

Имитационное моделирование субмикросекундных режимов работы высоковольтных реверсивно-включаемых динисторов

© А.В. Горбатьюк,^{1,2} Б.В. Иванов³

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

² Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
195251 Санкт-Петербург, Россия

³ Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“,
197376 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: agor.pulse@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 24 декабря 2014 г.)

На основе двумерного компьютерного моделирования физических процессов в высоковольтных реверсивно-включаемых динисторах (РВД) изучены важные особенности механизмов коммутации ими субмикросекундных импульсов тока. Характерно, что на фронтах этих импульсов наблюдаются большие выбросы напряжения и опасные задержки нарастания тока. Установлено, что эти нежелательные проявления могут быть устранены за счет подходящего ослабления уровня легирования p -базы. Следуя этому приему для РВД с напряжением переключения 2.5–5 кВ, можно уменьшить длительность фронтов включения до 75–150 нс и ниже при величине заряда реверсивной накачки 5–10 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$. Скорость нарастания тока при этом может быть увеличена до 20–30 $\text{A} \cdot \text{cm}^{-2} \text{ns}^{-1}$, т.е. более чем на порядок выше этого показателя для стандартных РВД. При амплитудах коммутируемых импульсов в единицы кА и длительностях в несколько сотен наносекунд передаваемая в нагрузку энергия может достигать долей и единиц Дж за импульс при потерях на нагрев РВД около 10% от этих значений.

Введение

Высоковольтные переключатели тиристорного типа с повышенным быстродействием остро востребованы в современной импульсной энергетике [1]. В качестве перспективных кандидатов рассматриваются реверсивно-включаемые динисторы (РВД), зарекомендовавшие себя как самые мощные и надежные переключатели субмилли- и микросекундного диапазонов [2–7]. Однако, хотя принципиальная возможность включения субмикросекундных импульсов тока на основе РВД была обнаружена еще в лабораторных экспериментах [8], они до сих пор остаются непригодными для практического использования в мощных коммутаторах из-за ряда физических ограничений и противоречивых технических требований.

Возникающие проблемы были частично исследованы в нашей расчетной работе [9]. Выяснилось, что при функционировании РВД в быстрых коммутационных режимах с недостаточно мощным управлением наблюдается появление переходных всплесков напряжения $\sim 1 \text{ kV}$ и задержек нарастания тока длительностью в десятки наносекунд при достижении им плотностей в сотни A/cm^2 . Это может вызывать не только рост интегральных потерь, но и аварийные локализации тока и тепла. Известно, что ослабить подобные проявления в РВД стандартных конструкций можно при сильном увеличении амплитудной плотности управляющих импульсов. Так, в экспериментах [8] она доходила до $1 \text{ kA}/\text{cm}^2$. Но на практике это ведет к заметному снижению КПД коммутатора в целом из-за дополнительных

потерь в мощном управляющем генераторе. Да и сама разработка высоковольтных наносекундных генераторов на такие токи является далеко не простой задачей [4]. В работе [9] расчетным путем было показано, что задержку можно сократить до единиц наносекунд, если уменьшить толщину p -базы катодного транзистора от типичных значений 50–80 μm до величин ниже 10 μm . Тем не менее исключить ее полностью не удастся, и без дополнительных исследований этот прием нельзя принимать за окончательное решение.

В настоящей работе продолжается изучение возможностей РВД. В ней проводятся детальные компьютерные эксперименты по субмикросекундным режимам функционирования РВД при учете его взаимодействия с цепью нагрузки для нескольких наборов параметров конструкции и элементов цепей и вырабатываются практические рекомендации, направленные на значительное повышение быстродействия высоковольтных коммутаторов на РВД.

