

07

Высоковольтные дрейфовые диоды с резким восстановлением на основе 4H-SiC: теоретическая оценка предельных параметров

© 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 17 ноября 2014 г.)

Разработана простая аналитическая модель, описывающая работу 4H-SiC дрейфовых диодов с резким восстановлением (ДДРВ) со структурой $p^+ - p - n_0 - n^+$. С использованием разработанной модели теоретически оценены предельные электрические параметры высоковольтных (2–10 кВ) импульсных генераторов, построенных на основе одиночных диодов.

Введение

Для современной импульсной энергетики большой интерес представляют генераторы коротких (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 наносекундных импульсов успешно используются кремниевые дрейфовые диоды с резким восстановлением (ДДРВ) [1]. На основе одиночных кремниевых ДДРВ созданы генераторы, которые вырабатывают на нагрузке 50Ω импульсы напряжения амплитудой до 2000 В и фронтом нарастания около 2 ns (частота следования импульсов до 100 kHz).

Карбид кремния 4H-политипа (4H-SiC) намного превосходит кремний по основным электрофизическим характеристикам: ширине запрещенной зоны, предельной скорости носителей тока, напряженности поля лавинного пробоя, теплопроводности. Благодаря большой

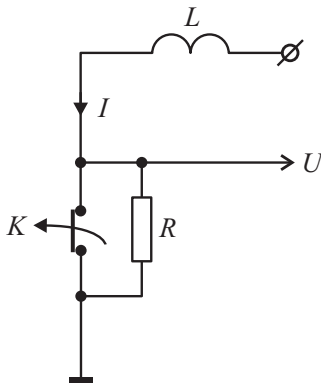


Рис. 1. Базовый принцип работы импульсного генератора с индуктивным накопителем энергии.

ширине запрещенной зоны (3.2 eV) приборы на основе 4H-SiC могут работать при высоких температурах, вплоть до 700°C. Благодаря высокому критическому полю лавинного пробоя (2–6 MV/cm) базовые области высоковольтных 4H-SiC приборов могут быть сравнительно высоко легированы, так что нет необходимости в модуляции их проводимости (яркий пример — это высоковольтные (до 10 кВ) диоды Шоттки [2]). Высокая теплопроводность (5 W/cm · К, т.е. больше, чем у любого из металлов) позволяет 4H-SiC приборам работать с большой рассеиваемой мощностью. Можно ожидать, что использование 4H-SiC для ДДРВ позволит существенно улучшить их параметры — удельную коммутруемую мощность, быстродействие и тактовую частоту импульсов.

Целенаправленных работ по созданию высокоэффективных ДДРВ на основе 4H-SiC до сих пор не проводилось. Одна из причин — это технологическая сложность изготовления высоковольтных диодных структур на основе 4H-SiC. С другой стороны, для ДДРВ на основе 4H-SiC пока не разработаны подходы к их конструированию с учетом специфики технологии и условий, необходимых для реализации эффекта сверхбыстрого обрыва обратного тока. По тематике, связанной с карбидкремниевыми ДДРВ, в научной литературе до настоящего времени опубликованы не более десятка работ, включая как теоретические, так и экспериментальные (главным образом это отечественные публикации) [3–7]. Во всех работах рассмотрены диоды, имеющие структуру $p^+ - p_0 - n^+$ (впервые такие диодные размыкатели на основе 4H-SiC были предложены и созданы нами в начале 2000-х годов [3,4]). В настоящей работе рассмотрен другой, более перспективный вариант конструкции высоковольтных 4H-SiC ДДРВ — диод со структурой $p^+ - p - n_0 - n^+$. Разработана относительно простая аналитическая модель происходящих в таких диодах электронных процессов. С использованием разработанной модели оценены параметры высоковольтных (2–10 кВ) импульсных генераторов, построенных на основе одиночных диодов.

