

## ГЛУБОКИЕ ЦЕНТРЫ И ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ЛЕГИРОВАННЫХ БОРОМ 4H-SiC *p-n*-СТРУКТУР

© А.А.Лебедев, Н.К.Полетаев

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
(Получена 24 апреля 1995 г. Принята к печати 11 мая 1995 г.)

Исследованы зависимости интенсивности электролюминесценции ( $I_t$ ) образцов 4H-SiC(B) от плотности прямого тока ( $J$ ) и температуры ( $T$ ),  $I_t = f(J, T)$ , а также зависимость времени послесвечения ( $\tau$ ) от температуры  $\tau = f(T)$ . Было обнаружено, что зависимость  $I_t = f(T)$  имела максимум, положение которого с увеличением величины  $J$  смещалось в область больших температур. Величина  $\tau$  с ростом температуры уменьшалась от 700 (293 К) до 3 мкс (410 К). Расчеты зависимости  $I_t = f(J, T)$ , сделанные на основе ранее предложенной для 6H-SiC(B) рекомбинационной модели, находятся в хорошем согласии с экспериментом.

Таким образом, можно констатировать полную аналогичность свойств глубоких центров и электролюминесценции в образцах SiC(B) политипов 6H и 4H.

### Введение

Известно [1], что в политипах SiC диффузия бора приводит к появлению «борной» электролюминесценции (ЭЛ). При этом положение максимума ЭЛ смещается относительно 6H-SiC в коротковолновую (в случае более широкозонного политипа) либо в длиноволновую область спектра (в случае более узкозонного политипа) на величину, примерно равную разности запрещенных зон данного политипа и 6H-SiC. Исследования 6H-SiC *p-n*-структур, легированных бором, показали наличие в данных образцах глубокого акцепторного уровня *D*-центра ( $E_V + 0.58$  эВ, сечение захвата дырок ( $\sigma_p$ ) =  $5 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>, сечение захвата электронов ( $\sigma_n$ ) =  $3 \cdot 10^{-20}$  см<sup>2</sup>) [2-4]. Было также обнаружено, что наблюдавшаяся борная ЭЛ может быть объяснена излучательной рекомбинацией дырки, захваченной на *D*-центр, и электрона в зоне проводимости [3]. В образцах 4H-SiC, легированных бором, был обнаружен глубокий центр с параметрами ( $E_V + 0.54$  эВ,  $\sigma_p = 3 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>,  $\sigma_n = 3 \cdot 10^{-21}$  см<sup>2</sup>) [5]. Цель настоящей работы — продолжение исследования свойств ЭЛ 4H-SiC(B) и интерпретация полученных результатов на основе предложенной в [3] рекомбинационной модели для борной ЭЛ в 6H-SiC.

Были исследованы диодные структуры  $n$ -типа проводимости, полученные на основе эпитаксиальных пленок  $4H$ -SiC, выращенных методом сублимационной эпитаксии в открытой системе [6]. Легирование бором происходило в процессе роста эпитаксиальных слоев, концентрация нескомпенсированной примеси в которых составляла  $\sim 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .  $P$ - $n$ -переходы были сформированы эпитаксиальным наращиванием слоя  $p$ -типа проводимости. Меза-структуры площадью  $S \sim 10^{-3} \text{ см}^2$  были получены ионно-плазменным травлением в  $\text{SF}_6$  [7] с использованием в качестве маскирующего покрытия Al.

### Характеристики электролюминесценции

На рис. 1 представлен типичный спектр образца  $4H$ -SiC(B). Максимум спектра находился в диапазоне энергий  $\lambda_m \sim 520 \text{ нм}$ , и его положение мало изменялось с увеличением температуры и плотности прямого тока ( $J$ ). В целом спектр ЭЛ был подобен ранее опубликованным данным по аналогичным образцам.

На рис. 2 представлена зависимость интенсивности ЭЛ в максимуме ( $I_t$ ) от температуры. Как видно из рисунка, зависимость  $I_t = f(T)$  имела максимум, который с увеличением  $J$  незначительно смещался в область больших температур. Общий вид зависимости был подобен аналогичной зависимости, полученной на структурах  $6H$ -SiC(B) [8].