Особенности субмикросекундного РВД и методика его моделирования

Напомним базисные принципы РВД [1–3]. Их кремниевая структура состоит из большого числа ($k = 10^2 - 10^3$) одинаковых элементарных ячеек (ЭЯ), в каждой из которых можно выделить тиристорные ($p^+n'n_0pp'n^+$) и диодные ($n'n_0pp'$) элементы (рис. 1). Благодаря каналам шунтировки одного или обоих эмиттеров или же пробую $p'n^+$ - и p^+n' -переходов при обрат-

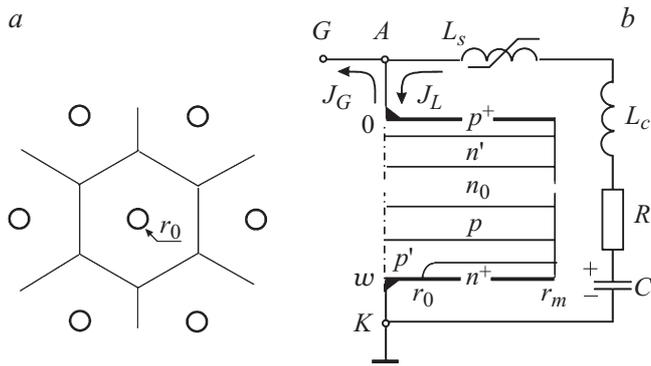


Рис. 1. Типовое расположение шунтированных ЭЯ по площади РВД (*a* — вид со стороны катода), вертикальный разрез единичной ЭЯ и принципиальная рабочая схема (*b*). Здесь *A* и *K* — электроды анода и катода, *G* — клемма генератора управления.

ном смещении РВД допускает пропускание обратного тока.

Находясь в исходном запертом состоянии в силовом контуре с заряженным до напряжения U_{C0} конденсатором C , нагрузкой R , паразитной индуктивностью L_c и дросселем с насыщающимся сердечником L_s , РВД блокирует разрядный ток. Для включения РВД к нему от генератора G подается короткий управляющий импульс тока $J_G(t) < 0$. Развязка управляющего и силового контуров на этот период осуществляется за счет дросселя L_s , имеющего большую начальную индуктивность L_{s0} . На время этой развязки напряжение на дросселе резко увеличивается до значений более высоких, чем U_{C0} , и он пропускает медленно растущий ток J_L . При достижении этим током порога, связанного с насыщением сердечника дросселя и переходом последнего в состояние с низкой индуктивностью $L_{s1} \ll L_{s0}$, направление протекания тока через прибор становится положительным и РВД осуществляет разряд конденсатора через нагрузку, в чем и состоит его функция как замыкающего ключа.

В работе [9] было обращено внимание на то, что при переходе от микро- к наносекундным временам резко снижается роль диффузии в механизме концентрационной модуляции слаболегированной толщи РВД, и восполнение этой роли может быть осуществлено только за счет сильнополевых инжекционных эффектов в условиях насыщения скоростей дрейфа свободных носителей и образования областей объемного заряда. Пространственная картина механизма включения при этом становится малодоступной для теоретического анализа, и с целью ее адекватного описания мы выбираем хорошо апробированный пакет прикладных программ фирмы Synopsys, предназначенный для имитационного компьютерного моделирования сильнонеравновесных физических процессов в различных полупроводниковых приборах [10].

Выбор параметров моделируемой структуры и управляющих импульсов

Физические процессы во всех ЭЯ РВД протекают одинаково [1,2], поэтому можно рассматривать весь прибор как единственную ячейку, через которую протекает $1/k$ -часть тока его контактов (рис. 1). С целью единообразия интерпретации мы используем для плотностей токов в ЭЯ и токов в цепи нагрузки, а также для параметров R , L и C величины, нормированные на площадь РВД и приводимые в единицах A/cm^2 , Ωcm^2 , $H cm^2$ и F/cm^2 соответственно.

Предлагаемый нами компромиссный способ увеличения быстродействия РВД заключается в следующем. Вместо уменьшения полной толщины его p -базы до величины, меньшей $10 \mu m$, следует оставить эту базу состоящей из двух диффузионных компонент: мелкого сильнолегированного буферного p' -слоя у границы с n^+ -эмиттером толщиной $w \sim 5-10 \mu m$ с типичной для тиристорных поверхностной концентрацией акцепторов $\sim 10^{18} cm^{-3}$, а также сглаживающего электрические поля как в объеме, так и на защитной фаске, глубокого p -слоя с $w \approx 50 \mu m$ и поверхностной концентрацией, сниженной до уровня $\sim 10^{15} cm^{-3}$. При введении электронов из катодного эмиттера в p' -слой, обладающий сильным встроенным тянущим полем, заметного ограничения инжекции в нем не произойдет. В то же время в глубокой слаболегированной части p -базы уже при умеренной мощности накачки и плотностях катодного тока порядка сотен A/cm^2 успеет установиться высокий уровень инжекции. Ситуация при этом станет похожей на включение РВД по квазидиодному сценарию, описанному в теоретической работе [11] и характеризуемому предельно высокой скоростью инжекционной модуляции проводимости полупроводниковой структуры.