1. Структура высоковольтных 4H-SiC ДДРВ

Принцип работы кремниевых ДДРВ (они имеют, как правило, диффузионную $p^+-p-n-n^+$ -структуру) вкратце состоит в следующем. Вначале через диод пропускается импульс прямого тока, и базовые p - и n -области заполняются плотной неравновесной плазмой из дырок и электронов, инжектированных из p^+ - и n^+ -эмиттеров. Затем полярность тока в диоде сменяется на обратную, и начинается рассасывание инжектированной плазмы нарастающим обратным током (инжектированные дырки уходят обратно в p^+ -область, а электроны — в n^+ -область). Процесс рассасывания плазмы происходит таким образом, что в p - и n -областях вблизи эмиттеров формируются крутые плазменные фронты, которые затем перемещаются к $p-n$ -переходу навстречу друг другу [8]. Таким образом, плазма постепенно истощается. Условием правильной работы ДДРВ является такое согласование параметров импульсов прямого и обратного токов с параметрами диода, при котором плазменные фронты сходятся точно в плоскости $p-n$ -перехода. Если это условие выполняется, то после истощения плазмы протекающий через диод обратный ток (емкостной ток смещения) быстро обрывается за время, определяемое временем перезарядки барьерной емкости $p-n$ -перехода.

На выбор структуры ДДРВ и ее параметров оказывают влияние множество факторов. Одним из наиболее важных факторов является отношение подвижностей электронов и дырок (μ_n/μ_p). Разница в подвижностях во многом определяет разницу в скоростях перемещения плазменных фронтов внутри базовых областей. В кремнии подвижность электронов приблизительно в 3 раза выше подвижности дырок, поэтому плазменный фронт по p -области движется быстрее, чем по n -области. Для того чтобы плазменные фронты сошлись в плоскости $p-n$ -перехода, необходимо, чтобы исходная толщина плазменного слоя в n -базе была по сравнению с его толщиной в p -базе приблизительно во столько же раз меньше. В 4H-SiC отношение подвижностей еще выше ($\mu_n/\mu_p = 8-9$). В такой ситуации базовая n -область может быть вообще исключена из структуры диода. В принципе, возможны два варианта конструкции высоковольтных 4H-SiC ДДРВ с p_0 -базой, имеющие следующую структуру: $p^+-p_0-n^+$ (подложка) и $n^+-p_0-p^+$ (подложка). Второй вариант мало перспективен из-за сравнительно высокого удельного сопротивления подложек 4H-SiC p -типа. Говоря о практической реализации генераторов на основе диодов с $p^+-p_0-n^+$ (подложка)-структурой (рис. 2, *a*), надо отметить следующие ее недостатки:

- 1) требуется глубокое травление мез (на всю толщину p_0 -базы) для раскоротки p_0-n^+ -перехода;
- 2) существует трудноразрешимая проблема с формированием эффективной охранной системы для предотвращения краевого пробоя;

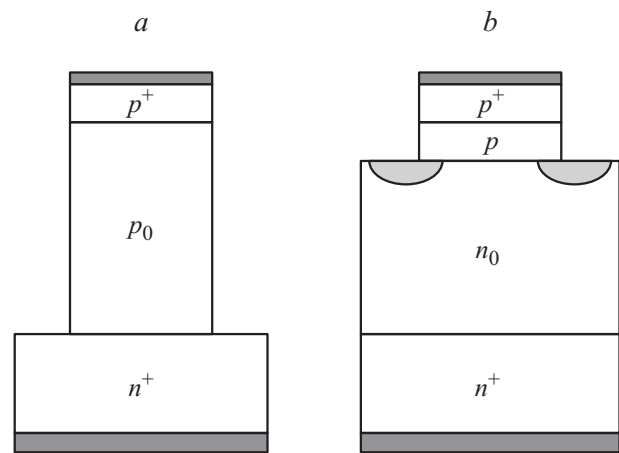


Рис. 2. Варианты конструкции 4H-SiC ДДРВ: *a* — $p^+-p_0-n^+$ (подложка); *b* — $p^+-p-n_0-n^+$ (подложка), заштрихованная область — планарная охранная система.

3) низкая подвижность основных носителей (дырок) в блокирующей базе p_0 -типа снижает быстродействие.

