

*Бувайлик Е.В., Мартынов Я.Б., Пашковский А.Б.  
АО «НПП «Исток» им. Шокина»*

## **Сравнительное исследование предельных частотных свойств полевых транзисторов на основе алмаза с донорным и акцепторным легированием**

*Представлены результаты сравнительных теоретических исследований нелокального разогрева электронов и дырок в алмазе в сильных электрических полях. Исследовано влияние на высокочастотный предел полевых транзисторов на алмазе таких фундаментальных параметров материала как подвижность носителей и их эффективная масса.*

**Ключевые слова:** гетероструктурный транзистор, широкозонный полупроводник, нелокальный разогрев носителей тока.

Одним перспективных материалов для полевых транзисторов является алмаз. Среди широкозонных материалов алмаз имеет вторую по величине ширину запрещенной зоны (5.5 эВ, в пять раз большую, чем у кремния); пробивное напряжение в 30 раз большее, чем у кремния, в три раза большее, чем у SiC и GaN. Алмаз имеет наибольшую теплопроводность, в 10 раз большую, чем у GaN, и в четыре раза большую, чем у SiC. По величине критерия качества, построенного с учетом этих физических свойств, алмаз далеко превосходит остальные широкозонные полупроводниковые материалы. К настоящему времени разработана технология создания акцепторных слоев с поверхностной концентрацией  $>10^{13}\text{см}^{-3}$  и создаются полевые транзисторы, в которых носителями тока являются дырки. Измеренная подвижность дырок в алмазе несколько меньше подвижности электронов. Рассчитанная максимальная статическая дрейфовая скорость дырок в алмазе несколько меньше, чем у электронов ( $1.1 \cdot 10^7$  см/с против  $1.7 \cdot 10^7$  см/с).

Измеренная подвижность дырок ( $\mu_p$ ) также немного меньше подвижности электронов ( $\mu_n$ ) (Ранние измерения  $\mu_p = 1800 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ ,  $\mu_n = 2100 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  [2,3], современные измерения  $\mu_p = 3800 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ ,  $\mu_n = 4500 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  [4]). В настоящей работе показано, что различия в более ранних и более поздних измерениях подвижности могут быть связаны с различной чистотой полученного алмаза. Получена оценка возможной концентрации примесей, которая в ранних работах составляет порядка  $1.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , а в поздних  $6.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . А также получена оценка подвижностей и дрейфовых скоростей электронов и дырок для беспримесного алмаза. Показано, что концентрация примесей заметно влияет на начальный участок зависимости дрейфовой скорости носителей тока от напряженности электрического поля и, следовательно, на их подвижность, но слабо влияет на остальные элементы этой характеристики, в частности на максимальную дрейфовую скорость и скорость насыщения (рис.1).

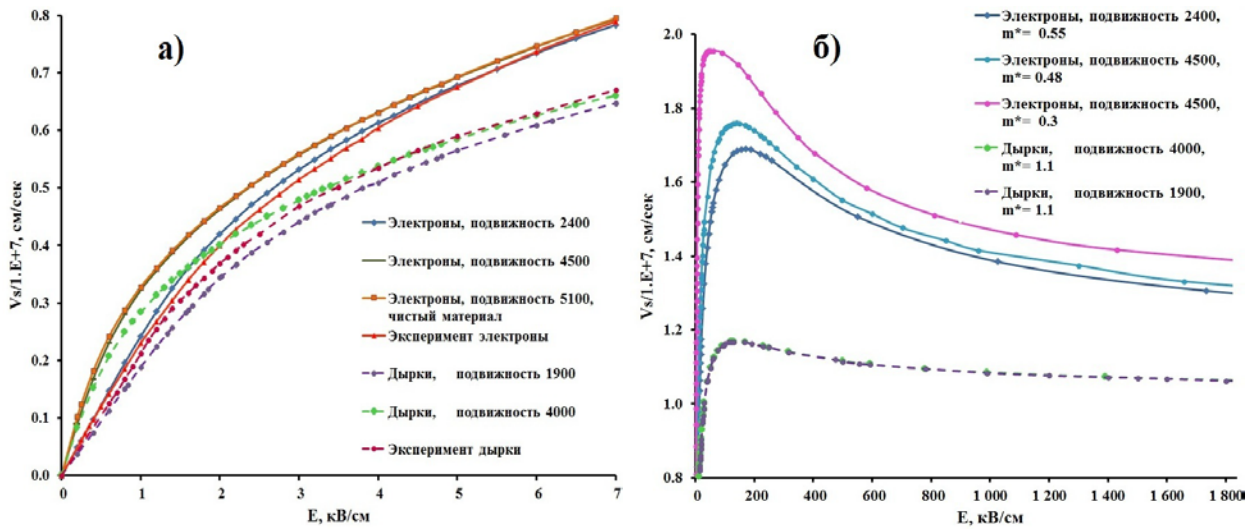


Рис. 1. Зависимость дрейфовой скорости носителей тока от напряженности электрического поля в алмазе с разной концентрацией примеси (разной подвижностью) (а), и разной эффективной массой электронов (б).