Здесь будут рассмотрены модифицированные реверсивно-включаемые динисторы двух типов: РВД-1 на $2.5 kV$ с толщиной структуры $250 \mu m$ и РВД-2 на $5 kV$ с толщиной структуры $500 \mu m$. Оба типа РВД имеют одинаковые ЭЯ цилиндрической формы с заданными большим радиусом $r_m = 500 \mu m$ и радиусом шунта $r_0 = 15 \mu m$. Концентрация доноров в высокоомной n_0 -базе равна $N_{d0} = 2 \cdot 10^{13} cm^{-3}$. Профили неоднородного диффузионного легирования со стороны катодной и анодной граней пластины задаются через поверхностные концентрации $N_{n^+}^s = 10^{20}$, $N_p^s = 10^{15}$, $N_{p'}^s = 10^{19}$, $N_{n'}^s = 2 \cdot 10^{17}$, $N_{p^+}^s = 10^{19} cm^{-3}$ и глубины диффузии $w_{n^+} = 3$, $w_{p'} = 8$, $w_p = 50$, $w_{n'} = 12$, $w_{p^+} = 4 \mu m$. Времена жизни электронов $\tau_{n0} = 16 \mu s$ и дырок $\tau_{p0} = 8 \mu s$.

Форма импульса генератора управления задается как комбинация экспонент: $J_G(0 < t < t_s) = J_G^- - J_G^+$, $J_G^- = J_{Gm}^- [1 - \exp(-t/\tau_G^-)]$, $J_G^+ = J_{Gm}^+ [1 - \exp(-t/\tau_G^+)]$, где J_G^- и J_G^+ являются параметрами, вводимыми для учета задержки и установления амплитуды импульса $J_G(t)$. Времена задержки τ_G^- и установления τ_G^+ , а также коэффициенты J_{Gm}^- и J_{Gm}^+

подбираются эмпирически. Ток через РВД вычисляется по формуле $J_D = J_L + J_G$, где J_L — ток цепи нагрузки, а величина заряда Q_R , накапливаемого в РВД на „реверсивной“ стадии ($J_D < 0$), находится как интеграл $\int J_D dt$. Температура $T = 400$ К.

Моделирование субмикросекундных инжекционных процессов в структурах РВД и их выходные характеристики

Ориентируясь, главным образом, на частотно-импульсные приложения и полагая, что предлагаемый РВД сохранит свои ключевые показатели достаточно высокими, мы используем при задании параметров элементов силовой цепи известный принцип оптимизации быстрозатухающих колебательных режимов разряда RLC -контура с идеальным замыкающим ключом [12]. Его сущность состоит в достижении максимальной величины энергии, передаваемой из конденсатора в нагрузку к моменту реализации максимума на кривой $J(t)$. Для этого характеристическое сопротивление колебательного контура и сопротивление нагрузки должны соотноситься в определенной пропорции $\rho = \sqrt{L/C} = 1.13R$. В этом приближении для случая РВД-1 при заданном $R = 1 \Omega \text{ cm}^2$, а также $L = 50$, $L_{s0} = 5000$ и $L_{s1} = 50 \text{ nH cm}^2$ (т.е. при суммарной индуктивности цепи нагрузки после переключения дросселя $L_\Sigma = L + L_{s1} = 100 \text{ nH}$) оптимальной для C является величина 78.3 nF . При заданном напряжении $U_{C0} = 2.5 \text{ kV}$ это дает для начальной энергии конденсатора значение $W_{C0} = C(U_{C0})^2/2 = 0.245 \text{ J}$. Величину заряда реверсивной накачки мы выбирали из соображений достаточного уменьшения переходного всплеска напряжения, и для иллюстрируемого случая она задана равной $Q_R = 4.68 \mu\text{C/cm}^2$.