Для высоковольтных 4H-SiC ДДРВ более перспективной является предложенная нами ранее $p^+-p-n_0-n^+$ (подложка)-структура (рис. 2, *b*) [9,10], в которой область накопления плазмы и блокирующая область разделены: умеренно легированный p -слой служит „плазменным резервуаром“ (неравновесные носители в него накапливаются коротким импульсом прямого тока), а слаболегированный n_0 -слой — блокирующей базой (в $p^+-p_0-n^+$ -структуре p_0 -слой является одновременно как „плазменным резервуаром“, так и блокирующей базой). В $p^+-p-n_0-n^+$ -структуре не требуется проводить глубокое травление, есть возможность сформировать эффективную охранную систему [11], а быстродействие должно быть выше по причине более высокой подвижности электронов по сравнению с дырками.

2. Схема генератора

Мы будем анализировать работу 4H-SiC ДДРВ в составе идеализированного генератора, схема которого показана на рис. 3, *a*. Двухконтурная схема с идеальными (мгновенно срабатывающими) ключами K_1 и K_2 в контурах накачки (1) и выкачки (2) работает следующим образом (на рис. 3, *b* схематически показана временная зависимость тока, протекающего через диод). Вначале замыкается ключ K_1 , и диод подключается к источнику прямого смещения — заряженному конденсатору C_1 . Сопротивление прямосмещенного диода намного меньше сопротивления нагрузки, так что практически весь ток в контуре 1 протекает через диод. За время, равное полупериоду колебаний в контуре 1, ток проходит через максимум и спадает до нуля (при этом в диоде запасается неравновесный заряд инжектированных носителей). В момент спада тока в контуре 1 до нуля ключ K_1

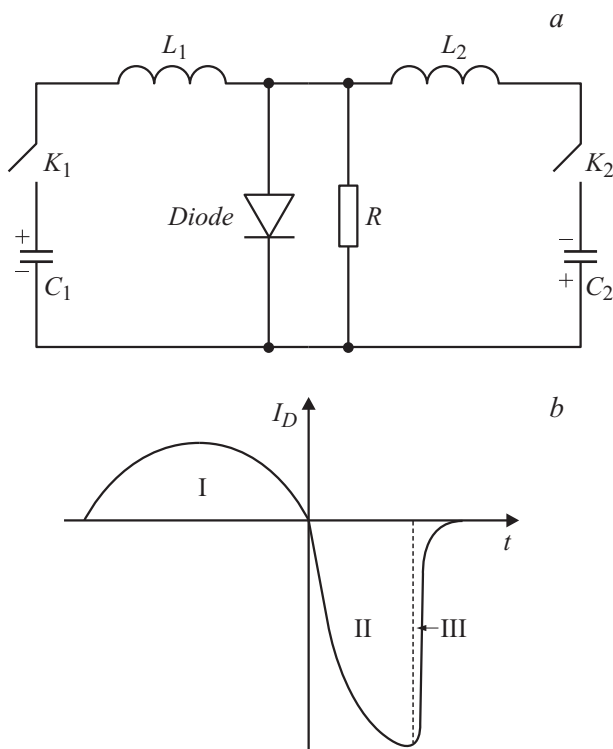


Рис. 3. *a* — идеализированная схема генератора с ДДРВ; *b* — временная зависимость тока, протекающего через диод: I — фаза накачки прямым током, II — фаза выкачки обратным током, III — фаза обрыва обратного тока.

размыкается, а ключ K_2 замыкается, и диод подключается к источнику обратного смещения — заряженному конденсатору C_2 . Сопротивление накачанной плазмой диода остается намного меньше сопротивления нагрузки, так что практически весь ток в контуре 2 протекает через диод вплоть до момента полного истощения плазмы. При этом ток в контуре 2 нарастает, „заряжая“ накопительную индуктивность L_2 . В момент полного истощения плазмы диод резко восстанавливается, а ток, протекающий в контуре 2, перебрасывается из диода в параллельную нагрузку, формируя на ней выходной импульс напряжения.

