

09

Генерация высоковольтных импульсов карбидкремниевыми дрейфовыми диодами с резким восстановлением (сравнение диодов с базой n - и p -типа)

© П.А. Иванов, И.В. Грехов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: Pavel.Ivanov@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 11 мая 2017 г.)

Проведены расчеты временных характеристик импульсных генераторов с дрейфовыми диодами с резким восстановлением на основе $4H$ -SiC. Показано, что при фиксированных величинах амплитуды и начального „пьедестала“ на зависимости выходного напряжения (не более 5% от амплитуды) $4H$ -SiC-диоды с базой p -типа уступают диодам с базой n -типа по быстродействию.

DOI: 10.21883/JTF.2018.01.45488.2327

Введение

В импульсной электронике широко применяются импульсные генераторы с индуктивным накоплением энергии и последующей передачей энергии в нагрузку с помощью быстродействующих размыкателей тока. В таких генераторах (рис. 1) ток I , первоначально протекающий через накопительную индуктивность L и замкнутый ключ S , при размыкании ключа переходит в параллельную нагрузку R , формируя на ней быстронарастающий импульс напряжения U .

В настоящее время в качестве быстродействующих размыкателей тока широко используются дрейфовые диоды с резким восстановлением (ДДРВ) [1]. Принцип работы ДДРВ кратко сводится к следующему. Вначале через диод пропускается импульс тока в прямом направлении, во время которого базовые области диода заполняются неравновесными носителями, инжектированными из эмиттеров (фаза накачки). Затем диод переключается в обратное направление и начинается вытягивание неравновесных носителей нарастающим обратным током (фаза выкачки). В тот момент, когда концентрация неравновесных носителей у p - n -перехода становится меньше концентрации примесей в блокирующей базе, наступает фаза обрыва обратного тока, сопровождающаяся расширением области пространственного заряда (ОПЗ) в базу. Обрыв тока происходит максимально быстро, если к началу расширения ОПЗ 1) неравновесные носители из базовых областей выведены полностью (чтобы добиться этого, конструкция диода, а также параметры накачки и выкачки неравновесных носителей подбираются, исходя из подвижностей и времен жизни инжектированных носителей), 2) обратный ток достаточно большой по величине для быстрой перезарядки емкости p - n -перехода. Иными словами, для максимального быстродействия ДДРВ необходимо обеспечить такие условия, при которых барьерная емкость блокирующего p - n -перехода перезарядается большим по величине начальным током смещения.

Ранее генерация импульсов карбидкремниевыми ДДРВ была промоделирована нами с учетом влияния на переходной процесс обратного восстановления диода нелинейного сопротивления квазинейтральной части блокирующей базы [2]. Моделирование показало, что на параметры генерируемых импульсов существенным образом влияет вид полевой зависимости скорости дрейфа носителей тока. В $4H$ -SiC характеристики дрейфа электронов и дырок сильно отличаются. В настоящей работе проведено моделирование генерации импульсов карбидкремниевыми ДДРВ с базой n - и p -типа с целью сравнения их по быстродействию.

Постановка задачи

В ходе последующего анализа мы будем считать, что к моменту начала расширения ОПЗ (при $t = 0$) неравновесных носителей в диоде нет, а протекающий через диод ток — это начальный ток смещения, перезаряжающий барьерную емкость p - n -перехода. Экви-

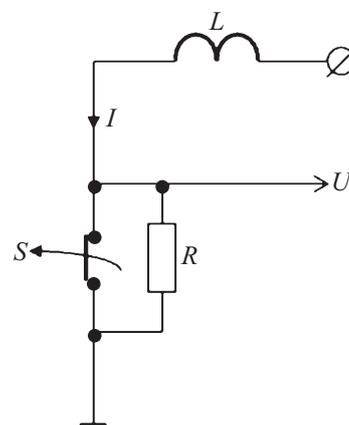


Рис. 1. Базовый принцип работы генератора импульсов с индуктивным накопителем энергии.

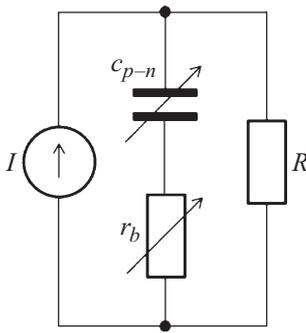


Рис. 2. Эквивалентная схема генератора на стадии обрыва диодом обратного тока.

