

Параметры импульсных генераторов с ДДРВ на основе 4H-SiC: влияние эффекта насыщения дрейфовой скорости электронов

© 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 21 мая 2015 г.)

Промоделирована генерация высоковольтных электрических импульсов в генераторах с дрейфовыми диодами с резким восстановлением на основе 4H-SiC. Показано влияние эффекта насыщения дрейфовой скорости электронов в 4H-SiC на форму выходных импульсов.

Введение

Для импульсной энергетики большой интерес представляют генераторы нано- и субнаносекундных электрических импульсов 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 K , при размыкании ключа K переходит в параллельную нагрузку R , формируя на ней быстронарастающий импульс напряжения U большой амплитуды. В качестве быстродействующих размыкателей тока в генераторах наносекундного диапазона успешно используются кремниевые дрейфовые диоды с резким восстановлением (ДДРВ) [1]. В работе [2] нами были теоретически оценены предельные параметры высоковольтных (2–10 kV) импульсных генераторов на основе карбидкремниевых ДДРВ. Проведенный анализ показал, что оптимально сконструированные 4H-SiC $p^+-p-n_0-n^+$ -ДДРВ должны обеспечивать скорость нарастания фронта импульса

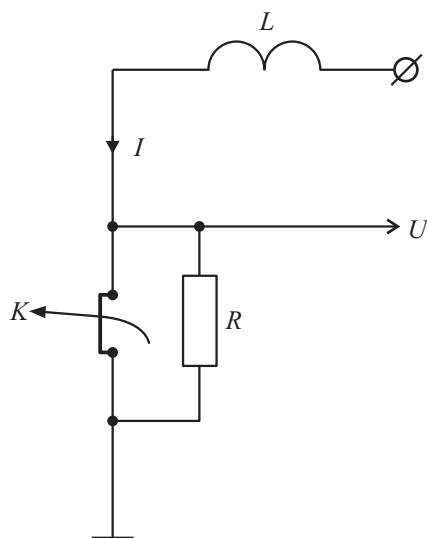


Рис. 1. Базовый принцип работы импульсного генератора с индуктивным накопителем энергии.

напряжения около 201V/ns, что по меньшей мере на порядок выше по сравнению с кремниевыми ДДРВ. (То же самое относится к плотности обрываемого тока). В работе [2] моделирование ограничивалось рассмотрением диодов, у которых нелинейное электрическое сопротивление квазинейтральной части блокирующей n_0 -базы пренебрежимо мало по сравнению с сопротивлением нагрузки на всех этапах работы прибора. В настоящей работе генерация импульсов промоделирована в более общем виде с учетом влияния на переходной процесс нелинейного сопротивления квазинейтральной части n_0 -базы.

Моделирование

Фазе обрыва диодом обратного тока соответствует эквивалентная схема генератора, показанная на рис. 2. На этой схеме R — сопротивление нагрузки; c_{p-n} и r_n — зависящие от времени барьерная емкость $p-n_0$ -перехода и последовательное сопротивление квазинейтральной части блокирующей n_0 -базы соответственно; I — источник квазипостоянного тока, поддерживаемого индуктивным накопителем (на схеме не показан). Плотность обрываемого диодом обратного тока $j_d(0)$ при $t = 0$ обычно выбирают близкой к плотности тока насыщения j_s для того, чтобы минимизировать площадь диода S и соответственно его барьерную емкость c_{p-n} . Однако увеличение плотности обратного тока не всегда может быть оправдано. Дело в том, что вместе с ростом $j_d(0)$ растет и сопротивление $r_n(0)$ вследствие эффекта насыщения дрейфовой скорости электронов в сильных электрических полях. В свою очередь, рост $r_n(0)$ будет приводить к возникновению так называемого „пьедестала“ на выходном импульсе

$$u(0) = I \frac{Rr_n(0)}{R + r_n(0)}. \quad (1)$$

При условии $r_n(0) \sim R$ „пьедестал“ может составлять значительную долю от амплитуды выходного импульса, что является нежелательным для практических применений генераторов. Цель последующего моделирования