3. Постановка задачи

При оценке предельных параметров генератора с 4H-SiC ДДРВ мы будем исходить, прежде всего, из наперед заданных величин амплитуды выходного напряжения (V_m) и сопротивления нагрузки (R). Задача состоит в том, чтобы разработать по возможности простую модель происходящих в высоковольтном 4H-SiC ДДРВ процессов и оценить: 1) минимально достижимое время нарастания напряжения на нагрузке — длительность фронта выходного импульса (t_f), 2) величины накачанного и выкачанного зарядов ($Q_p = Q_e$), 3) длительности накачки (t_p) и выкачки (t_i) плазмы. По ходу анализа

должны быть определены параметры диода и параметры схемы, обеспечивающие достижение выбранных параметров генератора. Искомые параметры диода — это концентрации акцепторов (N_A) и доноров (N_D) в p - и n_0 -областях, их толщины (W_p и W_n), площадь диода (S), время жизни неравновесных носителей (τ). Параметры схемы — это индуктивности в контурах накачки и выкачки (L_1 и L_2), емкости и напряжения заряженных конденсаторов, используемых в качестве источников питания в контурах накачки и выкачки (C_1 и C_2 , V_1 и V_2). Как будет видно из дальнейшего, поставленную задачу удобно решать от обратного, анализируя (по отдельности) происходящие в ДДРВ процессы в следующей последовательности: вначале обрыв обратного тока, затем вытягивание плазмы обратным током и, в последнюю очередь, накачку плазмы.

4. Фаза обрыва обратного тока

Фазе обрыва обратного тока в ДДРВ (когда последний полностью свободен от электронно-дырочной плазмы) соответствует эквивалентная схема, показанная на рис. 4. На этой схеме R — сопротивление нагрузки, c_{p-n} — барьерная емкость p - n -перехода, r_n — последовательное сопротивление квазинейтральной части блокирующей n_0 -базы, I_2 — источник квазипостоянного тока, поддерживаемого на протяжении всей фазы накопительной индуктивностью L_2 .

Будем рассматривать диод с резко асимметричным легированием p - и n_0 -областей: $N_A \cong 10N_D$ (N_A и N_D — концентрации доноров и акцепторов в p - и n_0 -областях соответственно). В этом случае в процессе обрыва тока область пространственного заряда (ОПЗ) p - n_0 -перехода будет расширяться практически только в n_0 -область. При параллельном соединении диода и нагрузки выходное напряжение, развиваемое генератором на нагрузке, одновременно прикладывается и к диоду (в обратном направлении). Это напряжение не должно превышать напряжения пробоя p - n_0 -перехода. Примем условие, при котором амплитуда выходного импульса на нагрузке составляет $V_m = V_b$ (V_b — напряжение пробоя квазиодномерного перехода), а ОПЗ при обратном напряже-

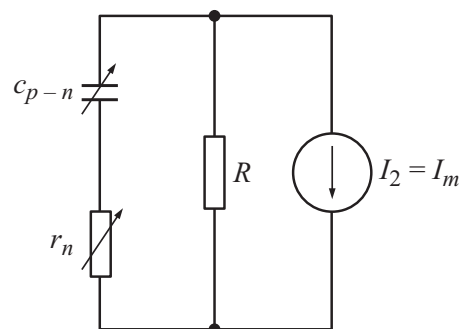


Рис. 4. Эквивалентная схема, соответствующая фазе обрыва обратного тока.

нии V_m занимает всю толщину блокирующей n_0 -базы. В этом случае напряжение определяется концентрацией доноров в блокирующей n_0 -базе:

$$V_m = \frac{\varepsilon E_b^2}{2qN_D}, \quad (1)$$

где $\varepsilon = 8.85 \cdot 10^{-13}$ Ф/см — диэлектрическая проницаемость 4Н-SiC, $E_b = 3$ MV/cm — критическая напряженность поля лавинного пробоя 4Н-SiC p - n_0 -перехода со слаболегированной n_0 -базой (здесь и далее по тексту приводятся числовые значения параметров 4Н-SiC, принятые для расчета параметров генераторов), q — элементарный заряд. Таким образом, концентрация доноров N_D задается амплитудой выходного импульса и определяется по формуле

$$N_D = \frac{\varepsilon E_b^2}{2qV_m}. \quad (2)$$

Толщина блокирующей n_0 -базы (W_n) определяется по формуле

$$W_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon V_m}{qN_D}}. \quad (3)$$

Далее, выберем такую толщину p -области (W_p), чтобы ее омическое сопротивление R_p было много меньше омического сопротивления n_0 -области R_n : $R_p \cong 0.1R_n$. При условии $\mu_n/\mu_p \cong 10$ толщина $W_p \cong 0.1W_n$.