валентная схема генератора на стадии обрыва диодом обратного тока показана на рис. 2. На этой схеме: I — источник квазипостоянного тока, поддерживаемого накопительной индуктивностью (на схеме не показана); $c_{p-n}(t)$ и $r_b(t)$ — мгновенные значения барьерной емкости p – n -перехода и последовательного сопротивления квазинейтральной части базы соответственно; R — сопротивление нагрузки (все расчеты выполнялись для $R = 50 \Omega$). Как было сказано выше, при $t = 0$ плотность обрываемого диодом обратного тока $j_{p-n}(0)$ выбирают достаточно большой для того, чтобы минимизировать площадь p – n -перехода S и соответственно его барьерную емкость c_{p-n} . Однако вместе с ростом $j_{p-n}(0)$ и уменьшением S будет увеличиваться и сопротивление $r_b(0)$. В свою очередь большая величина $r_b(0)$ будет приводить к возникновению так называемого „пьедестала“ — начального напряжения $u(0)$ — на выходном импульсе

$$u(0) = IR \frac{r_b(0)}{R + r_b(0)}. \tag{1}$$

Если $r_b(0) \sim R$, то $u(0)$ может составлять значительную долю от полной амплитуды выходного импульса ($U = IR$), что является нежелательным (и часто недопустимым) для практических применений генераторов. Задача последующего моделирования состоит в том, чтобы рассчитать временные параметры таких генераторов, которые обеспечивают заданную амплитуду выходных импульсов при величине „пьедестала“ не более 5% от амплитуды. Согласно выражению (1), при $R = 50 \Omega$ и $k = u(0)/U = 0.05$ сопротивление $r_b(0)$ должно составлять

$$r_b(0) = \frac{k}{1 - k} R \approx kR = 2.5 \Omega. \tag{2}$$

Моделирование

В дальнейших расчетах мы будем использовать следующую распространенную аппроксимацию зависимости дрейфовой скорости носителей v от электри-

ческого поля E :

$$v = \frac{\mu E}{\left[1 + \left(\frac{\mu E}{v_s}\right)^\gamma\right]^{\frac{1}{\gamma}}}, \tag{3}$$

где μ — низкополевая подвижность носителей, v_s — насыщенная скорость дрейфа носителей, γ — безразмерный параметр.

В работе [3] нами были проведены исследования дрейфа электронов в $4H$ -SiC n -типа (в направлении гексагональной оси C кристалла) при полях вплоть до $4 \cdot 10^5$ V/cm. Была получена полуэмпирическая зависимость скорости дрейфа электронов v_n от поля E (рис. 3). При уровне легирования донорами $\sim 10^{15}$ cm $^{-3}$ числовые значения параметров следующие: низкополевая подвижность электронов $\mu_n = 950$ cm 2 (V · s), насыщенная скорость дрейфа $v_{sn} = 1.55 \cdot 10^7$ cm/s (полученная величина скорости насыщения оказалась близкой к значению, полученному в результате численного моделирования методом Монте-Карло [4]), безразмерный параметр $\gamma_n = 1.15$.

Для $4H$ -SiC p -типа надежных экспериментальных данных относительно указанных выше параметров пока нет (транспорт горячих дырок в $4H$ -SiC исследовался до настоящего времени исключительно моделированием — методом Монте-Карло [5]). Аппроксимация теоретической зависимости v_p от E , приведенная в [5] (рис. 3), дала следующие значения числовых параметров: $\mu_p = 70$ cm 2 (V · s), $v_{sp} = 5.9 \cdot 10^6$ cm/s, $\gamma_p = 1.18$.

С учетом формулы (3) сопротивление $r_b(0)$ вычисляется следующим образом:

$$r_b(0) = r_{bo} \left[1 + \left(\frac{\mu k U}{L_b v_s}\right)^\gamma\right]^{\frac{1}{\gamma}}, \tag{4}$$

где $r_{bo} = \rho L_b / S$ — омическое сопротивление базы ($\rho = q n \mu$ — удельное сопротивление базы, q — элемен-

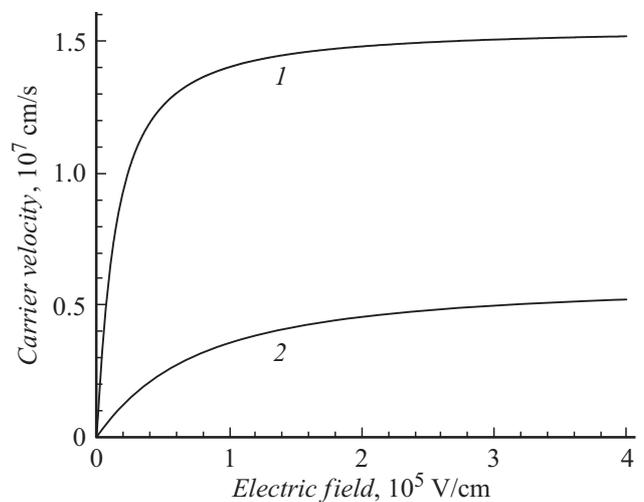


Рис. 3. Полевые зависимости дрейфовой скорости носителей в $4H$ -SiC: 1 — электроны [3], 2 — дырки [5].