При этом оказывается, что влияние концентрации примесей на предельные высокочастотные характеристики алмаза также мало. В то же время обнаружено значительное влияние на предельные высокочастотные характеристики алмаза эффективной массы носителей тока, величина которой изменялась в пределах точности измерений. Показано, что алмаз с донорным и акцепторным легированием для длин затвора, больших 45 нм, обладает примерно одинаковыми частотными свойствами. А для сверхмалых длин (меньше 45 нм) алмаз с донорным легированием превосходит по высокочастотным свойствам легированный акцепторами алмаз (рис.2).

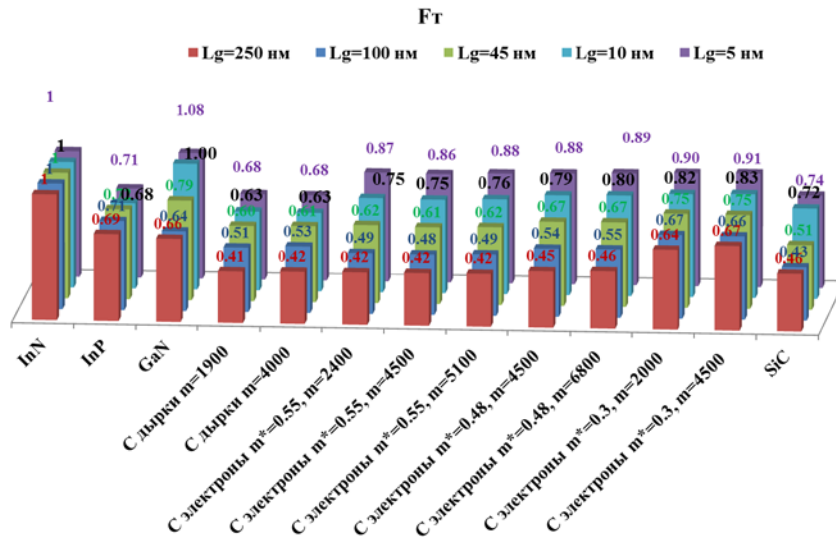


Рис. 2. Зависимость предельной частоты усиления по току ( $F_T/F_{T InN}$ ) от длины затвора транзистора ( $L_g$ ) для ряда широкозонных полупроводниковых материалов, в том числе алмаза с разной эффективной массой электронов и разной концентрацией примесей.

Для описания динамики электронов использовалась широко распространенная модель [5]:

$$v \frac{\partial m^* v}{\partial x} = qE - \frac{m^*(\varepsilon)v}{\tau_p(\varepsilon)},$$

$$v \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = qEv - \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\tau_\varepsilon(\varepsilon)},$$
(1,2)

где  $q$ ,  $v$ ,  $m^*$ ,  $\varepsilon$  – заряд, скорость, эффективная масса и энергия носителей тока соответственно,  $E$  – напряженность электрического поля, а времена релаксации [5]:

$$\tau_p(\varepsilon) = \frac{m^*(\varepsilon) v_s(\varepsilon)}{q E_s(\varepsilon)}$$

$$\tau_\varepsilon(\varepsilon) = \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{q E_s(\varepsilon) v_s(\varepsilon)}$$
(3,4)

Здесь и далее  $v_s(\varepsilon)$ ,  $E_s(\varepsilon)$  – статические значения дрейфовой скорости носителей тока и напряженности электрического поля, соответствующие данной энергии  $\varepsilon$ , получаемые из расчетов методом Монте-Карло [6] статических характеристик материалов.

Данная модель удобна как для расчёта отклика на ступеньку электрического поля.