Затем можно определить ток I_2 , который должен протекать через накопительную индуктивность L_2 (в самом начале фазы ток I_2 проходит через диод, а затем полностью переходит в нагрузку к моменту восстановления блокирующей способности диода). Ток I_2 задается амплитудой тока в нагрузке ($I_2 = I_m$) и определяется по формуле

$$I_2 = I_m = \frac{V_m}{R}. \quad (4)$$

Плотность обрываемого диодом тока должна быть высокой для того, чтобы минимизировать площадь диода (S) и соответственно его барьерную емкость. Однако увеличение плотности тока ограничено насыщением дрейфовой скорости электронов (v) от электрического поля (E). Для дальнейшего анализа мы будем использовать следующую распространенную аппроксимацию зависимости скорости от поля:

$$v = \frac{\mu_n E}{1 + \frac{\mu_n E}{v_s}}, \quad (5)$$

где $\mu_n = \mu_{n\parallel} = 900$ см²/Вс — низкополевая подвижность электронов в 4Н-SiC n -типа вдоль оси C кристалла (для оценочных расчетов мы пренебрежем зависимостью подвижности от концентрации доноров), $v_s = v_{s\parallel} = 2 \cdot 10^7$ см/с — насыщенная скорость дрейфа электронов в 4Н-SiC вдоль оси C кристалла. Строго говоря, $v \rightarrow v_s$ только при $E \rightarrow \infty$. При использовании формулы (5) для дальнейшего анализа мы ограничим

максимальную плотность тока величиной $j_m = 0.9j_s$ ($j_s = qN_D v_s$). В этом случае максимальное поле в квазинейтральной части n_0 -базы не будет превышать, согласно формуле (5), $E_{0.9} = 9v_s/\mu_n = 2 \cdot 10^5$ В/см. Площадь диода должна быть равной

$$S = \frac{I_m}{j_m}. \quad (6)$$

Перейдем теперь к расчету длительности фазы обрыва тока или, что то же самое, времени нарастания напряжения на нагрузке (t_f). Нетрудно показать, что в соответствии со схемой, показанной на рис. 3, временная зависимость падения напряжения $u_{p-n}(t)$ на ОПЗ p - n_0 -перехода описывается дифференциальным уравнением

$$\frac{du_{p-n}}{dt} = \frac{V_m - u_{p-n}}{Rc_{p-n}\left(1 + \frac{r_n}{R}\right)}. \quad (7)$$

В уравнении (7) как емкость $c_{p-n}(t)$, так и сопротивление $r_n(t)$ уменьшаются со временем вследствие расширения ОПЗ в n_0 -базу. На начальной стадии обрыва тока диодом последовательное сопротивление n_0 -базы максимально и превышает ее омическое сопротивление R_n из-за насыщения дрейфовой скорости электронов:

$$r_n(0) = R_n \left(1 + \frac{\mu_n E_{0.9}}{v_s}\right) = 10R_n. \quad (8)$$

При выбранных параметрах n_0 -базы ее омическое сопротивление R_n можно связать с сопротивлением нагрузки

$$R_n = \frac{W_n}{qN_D \mu_n S} = 1.8 \times \frac{v_s}{\mu_n E_b} R = 0.013 \times R. \quad (9)$$

В свою очередь

$$r_n(0) = 10R_n = 0.13 \times R. \quad (10)$$

Таким образом, при выбранных параметрах диода $r_n/R \ll 1$, что кардинальным образом упрощает интегрирование уравнения (7). С учетом зависимости емкости c_{p-n} от напряжения u_{p-n}

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

(где V_{bi} — диффузионная разность потенциалов p - n_0 -перехода) уравнение (7) приводится к виду

$$\frac{du_{p-n}}{dt} = \left(I_m - \frac{u_{p-n}}{R}\right) \sqrt{\frac{2(u_{p-n} + V_{bi})}{q\varepsilon N_D}} S^{-1}. \quad (12)$$