Коммутационные характеристики РВД-1 в такой цепи представлены на рис. 2. Переменные $w_{R,D,C}$ нормированы на величину W_{C0} и имеют следующий физический смысл: 5 — энергия, передаваемая в нагрузку $w_R(t) = W_R(t)/W_{C0}$, 6 — джоулевы потери в РВД $w_D(t) = W_D(t)/W_{C0}$, 7 — остаточная энергия конденсатора $w_C(t) = W_C(t)/W_{C0}$.

Обращают на себя внимание отсутствие сколь-нибудь заметной задержки нарастания тока и относительно небольшая высота всплеска напряжения $U_m = 250 \text{ V}$ в период формирования фронта включения. Длительность этого фронта по уровням 0.1/0.9 составляет $75 \mu\text{s}$. Скорость нарастания тока на фронте здесь достигает $2.9 \text{ kA cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Максимальная плотность тока в импульсе составляет 1.2 kA/cm^2 . Полная длительность коммутируемого импульса равна 320 ns .

Как видно по насыщению кривой 5, к моменту окончания коммутируемого импульса тока при $t = 470 \text{ ns}$ в нагрузку передается около 85% начальной энергии W_{C0} . Величина джоулевых потерь в РВД к этому моменту

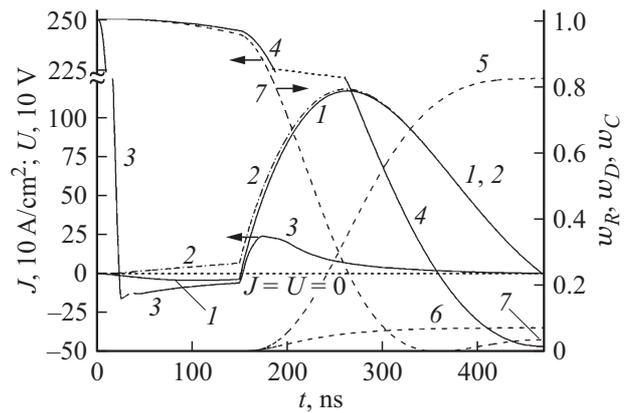


Рис. 2. Переходные характеристики РВД-1: 1 — ток через РВД, 2 — ток через цепь нагрузки, 3 — мгновенное напряжение на аноде РВД, 4 — мгновенное напряжение на конденсаторе. Кривые 5–7 соответствуют нормированным энергетическим переменным w_R , w_D и w_C , физический смысл которых объяснен в тексте.

составляет 8% (кривая 6), а величина остаточной энергии конденсатора, перезаряженного к концу импульса до отрицательного смещения $U_C \approx 0.2U_{C0}$, близка к 4% от величины W_{C0} (кривая 7). По абсолютным значениям это дает $W_D = 0.208$, $W_R = 0.02$ и $W_C = 0.01 \text{ J}$. При частотно-импульсной работе РВД в таких режимах со средней за период мощностью охладителя 200 W/cm^2 ожидаемая частота повторения импульсов приближается к 1 kHz .

Для расчета случая с РВД-2 с напряжением переключения 5 kV мы сохраняем величину $R = 1 \Omega \text{ cm}^2$ и в 2 раза увеличиваем все индуктивные параметры, а также емкость конденсатора: $L = 100$, $L_{s0} = 10000$, $L_{s1} = 100 \text{ nH/cm}^2$ и $C = 156.6 \text{ nF/cm}^2$. Теперь при $U_{C0} = 5 \text{ kV}$ начальная энергия конденсатора увеличивается в 8 раз и составляет $W_{C0} = 1.957 \text{ J}$. Заряд реверсивной накачки для этого случая выбирается из тех же соображений, что и для РВД-1, и задается равным $Q_R = 6 \mu\text{C/cm}^2$.