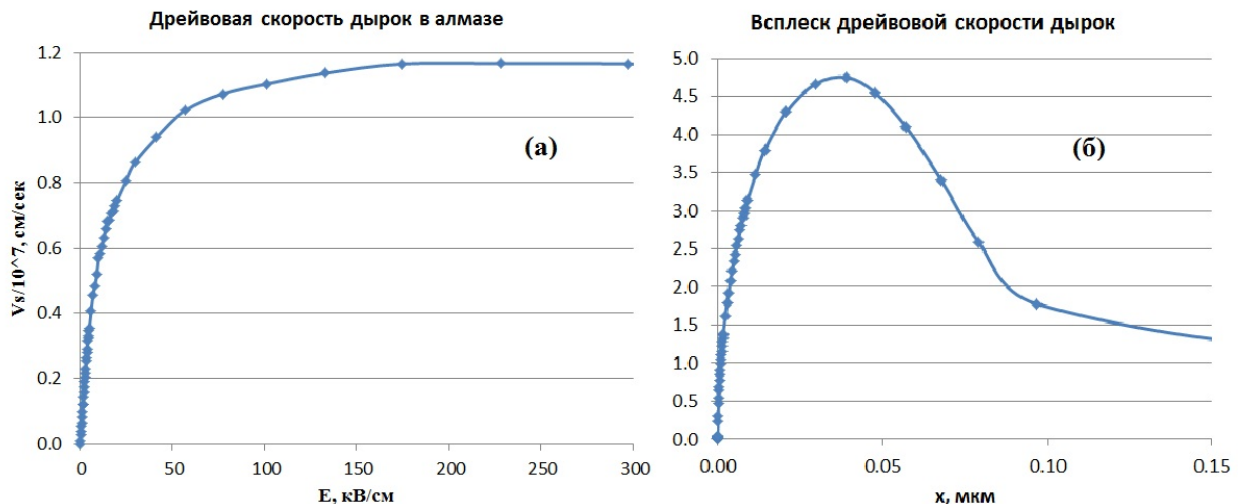


Рис. 3. Рассчитанная статическая дрейфовая скорость дырок в алмазе (а) и рассчитанный по (1-4) всплеск дрейфовой скорости дырок в алмазе при влете в область сильного электрического поля с напряженностью 400 кВ/см (б).

Вначале, с помощью уравнений (1-4) предельная частота усиления по току ( $F_T$ ) транзистора с длиной затвора  $Lg$  оценивалась путем расчета времени пролета ( $\tau$ ) носителями тока области полупроводника определенной длины ( $Lg$ ) с постоянным полем:  $F_T = 1/(2\pi\tau)$ . Величина  $F_T$  для транзисторов с достаточно большой длиной затвора, как известно, вначале растет с ростом величины электрического поля, а затем падает. Дырки в алмазе имеют достаточно высокую максимальную статическую дрейфовую скорость, а также довольно высокий, но, правда, короткий, всплеск дрейфовой скорости при влете в область с высоким полем (рис.3). Сочетание этих параметров показывает, что подобный транзистор выдерживает конкуренцию с транзисторами на других широкозонных материалах. На рисунке 2 приведена рассчитанная указанным способом зависимость  $F_T(Lg)$  для алмаза с дырочным типом проводимости. А также проведено сравнение

различных полупроводниковых материалов по рассчитанной указанным выше способом величине  $F_T$ .

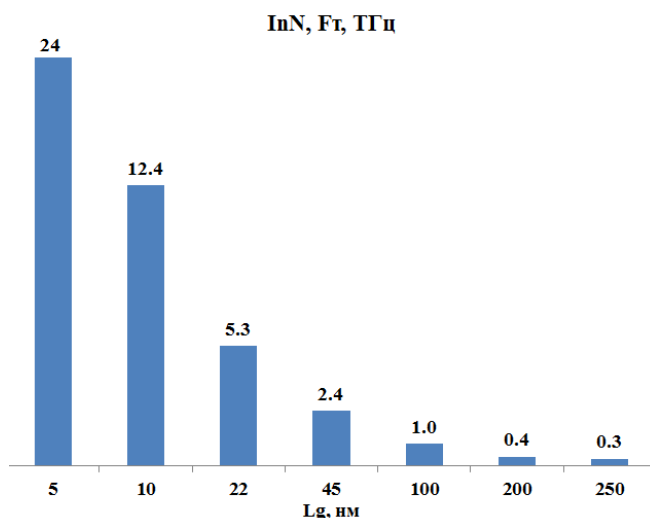


Рис. 4. Зависимость предельной частоты усиления по току от длины пролетного участка для InN.

Простая модель показывает в частности (рис.2,4), что уменьшение размера пролетного участка до 45 нм и менее позволит транзистору на алмазе с любым типом проводимости достичь терагерцового диапазона.

#### Библиографический список

1. В. J. Baliga, Power Semiconductor Device Figure of Merit for High-Frequency Applications, IEEE Electron Device Lett. EDL-10, 1989, P. 455-457.
2. L. Reggiani, S. Bosi, C. Canali, F. Nava, S.F. Kozlov On the lattice scattering and effective mass of holes in natural diamond, Solid State Communications, Vol. 30, pp. 333—335, 1979.
3. F. Nava, C. Canali, C. Jacoboni, L. Reggiani Electron effective masses and lattice scattering in natural diamond, Solid State Communications. Vol. 33, pp. 475—477, 1980.
4. J. Isberg, J. Hammersberg, E. Johansson, T. Wikstroem, D. J. Twitchen, A. J. Whitehead, S. E. Coe, G. A. Scarsbrook High Carrier Mobility in Single-Crystal Plasma-Deposited Diamond, *Science* **297**, 1670 (2002); DOI: 10.1126/science.1074374.
5. M.Shur Influence of Nonuniform Field Distribution on Frequency Limits of GaAs Field-Effect Transistors // Electronics Letters. 1976, V.12, № 23, P.615-616.
6. А.В.Гарматин Программа моделирования методом Монте-Карло нестационарных процессов разогрева электронов электрическим полем в полупроводниках, Электронная техника Сер.1. Электроника СВЧ, 1985 № 3 (377). С.66.