Начальное условие для решения уравнения (12) — $u_{p-n}(0) = 0$. При проведении расчетов уравнение (12) интегрировалось численным методом Рунге-Кутты 4-го порядка, а длительность фронта t_f определялась в процессе численного интегрирования следующим образом:

$$t_f = t_{0.9} - t_{0.1}, \quad (13)$$

где величины $t_{0.9}$ и $t_{0.1}$ определялись из условий

$$u_{p-n}(t_{0.1}) = 0.1V_m; \quad u_{p-n}(t_{0.9}) = 0.9V_m. \quad (14)$$

Величину накопительной индуктивности L_2 , которая поддерживает ток I_2 квазипостоянным на протяжении фазы обрыва, необходимо выбирать из условия $L_2/R \geq 3t_f$.

5. Фаза рассасывания электронно-дырочной плазмы

Фазе рассасывания электронно-дырочной плазмы (когда $p - n_0$ -переход зашунтирован плазмой) соответствует эквивалентная схема, показанная на рис. 5. На этой схеме r_n — сопротивление n_0 -базы, V_2 — источник квазипостоянного напряжения (обратной полярности), поддерживаемого на протяжении всей фазы заряженным конденсатором C_2 достаточно большой емкости, L_2 — определенная ранее индуктивность накопителя. Сопротивление r_n увеличивается по мере роста тока и к моменту полного рассасывания плазмы (при $t = t_e$) достигает своего максимума, оставаясь при этом намного меньше сопротивления нагрузки (10):

$$r_n(t_e) = 10R_n = 0.1R. \quad (15)$$

Таким образом, нагрузка на протяжении всей фазы рассасывания плазмы оказывается зашунтированной диодом с накачанной плазмой. В соответствии со схемой, показанной на рис. 4, временная зависимость тока в контуре $i_e(t)$ описывается дифференциальным уравнением

$$\frac{di_e}{dt} = \frac{1}{L_2}(V_2 - i_e r_n). \quad (16)$$

Практически важным для работы генератора является такой режим, при котором напряжение $V_2 < V_m$. (Отношение $k_u = V_m/V_2$ называют еще коэффициентом обострения по напряжению). Еще раз подчеркнем, что в уравнении (16) сопротивление $r_n(t)$ увеличивается со

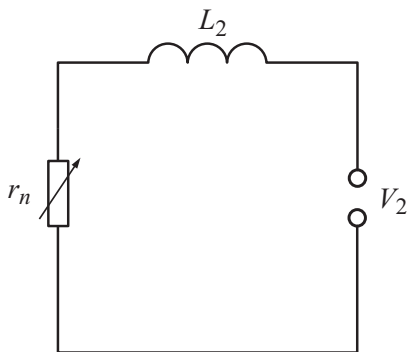


Рис. 5. Эквивалентная схема, соответствующая фазе рассасывания плазмы.

временем вследствие роста тока и насыщения скорости электронов:

$$r_n = R_n \left(1 + \frac{\mu_n E}{v_s} \right) = R_n \left(1 - \frac{\mu_n L_2}{W_n v_s} \frac{di_e}{dt} \right). \quad (17)$$

При этом уравнение (16) приводится к виду

$$\frac{di_e}{dt} = \frac{V_m k_u^{-1} - i_e R_n}{L_2 \left(1 - \frac{i_e}{j_s S} \right)}. \quad (18)$$

Начальное условие для решения уравнения (18): $i_e(0) = 0$ (в этот момент контур подключается к источнику обратного смещения V_2). При проведении расчетов уравнение (18) интегрировалось численным методом Рунге–Кутты 4-го порядка, а длительность фазы рассасывания плазмы (t_e) определялась в процессе численного интегрирования из условия

$$i_e(t_e) = I_m = 0.9j_s S. \quad (19)$$

Одновременно в процессе численного интегрирования определялся и заряд Q_e , прошедший по контуру за время t_e :

$$Q_e = \int_0^{t_e} i_e(t) dt. \quad (20)$$

6. Фаза накачки электронно-дырочной плазмы

Фазе накачки электронно-дырочной плазмы (когда барьерная емкость $p - n_0$ -перехода уже зашунтирована плазмой) соответствует эквивалентная схема, показанная на рис. 6. На этой схеме R_n — омическое сопротивление n_0 -базы, C_1 — заряженный до напряжения V_1 (прямой полярности) конденсатор, L_1 — индуктивность контура.