Соответствующие переходные характеристики РВД-2 представлены на рис. 3. Моменты времени, для которых далее на рис. 4 будут построены профили концентрации электронов $n(x, t)$ и поля $E(x, t)$, обозначены точками M_1 – M_5 . Видно, что временной ход всех переменных в качественном отношении мало чем отличается от предыдущего случая. Однако имеют место существенные количественные изменения. Амплитудная плотность коммутируемого импульса тока теперь увеличивается до 2.4 kA/cm^2 при длительности 650 ns , а также в 2 раза удлиняется фронт нарастания тока, достигая 150 ns . Высота пика напряжения при этом увеличивается до 1.75 kV , а скорость нарастания тока уменьшается до $dJ/dt = 1.75 \cdot 10^{10} \text{ A cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, что примерно в 2 раза ниже, чем в предыдущем случае, но еще остается на

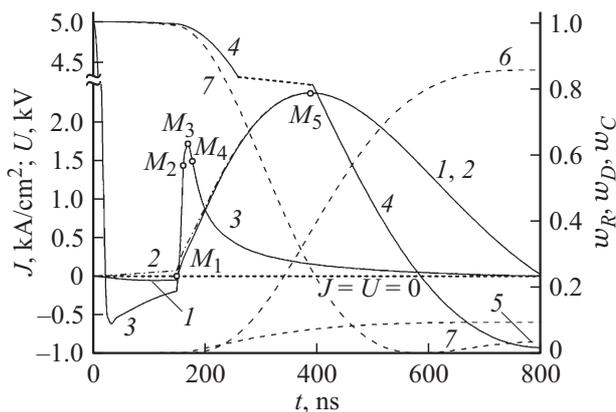


Рис. 3. Переходные характеристики РВД-2. Здесь использована та же нумерация кривых, что и на рис. 2.

порядок выше типовых значений этого параметра для микросекундных режимов.

Что касается перераспределения начальной энергии конденсатора к завершению коммутируемого импульса, то соответствующие нормированные значения здесь равны $w_R = 0.86$, $w_D = 0.1$ и $w_C = 0.05$. При этом абсолютные значения каждой из них становятся примерно в 8 раз большими, чем для РВД-1, а именно энергия, передаваемая в нагрузку $W_R = 1.66$, энергия потерь на нагрев РВД $W_D = 0.2$ и остаточная энергия конденсатора $W_C = 0.06 \text{ J/cm}^2$. Предельная частота при мощности охладителя 200 W/cm^2 теперь должна снизиться до 100 Hz .

На рис. 4 показаны распределения $n(x, t)$ (сплошные кривые 1–5) и $E(x, t)$ (штриховые кривые 3'–5') в структуре РВД-2. Профили $E(x)$ для моментов M_1 и M_2 неразличимы в масштабе рисунка. Видим, что в момент M_1 (кривая 1), когда начинается рабочий импульс тока, всюду в слаболегированных n_0 - и p -слоях

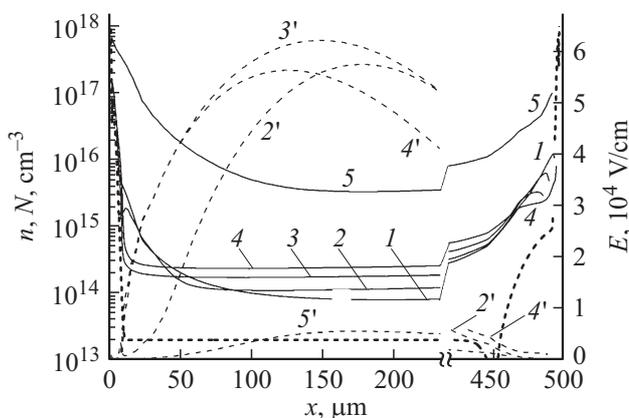


Рис. 4. Форма профилей концентрации электронов $n(x, t)$ (1–5) и поля $E(x, t)$ (3'–5') для РВД-2. Конкретным профилям отвечают следующие моменты времени: 1 — 150 (точка M_1 на рис. 3), 2 — 162 (M_2), 3, 3' — 170 (M_3), 4, 4' — 178 (M_4), 5, 5' — 389 (M_5) ns. Жирной штриховой кривой показан профиль легирования.