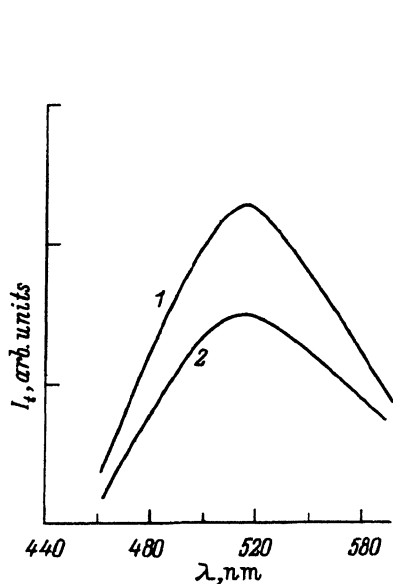


Рис. 1. Спектр электролюминесценции образцов  $4H$ -SiC(B),  $T$ , К: 1 — 293, 2 — 400; плотность прямого тока  $J$ ,  $\text{А/см}^2$ : 1 — 6, 2 — 30.

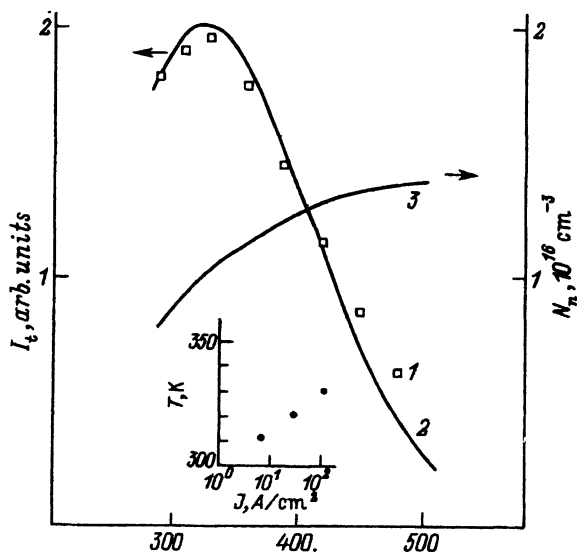


Рис. 2. Зависимость интенсивности ЭЛ в максимуме спектра при  $J = 10^2 \text{ А/см}^2$ . 1 — эксперимент, 2 — расчет, 3 — расчетная зависимость концентрации ионизованных электронов в базе диода от температуры. На вставке: температура, при которой максимальна интенсивность ЭЛ при различных плотностях прямого тока.

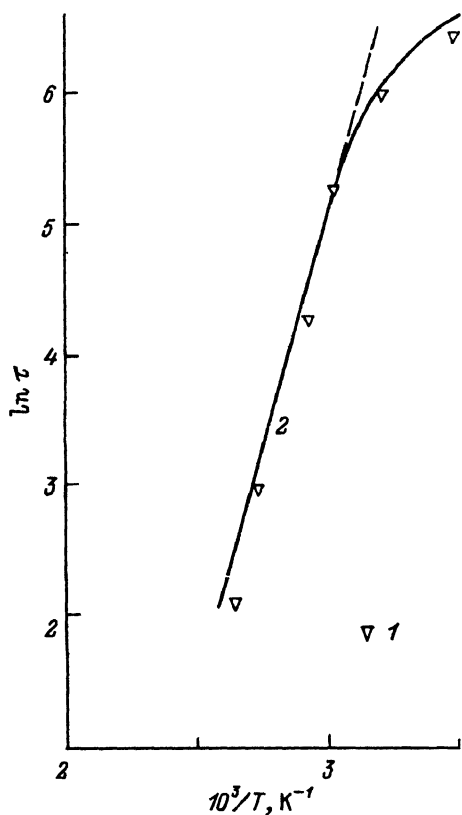


Рис. 3. Зависимость постоянной времени послесвечения от обратной температуры: 1 — эксперимент, 2 — расчет.

На рис. 3 представлена зависимость времени послесвечения ЭЛ ( $\tau$ ) от температуры. Величина уменьшалась от 700 до 3 мкс при нагреве от комнатной температуры до 410 К. Зависимость  $\tau = f(T)$  также была подобна аналогичной зависимости для 6H-SiC(B) [3].

### Параметры глубоких центров

Для исследования параметров и концентраций ГЦ в 4H-SiC(B)  $p$ - $n$ -структурах использовался метод нестационарной емкостной спектроскопии (DLTS). При изменениях с инжекцией дырок через металлургическую границу  $p$ - $n$ -перехода в данных структурах был обнаружен емкостной пик, который отсутствовал на DLTS-спектре при измерениях без инжекции. Энергия ионизации ( $E_i$ ), сечение захвата дырок и концентрация обнаруженного центра определялись из DLTS-спектра по обычной методике [9] (рис. 4).