тарный заряд, n — концентрация свободных носителей в базе, L_b — толщина базы).

Выберем следующие условия для расчетов:

1) амплитуда выходного импульса на нагрузке близка к напряжению пробоя диода (в высоковольтных 4H-SiC-диодах эффективность охранной системы обычно такова, что максимальное обратное напряжение не превышает 90% от теоретического напряжения пробоя квазиодномерного перехода (U_{br}):

$$U = 0.9 \cdot U_{br}, \quad (5)$$

2) толщина базы (L_b) равна толщине ОПЗ при обратном напряжении, равном U_{br} :

$$L_b = \sqrt{\frac{2\varepsilon U_{br}}{qN}}, \quad (6)$$

где $\varepsilon = 8.85 \cdot 10^{-13}$ F/cm — диэлектрическая проницаемость 4H-SiC, N — концентрация примесей в блокирующей базе.

При данных условиях напряжение U_{br} и концентрация N связаны соотношением

$$U_{br} = \frac{\varepsilon E_{br}^2}{2qN}, \quad (7)$$

где E_{br} — критическая напряженность поля лавинного пробоя 4H-SiC. Величина E_{br} связана с концентрацией примесей N в блокирующей базе следующим эмпирическим соотношением [6]:

$$E_{br} \left(\frac{\text{V}}{\text{cm}} \right) = \frac{2.49 \cdot 10^6}{1 - 0.25 \cdot \log \left(\frac{N(\text{cm}^{-3})}{10^{16}} \right)}. \quad (8)$$

Выражения (7) и (8) позволяют для наперед заданного напряжения U рассчитать (численным методом) концентрацию N . В свою очередь толщина базы L_b диода рассчитывается по формуле (6).

Отличительной особенностью 4H-SiC p -типа является неполная ионизация акцепторов (алюминий) при комнатной температуре вследствие относительно большой энергии их ионизации: $E_A = 0.19$ eV. (Доноры (азот) в 4H-SiC, имеющие энергию ионизации около 0.05 eV, при комнатной температуре ионизированы практически полностью).

Очевидно, что вследствие неполной ионизации акцепторов и сравнительно малой подвижности дырок площадь диодов с p -базой должна быть больше по сравнению с диодами с n -базой (при фиксированной амплитуде выходных импульсов).

В дальнейших расчетах концентрация электронов в диодах с n -базой принималась равной концентрации доноров ($n_n = N_D$), а концентрация дырок в диодах с p -базой рассчитывалась из стандартного уравнения

нейтральности:

$$n_p = N_v \exp \left(-\frac{E_F}{kT} \right) \frac{N_A}{1 + 2 \exp \left(\frac{E_A - E_F}{kT} \right)},$$

где N_v — эффективная плотность состояний в валентной зоне 4H-SiC, kT — тепловая энергия, E_F — положение уровня Ферми в запрещенной зоне p -4H-SiC относительно потолка валентной зоны.

Введенные и рассчитанные выше параметры позволяют определить требуемую площадь перехода S :

$$S = \frac{L_b}{q\eta\mu} \frac{1}{kR} \left[1 + \left(\frac{\mu kU}{L_b v_s} \right)^\gamma \right]^{\frac{1}{\gamma}}. \quad (9)$$

В соответствии со схемой на рис. 2 мгновенная величина напряжения описывается дифференциальным уравнением

$$u_{p-n} + c_{p-n} \frac{dp_{p-n}}{dt} (R + r_b) = U. \quad (10)$$

В уравнении (10) нелинейная емкость $c_{p-n}(t)$ уменьшается со временем вследствие расширения ОПЗ в базу. Нелинейное сопротивление $r_b(t)$ максимально в начале фазы обрыва тока и уменьшается со временем как за счет расширения ОПЗ, так и за счет ослабления эффекта насыщения скорости носителей. Начальное условие для решения уравнения (10): $u_{p-n}(0) = 0$. В уравнении (10) члены c_{p-n} и r_b могут быть выражены через напряжение u_{p-n} и производную du_{p-n}/dt следующим образом.