Время накачки плазмы прямым током (t_p) и накачанный заряд (Q_p) мы будем рассчитывать, исходя из следующих допущений: во-первых, пренебрежем дрейфовой составляющей тока в p -области и будем считать ток

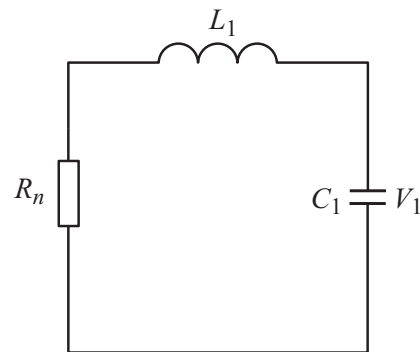


Рис. 6. Эквивалентная схема, соответствующая фазе накачки плазмы.

диффузионным; во-вторых, пренебрежем рекомбинацией носителей в p -области, полагая время жизни инжектированных носителей достаточно большим; в-третьих, будем считать p^+ -инжектор идеальным (коэффициент инжекции p^+ -эмиттера равен единице). В этом случае накачанный за время t_p заряд $Q_p = Q_e$ определяется соотношением

$$Q_p = qW_p S \Delta p, \quad (21)$$

где Δp — концентрация инжектированных неравновесных носителей в p -области диода, которая определяется по формуле

$$\Delta p = \frac{Q_p}{qW_p S}. \quad (22)$$

Время t_p задается временем диффузии инжектированных носителей на расстояние, равное толщине плазменного p -слоя, и определяется по формуле

$$t_p = \frac{W_p^2}{D_p}, \quad (23)$$

где $D_p = 5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ — коэффициент амбиполярной диффузии инжектированных носителей в плазменном p -слое. Подчеркнем, что по условиям работы схемы генератора полупериод колебаний в контуре накачки должен равняться времени t_p . Если задать некоторое напряжение $V_1 > V_{bi}$, то емкость C_1 конденсатора определяется по формуле

$$C_1 = \frac{Q_p}{V_1}. \quad (24)$$

И наконец, индуктивность L_1 определяется по формуле

$$L_1 = \frac{1}{C_1} \left(\frac{t_p}{\pi} \right)^2. \quad (25)$$

Таким образом, мы определили все искомые параметры диода и схемы, обеспечивающие достижение заданной величины выходного напряжения V_m на нагрузке R .

7. Параметры генераторов

В таблице показаны рассчитанные параметры 4H-SiC генераторов в зависимости от выходного напряжения, варьируемого в диапазоне 2–10 kV. Длительность фазы обрыва тока (длительность фронта выходного импульса) увеличивается с ростом выходного напряжения от 0.11 до 0.55 ns, длительность фазы выкачки — от 1.9 до 9.6, а длительность фазы накачки — от 3.6 до 89. Как видно, для достижения высокого быстродействия необходимо обеспечивать и достаточно быструю выкачку плазмы: отношение длительности фронта к длительности выкачки приблизительно оценивается как 1 : 10.

Проведенные расчеты показывают, что оптимально сконструированные 4H-SiC ДДРВ должны обеспечивать скорость нарастания фронта импульса около 20 kV/ns, что по меньшей мере на порядок выше по сравнению с ДДРВ на основе кремния. (То же самое относится к

Рассчитанные параметры 4H-SiC генераторов в зависимости от выходного напряжения, варьируемого в диапазоне 2–10 kV ($R = 50 \Omega$, $k_u = 10$)

V_m, V	2000	4000	6000	8000	10000
I_m, A	40	80	120	160	200
$N_D, 10^{15}, \text{cm}^{-3}$	12.4	6.2	4.1	3.1	2.5
$W_n, \mu\text{m}$	13.3	26.7	40	53.3	66.7
$W_p, \mu\text{m}$	1.3	2.7	4	5.3	6.7
$j_m, \text{kA/cm}^2$	35.8	17.9	11.9	8.9	7.2
S, mm^2	0.11	0.45	1	1.79	2.79
t_f, ns	0.11	0.22	0.33	0.44	0.55
L_2, nH	16.5	33.1	49.7	66.2	82.8
R_n, Ω	0.67	0.67	0.67	0.67	0.67
t_e, ns	1.9	3.8	5.8	7.7	9.6
Q_e, nQ	28.6	114	257	457	715
$\Delta p, 10^{17} \text{cm}^{-3}$	12	6	4	3	2.4
t_p, ns	3.6	14.2	32	56.8	88.9
τ, ns	36	142	320	568	889