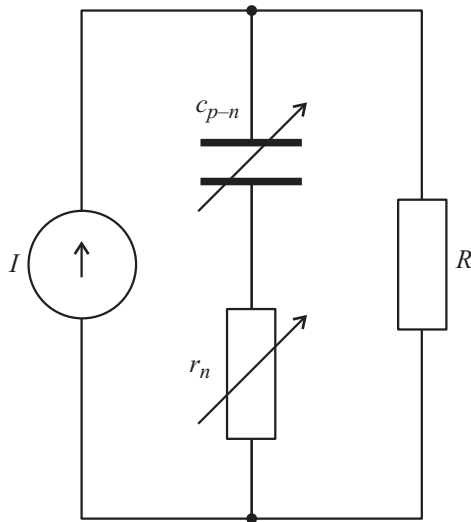


Рис. 2. Эквивалентная схема, соответствующая фазе обрыва диодом обратного тока.

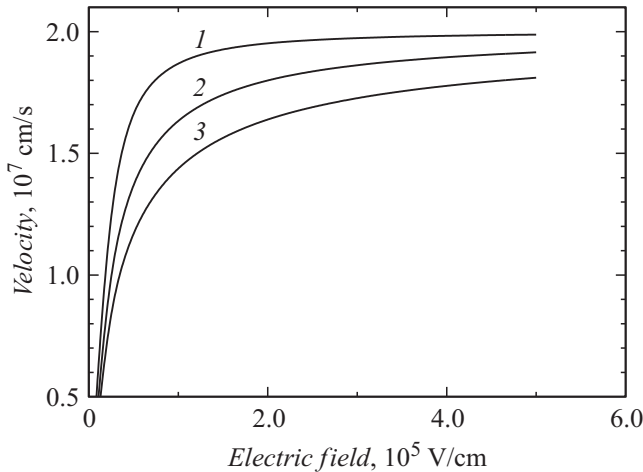


Рис. 3. Зависимости скорости носителей v от поля E , построенные по формуле (2) ($\mu = 900 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$, $v_s = 2 \times 10^7 \text{ cm/s}$); 1 — $\gamma = 1.5$, 2 — $\gamma = 1$, 3 — $\gamma = 0.8$.

состоит в том, чтобы проанализировать потенциальное влияние эффекта насыщения дрейфовой скорости электронов на форму генерируемых выходных импульсов.

При моделировании мы будем исходить из наперед заданных величин амплитуды выходного напряжения (V_m), сопротивления нагрузки (R) и соответственно тока $I = V_m/R$.

Полевая зависимость скорости. Для анализа мы будем использовать следующую распространенную аппроксимацию зависимости скорости электронов v от поля E в полупроводниках

$$v = \frac{\mu E}{\left[1 + \left(\frac{\mu E}{v_s}\right)^\gamma\right]^{\frac{1}{\gamma}}}, \quad (2)$$

где μ — низкополевая подвижность электронов, v_s — насыщенная скорость дрейфа электронов, γ — под-

гоночный параметр. Для 4H-SiC достоверных данных относительно параметра γ пока нет. Поэтому при моделировании мы примем этот параметр свободным и будем варьировать его в пределах $0.8 \leq \gamma \leq 1.5$. На рис. 3 показаны зависимости $v(E)$ при разных значениях γ (низкополевая подвижность электронов и насыщенная скорость их дрейфа приняты равными $\mu = 900 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ и $v_s = 2 \times 10^7 \text{ cm/s}$ соответственно).

Последовательное сопротивление r_n с учетом полевой зависимости скорости электронов записывается в виде

$$r_n = r_{n0} \left[1 + \left(\frac{\mu E_n}{v_s}\right)^\gamma\right]^{\frac{1}{\gamma}}, \quad (3)$$

где E_n — электрическое поле в квазинейтральной части n_0 -базы, r_{n0} — омическое сопротивление базы, равное $r_{n0} = \rho w_n/S$ (ρ — удельное сопротивление n_0 -слоя, w_n — зависящая от времени толщина квазинейтральной части n_0 -базы).