Зависимость емкости c_{p-n} от напряжения u_{p-n} :

$$c_{p-n} = S \sqrt{\frac{q\varepsilon N}{2(u_{p-n} + U_{bi})}}, \quad (11)$$

где U_{bi} — диффузионная разность потенциалов p - n -перехода.

Сопротивление квазинейтральной части базы:

$$r_b = \frac{\rho w_b}{S} \left\{ 1 + \left[\frac{\mu u_r}{w_b v_s} \right]^\gamma \right\}^{\frac{1}{\gamma}}. \quad (12)$$

Падение напряжения на квазинейтральной части базы и ее толщина

$$u_r = U_m - u_{p-n} - R c_{p-n} \frac{du_{p-n}}{dt}; \quad w_b = L_b - \frac{\varepsilon S}{c_{p-n}}. \quad (13)$$

Искомая форма выходного импульса, т.е. зависимость $u(t) = u_{p-n}(t) + u_r(t)$, определялась с помощью комбинации численных методов, включающей численное решение дифференциальных уравнений первого порядка и численное решение трансцендентных алгебраических уравнений.

На рис. 4 показаны временные зависимости выходного напряжения, рассчитанные при разных значениях амплитуды U . Как видно, при амплитуде $U = 1000$ V длительность фронта нарастания импульса в случае диода с n -базой составляет (по уровню 0.1–0.9) около 0.1 ns, в то время как в случае p -базового диода длительность фронта больше почти в десять раз. Диоды с n -базой

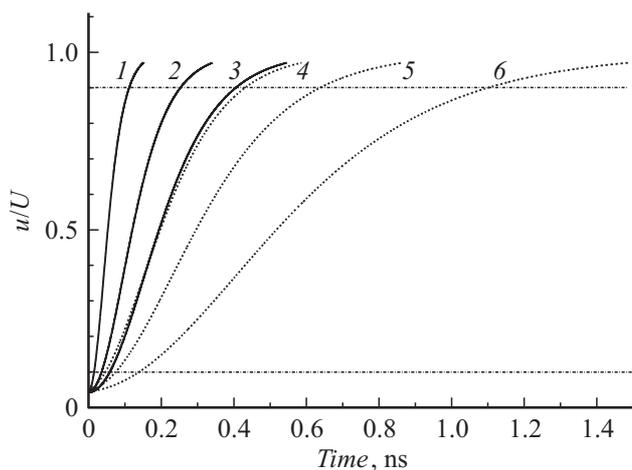


Рис. 4. Временные зависимости выходного напряжения, рассчитанные при разных значениях U . Сплошные линии — база n -типа, пунктирные линии — база p -типа. U (V): 1, 6 — 1000, 2 — 2000, 3 — 3000, 4 — 300, 5 — 500.

могут генерировать 3000 V импульсы с длительностью фронта около 0.3 ns. При том же быстродействии диоды с p -базой могут генерировать импульсы амплитудой лишь 300 V.

Заключение

Проведенные исследования показали, что при фиксированных величинах амплитуды выходных импульсов и начального „пьедестала“ $4H$ -SiC ДДРВ с блокирующей базой p -типа должны намного уступать ДДРВ с базой n -типа по быстродействию. Причиной этого являются меньшие по величине подвижность дырок, концентрация дырок (при одинаковом уровне легирования) и насыщенная скорость их дрейфа.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14-29-00094).

Список литературы

- [1] Грехов И.В., Месяц Г.А. // УФН. 2005. Т. 175. № 7. С. 735–744.
- [2] Иванов П.А., Грехов И.В. // ЖТФ. 2016. Т. 86. Вып. 2. С. 85–88.
- [3] Ivanov P.A., Potapov A.S., Samsonova T.P., Grekhov I.V. // Sol. Stat. Electron. 2016. Vol. 123. P. 15–18.
- [4] Hjelm M., Nilsson H.-E., Martinez A., Brennan K.F., Bellotti E. // J. Appl. Phys. 2003. Vol. 93. P. 1099–1107.
- [5] Bellotti E., Farahmand M., Goano M., Ghillino E., Garetto C., Ghione G., Nilsson H.-E., Brennan K.F., Ruden P.P. // Intern. J. High Speed Electron. and Systems. 2001. Vol. 11. P. 525–584.
- [6] Konstantinov A.O., Wahab Q., Nordell N., Lindefelt U. // Appl. Phys. Lett. 1997. Vol. 71. N 1. P. 90–92.