lett. **61**, 21, 2569 (1992).
- [6] L.S. Vlasenko, M.P. Vlasenko. Mater. Sci. Forum **196-201**, Pt. 3, 1537 (1995).
- [7] G. Feher, E.A. Gere. Phys. Rev. **114**, 5, 1245 (1959).
- [8] М.Ф. Дейген, В.Я. Братусь, Б.Е. Вугмейстер, И.М. Зарицкий, А.А. Кончиц, А.А. Золотухин, Л.М. Милевский. ЖЭТФ **69**, 6 (12), 2110 (1975).
- [9] А.А. Кончиц, Б.Д. Шанина. ФТТ **28**, 2, 399 (1986).
- [10] Дж. Людвиг, Г. Вудбери. Электронный спиновый резонанс в полупроводниках. Пер. с англ. Мир, М. (1964). 148 с.
- [11] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Квантовая механика. Наука, М. (1989). 767 с.
- [12] Б.Д. Шанина. ФТТ **28**, 1, 95 (1986).
- [13] В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Ясиевич. ФТП **12**, 1, 3 (1978).
- [14] В.Н. Абакумов, В.И. Перель, И.Н. Ясиевич. ЖЭТФ **72**, 2, 674 (1977).
- [15] H. Conzelmann, K. Graff, E.R. Weber. Appl. Phys. **30**, 3, 169 (1983).