Легирование и толщина блокирующей n_0 -базы. Примем условие (как и в работе [2]), при котором амплитуда выходного импульса на нагрузке составляет $V_m = V_b$ (V_b — напряжение пробоя квазиодномерного перехода), а область пространственного заряда (ОПЗ) при обратном напряжении V_m занимает всю толщину L_n блокирующей n_0 -базы. В этом случае напряжение V_m определяется концентрацией доноров N в блокирующей n_0 -базе:

$$V_m = \frac{\varepsilon E_b^2}{2qN}, \quad (4)$$

где $\varepsilon = 8.85 \times 10^{-13} \text{ F/cm}$ — диэлектрическая проницаемость 4H-SiC, $E_b = 3 \text{ MV/cm}$ — критическая напряженность поля лавинного пробоя 4H-SiC p - n_0 -перехода со слаболегированной n_0 -базой, q — элементарный заряд. Таким образом, концентрация доноров (N) и толщина блокирующей n_0 -базы (L_n) задаются амплитудой выходного импульса:

$$N = \frac{\varepsilon E_b^2}{2qV_m}, \quad L_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon V_m}{qN}}. \quad (5)$$

Площадь диода. Выберем величину обрываемого диодом тока $i_d(0)$ из условия $i_d(0) = k_s j_s S = qNv_s k_s S$. Строго говоря, $v \rightarrow v_s$ только при $E \rightarrow \infty$, поэтому ограничим коэффициент $k_s \leq 0.9$. Комбинируя формулы (1) и (3), можно получить следующие уравнения для определения сопротивления $r_n(0)$ и площади S :

$$r_n(0) = k_r [R + r_n(0)] \left\{1 + k_v \left[\frac{r_n(0)}{R + r_n(0)}\right]^\gamma\right\}^{\frac{1}{\gamma}}, \quad (6)$$

$$D = \frac{r_m}{R + r_n(0)}, \quad (7)$$

где введены следующие обозначения:

$$k_r \equiv \frac{\rho L_n}{r_m}, \quad r_m \equiv \frac{V_m}{k_s j_s}, \quad k_v \equiv \left(\frac{\mu V_m}{W_n v_s}\right). \quad (8)$$

Расчетные величины $r_n(0)$ для диодов с $V_m = 2000$ V при разных значениях коэффициентов k_s и γ ($R = 50 \Omega$)

	$r_n(0), \Omega$
$k_s = 0.9, \gamma = 0.8$	20.6
$k_s = 0.9, \gamma = 1$	6.5
$k_s = 0.9, \gamma = 1.5$	1.9
$k_s = 0.6, \gamma = 0.8$	1.5

В таблице для примера показаны расчетные величины $r_n(0)$ и S для диодов с $V_m = 2000$ V при разных значениях коэффициентов k_s и γ (трансцендентное уравнение (6) решалось численным способом).

Как видно, при $\gamma = 0.8$ и $k_s = 0.9$ сопротивление $r_n(0) = 20.6 \Omega$. Ожидаемая величина „пьедестала“ велика: $u(0) = 583$ V. Однако если ограничить плотность обрываемого тока (принимая, например, $k_s = 0.6$), то сопротивление $r_n(0)$ становится малым: $r_n = 1.5 \Omega$ (очевидно, однако, что время нарастания фронта выходного импульса должно при этом увеличиться).