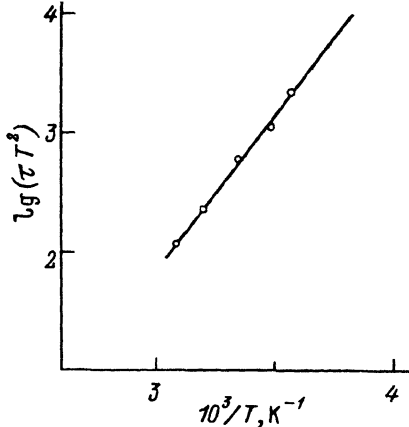


Рис. 4. Зависимость Аррениуса для D-центра в 4H-SiC.

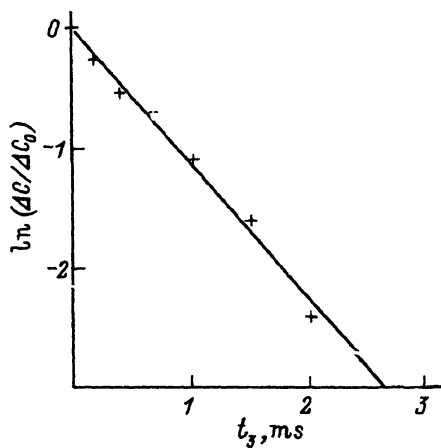


Рис. 5. Зависимость относительного уменьшения амплитуды величины  $t_3$ .

Для определения сечения захвата электронов использовалась методика, основанная на нестационарных емкостных измерениях [3]. Для этого при DLTS-измерениях после подачи импульса прямого напряжения обратное напряжение подавалось не мгновенно, а спустя время  $t_3$ , при котором напряжение на структуре было равно нулю. За время  $t_3$  происходила перезарядка центров-активаторов электролюминесценции — электронами из зоны проводимости, и амплитуда DLTS-пика ( $\Delta C$ ) уменьшалась.

$$\Delta C = \Delta C_0 \exp(-t_3/\tau_0) \Rightarrow \tau_0 = -\ln(\Delta C/\Delta C_0) = (\sigma_n V_t N_n)^{-1},$$

где  $V_t$  — тепловая скорость носителей,  $N_n$  — равновесная концентрация электронов в базе,  $\Delta C_0$  — максимальная амплитуда DLTS-пика при  $t_3 = 0$ .

Полученная зависимость  $\Delta C = f(t_3)$  представлена на рис. 5. Параметры обнаруженного центра были близки к параметрам  $D$ -центра в  $6H$ -SiC. Этот факт, а также одинаковые условия возникновения (легирование бором) этих двух уровней в разных политипах SiC позволяют считать обнаруженный уровень аналогом  $D$ -центра в  $4H$ -SiC.

### Обсуждение результатов

Схожесть характеристик ЭЛ в  $6H$ - и  $4H$ -SiC(B), так же как параметров  $D$ -центров, позволяет предположить одинаковый механизм излучательной рекомбинации. На основе предложенной в [3] рекомбинационной модели было получено выражение для интенсивности ЭЛ и постоянной времени послесвечения:

$$I_t = M \hat{S} L_p \alpha_p \alpha_n (\alpha_p + \alpha_n)^{-1} \left\{ \Delta p + (N_n \alpha_p - \beta_i) (\alpha_p + \alpha_n)^{-1} \ln[(\alpha_n N_n + \beta_i + (\alpha_n + \alpha_p) \Delta p) (\alpha_n N_n + \beta_i)^{-1}] \right\}, \quad (1)$$

$$\tau = (\alpha_n N_n + \beta_i)^{-1}, \quad (2)$$

где  $\beta_i = \sigma_p V_t N_v \exp(-E_i/kT)$ ,  $\alpha_{p(n)} = \sigma_{p(n)} V_t$ ,  $\Delta p$  — концентрация инжектированных дырок,  $M$  — полная концентрация глубоких центров,  $L_p$  — диффузионная длина дырок,  $k$  — постоянная Больцмана,  $N_v$  — плотность состояний в валентной зоне.

Для сопоставления эксперимента и расчета по формуле (1) необходимо использовать зависимости  $\Delta p = f(J)$  и  $N_n = f(T)$ . Первая зависимость была ранее получена на структурах такого типа по методике, описанной в [3], и представлена в работе [6]. Зависимость  $N_n = f(T)$  была рассчитана на основе данных  $C$ - $V$ -измерений, а также литературных данных по энергии ионизации донорных уровней азота в  $4H$ -SiC [10]. Величина  $L_p$  при расчетах предполагалась не зависящей от температуры.