плотности обрываемого тока). Однако для практической реализации таких приборов необходимо иметь эпитаксиальный материал с достаточно большими временами жизни неравновесных носителей. В частности, для 10 kV диодов время жизни должно быть не менее одной микросекунды. Важно подчеркнуть, что в рассмотренных 4H-SiC ДДРВ проводимость n_0 -базы не модулируется инжектированными носителями, но тем не менее немодулированная n_0 -база не вносит существенного электрического сопротивления на всех этапах работы прибора.

Говоря о концентрации инжектированных дырок Δp , следует иметь в виду, что величина Δp не может быть сколь угодно большой. Максимальная величина $(\Delta p)_m$ ограничена Оже-рекомбинацией электронов и дырок и оценивается, исходя из известных величин коэффициентов Оже-рекомбинации [12], как $(\Delta p)_m \sim 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Как видно из таблицы, рассчитанные концентрации инжектированных дырок Δp не превышают 10^{18} cm^{-3} .

Заключение

Надо отметить, что есть ряд нерешенных проблем фундаментального характера, связанных с дрейфом электронов в сильных полях в направлении гексагональной оси C кристалла, с деградацией биполярных диодов в импульсном режиме при больших плотностях прямого тока и др. Тем не менее все предпосылки к реализации эффективных ДДРВ на основе 4H-SiC имеются: к настоящему времени в мире продемонстрированы выпрямительные диоды, блокирующие напряжение несколько киловольт и имеющие время жизни неравновесных носителей заряда (ННЗ) в базе порядка одной микросекунды при комнатной температуре [13].

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] Zhao J.H., Alexandrov P., Li X. // IEEE EDL. 2003. Vol. 24. N 6. P. 402–404.
- [3] Грехов И.В., Иванов П.А., Константинов А.О., Самсонова Т.П. // 2002. ПЖТФ. Т. 28. № 13. С. 24–29.
- [4] Grekhov I.V., Ivanov P.A., Khristyuk D.V., Konstantinov A.O., Korotkov S.V., Samsonova T.P. Solid-State Electronics. // 2003. Vol. 47. N 10. P. 1769–1774.
- [5] Грехов И.В., Кюрегян А.С., Мнацаканов Т.Т., Юрков С.Н. // ФТП. 2003. Т. 37. Вып. 9. С. 1148–1151.
- [6] Кюрегян А.С. // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 6. С. 57–64.
- [7] Афанасьев А.В., Иванов Б.В., Ильин В.А., Кардосысов А.Ф., Лучинин В.В., Серков Ф.Б. Сб. трудов Всероссийской конфер. „Микроэлектроника СВЧ“, Санкт-Петербург, СПбГЭТУ. 2012. С. 260–262.
- [8] Venda H., Shpenke E. // Proc. IEEE. 1967. Vol. 55. P. 1331–1354.
- [9] Иванов П.А., Грехов И.В. // ФТП. 2012. Т. 46. Вып. 4. С. 544–547.
- [10] Ivanov P.A., Grekhov I.V. Materials Science Forum. 2013. Vols. 740–742. P. 865–868.
- [11] Иванов П.А., Грехов И.В., Ильинская Н.Д., Самсонова Т.П. // ФТП. 2005. Т. 39. Вып. 12. С. 1475–1479.
- [12] Properties of advanced Semiconductor Materials: GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe / Ed. by M.E. Levinshtein, S.L. Rumyantsev, M.S. Shur. John Wiley & Sons, 2001. 194 p.
- [13] Ivanov P.A., Levinshtein M.E., Palmour J.W., Das M.K., Hull B.A. // Solid-State Electronics. 2006. Vol. 50. N 7–8. P. 1368–1370.