Форма выходных импульсов. В соответствии со схемой на рис. 2 временная зависимость падения напряжения $u_{p-n}(t)$ на ОПЗ $p-n_0$ -перехода описывается уравнением

$$u_{p-n} + c_{p-n} \frac{du_{p-n}}{dt} (R + r_n) = V_m. \quad (9)$$

В уравнении (9) нелинейная емкость $c_{p-n}(t)$ уменьшается со временем вследствие расширения ОПЗ в n_0 -базу. Нелинейное сопротивление $r_n(t)$ максимально в начале фазы обрыва тока и уменьшается со временем как за счет расширения ОПЗ, так и за счет ослабления эффекта насыщения скорости электронов. Начальное условие для решения уравнения (9): $u_{p-n}(0) = 0$. В уравнении (9)

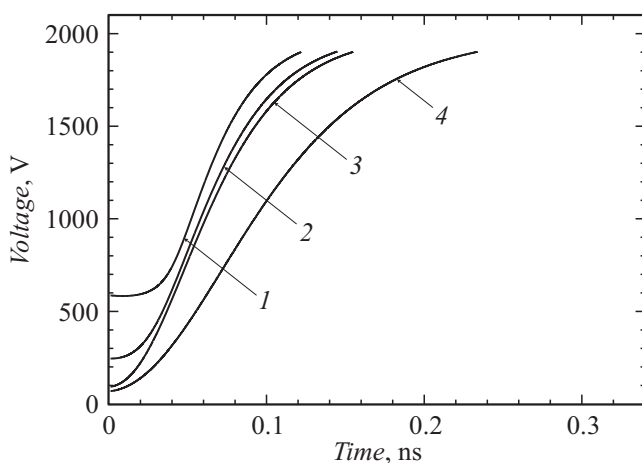


Рис. 4. Временные зависимости выходного напряжения $u(t)$, рассчитанные при разных значениях коэффициентов k_s и γ ($R = 50 \Omega$); 1 — $k_s = 0.9, \gamma = 0.8$; 2 — $k_s = 0.9, \gamma = 1$; 3 — $k_s = 0.9, \gamma = 1.5$; 4 — $k_s = 0.6, \gamma = 0.8$.

члены c_{p-n} и r_n 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} :

$$c_{p-n} = S \sqrt{\frac{q\epsilon N}{2(u_{p-n} + V_{bi})}} \quad (10)$$

(где V_{bi} — диффузионная разность потенциалов $p-n_0$ -перехода).

Сопротивление квазинейтральной части n_0 -области:

$$r_n = \frac{\rho W_n}{S} \left\{ 1 + \left[\frac{\mu u_r}{w v_s} \right]^\gamma \right\}^{\frac{1}{\gamma}}. \quad (11)$$

Падение напряжения на квазинейтральной части n_0 -области и ее толщина

$$u_r = V_m - u_{p-n} - R c_{p-n} \frac{du_{p-n}}{dt};$$

$$w_n = L_n - \frac{\epsilon S}{c_{p-n}}. \quad (12)$$

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 коэффициентов k_s и γ ($R = 50 \Omega$).

Как видно, при $k_s = 0.9$ величина γ не оказывает существенного влияния на время нарастания фронта импульса (~ 0.1 ns), однако при уменьшении γ заметно увеличивается „пьедестал“: $u(0)$ растет приблизительно от 100 до 600 V при варьировании γ от 1.5 до 0.8. Однако если уменьшить k_s до значения, равного 0.6 (путем увеличения площади прибора), то даже при $\gamma = 0.8$ „пьедестал“ составит около 100 V, однако время нарастания фронта импульса вырастет при этом приблизительно в 2 раза.

Продемонстрированный выше алгоритм вычислений $u(t)$ может быть реализован для ДДРВ разной конструкции (в том числе с произвольным уровнем легирования и толщиной базовой области). Непременным условием корректного подхода будет только отсутствие неравновесных носителей в базовых областях к моменту начала восстановления ОПЗ $p-n$ -перехода. Таким образом, есть возможность оптимизации конструкции диодов под решение разных практических задач.

Заключение

В заключение следует отметить, что в дальнейшем важно детально исследовать характеристики дрейфа электронов в 4H-SiC в направлении гексагональной оси C кристалла для материала с разной концентрацией

доноров (в том числе при повышенных температурах). Важно подчеркнуть, что с этой целью могут быть использованы результаты экспериментального исследования динамических характеристик 4H-SiC ДДРВ.

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. 2015. Т. 85. Вып. 6. С. 111–117.