Результаты расчета зависимости  $I_t = f(T)$  представлены на рис. 2. Наличие максимума на зависимости в области комнатных температур объясняется дополнительной ионизацией донорных уровней в базе диода. Смещение максимума зависимости с увеличением  $J$  в область

больших температур было обусловлено увеличением концентрации инжектированных дырок  $\Delta p$  в базе с ростом  $J$ . Это увеличивало вероятность захвата дырок на  $D$ -центр, т.е. вероятность излучательной рекомбинации.

На рис. 3 представлены расчеты зависимости  $\tau = f(T)$ . В области комнатных температур величина  $\tau$  в основном определялась излучательными переходами зона проводимости — нейтральный акцептор,  $\tau \sim \alpha_p N_n \sim \tau_0$ . Отметим, что постоянная времени послесвечения ЭЛ ( $\tau$ ) и постоянная времени перезарядки  $D$ -центра электронами из зоны проводимости ( $\tau_0$ ) при  $T = 300$  К в наших экспериментах совпали с хорошей точностью. В области больших температур величина  $\tau$  определялась в основном термической ионизации дырки с  $D$ -центра,  $\tau \sim \beta_i^{-1}$ , т.е. в области высоких температур  $\ln \tau \sim E_i/kT$ .

## Заключение

Настоящая работа является заключительной из цикла [2,3,5,8], посвященного изучению свойств  $D$ -центров в  $6H$ - и  $4H$ -SiC. Как показали проведенные исследования, наблюдается полная тождественность свойств данных центров и их участия в процессах излучательной рекомбинации в обоих политипах карбида кремния.

Часть работы выполнено при поддержке US Department of Defence.

## Список литературы

- [1] Р.М. Поттер. В кн.: *Карбид кремния*, под ред. Г. Хениша, Р. Роя (М., Мир, 1972) с. 180.
- [2] М.М. Аникин, А.А. Лебедев, А.Л. Сыркин, А.В. Суворов. ФТП, **19**, 144 (1985)
- [3] М.М. Аникин, Н.И. Кузнецов, А.А. Лебедев, А.М. Стрельчук, А.Л. Сыркин. ФТП, **24**, 1384 (1990).
- [4] W. Suttrop, G. Pensi, P. Laning. Appl. Phys. A, **51**, 231 (1990).
- [5] М.М. Аникин, А.А. Лебедев, Н.К. Полетаев, А.М. Стрельчук, А.Л. Сыркин, В.Е. Челноков. ФТП, **28**, 472 (1994).
- [6] М.М. Anikin, P.A. Ivanov, A.A. Lebedev, S.N. Pyatko, A.M. Strel'chuk, A.L. Syркин. In: *Semiconductor and Microstructures*, ed. by Z.C. Feng (World Scientific, Singapore, 1992) p. 280.
- [7] И.В. Попов, А.Л. Сыркин, В.Е. Челноков. Письма ЖТФ; **12**, 240 (1985).
- [8] А.А. Lebedev, V.E. Chelnokov. Diamond and Related Mater., **3**, 1393 (1994).
- [9] D.V. Lang. J. Appl. Phys., **45**, 3023 (1974).
- [10] Ю.А. Водаков, Г.А. Лоамакина, Е.Н. Мохов, В.Г. Одинг, В.В. Семенов, В.И. Соколов. В кн.: *Проблемы физики и технологии широкозонных полупроводников* (Л., 1980) с. 164.

Редактор В.В. Чалдышев

# Deep Centers and Electroluminescence of the boron doped 4H-SiC *p-n* structures.

*A.A. Lebedev and N.K. Poletaev.*

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences Politekhnikeskay 26, St.Petersburg, 194021, Russia

A study has been made of EL intensity ( $I_t$ ) in 4H-SiC(B) samples as a function of forward current ( $J$ ) and temperature ( $T$ ),  $I_t = f(J, T)$ , as well as a temperature dependence of the luminescence decay time ( $\tau$ ),  $\tau = f(T)$ . It is found that the function  $I_t = f(J, T)$  has a maximum which displaces to higher temperatures with increasing  $J$ . The magnitude of  $\tau$  decreased with temperature from  $\sim 700 \mu s$  (293 K) to  $\sim 3 \mu s$  (410 K). Calculations of the dependence  $I_t = f(J, T)$  have been based on recombination model proposed earlier for 6H-SiC(B) and show a good agreement with the experiment.

Thus, obvious is a close analogy between characteristics of deep centers and EL properties in SiC(B) samples of 6H and 4H polytypes.

---