имеет место высокий уровень инжекции. На соответствующем профиле концентрации электронов выделяются 2 сильно обогащенных слоя избыточной плазмы у внешних границ слаболегированной области. Характерные концентрации $n(x, t)$ такого слоя со стороны анода составляют $\sim 5 \cdot 10^{15}$, а со стороны катода $\sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. В период $150 < t < 170 \text{ ns}$ эти слои частично истощаются. Однако примерно при $t = 178 \text{ ns}$ (кривая 4) эта тенденция меняется и начинается монотонное увеличение концентраций почти всюду на слаболегированных p - и n_0 -участках. После этого к моменту $t = 389 \text{ ns}$, когда ток в цепи нагрузки достигает своего максимума по времени $J_m \approx 2.4 \text{ kA/cm}^2$, концентрация плазмы в минимуме поднимается до уровня $4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, а поле здесь успевает снизиться до $5 \cdot 10^4 \text{ V/cm}$.

Важно то, что характерные величины поля в плоскостях, граничащих с плазменными слоями, на всем протяжении коммутационного процесса остаются существенно меньшими максимальной величины $E(x)$. Все эти признаки указывают на реализацию квазидиодного режима в РВД по определению в [11].

Проанализируем теперь особенности перестроек профилей $n(x, t)$ и скорости лавинной генерации $G_{\text{aval}}(x, t)$ при резком нарушении условий квазидиодного включения, чего следует ожидать при снижении включающего заряда Q_R до единиц $\mu\text{C/cm}^2$ [9]. Для расчетов, представленных на рис. 5, значение Q_R было задано равным $1.8 \mu\text{C/cm}^2$. Вызывает интерес демонстрируемая последовательностью 1–5 волнообразная трансформация профилей $n(x, t)$ в период задержки пролета инжектируемых электронов через ту часть p -базы, куда не проникает поле коллектора. На вставке показано, как в этот период на кривой $U(t)$ возникают осцилляции напряжения с несколькими максимумами и минимумами. Уже через 7 ns после начала роста прямого тока к моменту времени $t = 157 \text{ ns}$ (точка M_1 в первом максимуме) концентрация электронов в интервале $470\text{--}480 \mu\text{m}$ левее буферного слоя p' (см. на рис. 4) резко снижается. В результате между изначально накопленной плазмой и этим слоем обеднения образуется крутая ступенька высотой почти в один порядок по концентрации. Вскоре к моменту $t = 159 \text{ ns}$ (точка M_2) эта ступенька достигает геометрической плоскости коллектора (при $x = 450 \mu\text{m}$, рис. 4), а затем, частично размываясь по координате, занимает позицию $\sim 350 \mu\text{m}$ (точка M_3). Кривая $U(t)$ в этом интервале проходит через первый минимум, а затем за время 4 ns через промежуточное состояние M_4 достигается новый и самый высокий максимум (точка M_5) при $t = 165 \text{ ns}$.

На соответствующем профиле (5) видно, что в этот момент ступенька достигает окрестности буферного слоя n' со стороны анода. В это же время на участке $250\text{--}450 \mu\text{m}$ становится заметным рост скорости ударной генерации $G_{\text{aval}}(x, t)$ (кривая 6). Как видно по профилю $n(x, t)$ на этом участке в момент M_5 , тенденция на истощение концентрации электронов меняется в

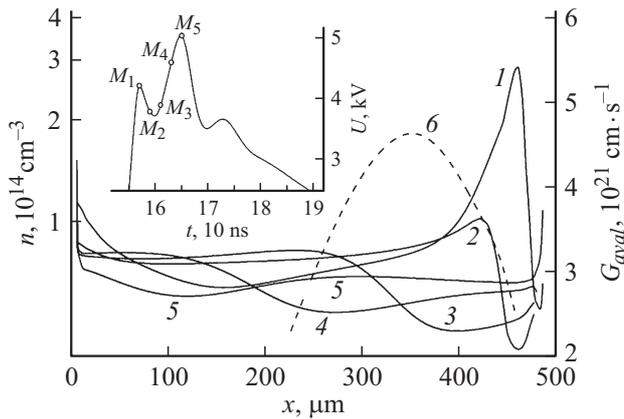


Рис. 5. Профили концентрации электронов $n(x, t)$ (кривые 1–5) и скорости лавинной генерации $G_{\text{aval}}(x, t)$ (кривая 6) в моменты времени: 1 — 157, 2 — 159, 3 — 161, 4 — 163, 5 — 165 и 6 — 165 ns. На вставке — форма всплеска напряжения в окрестности его вершины.

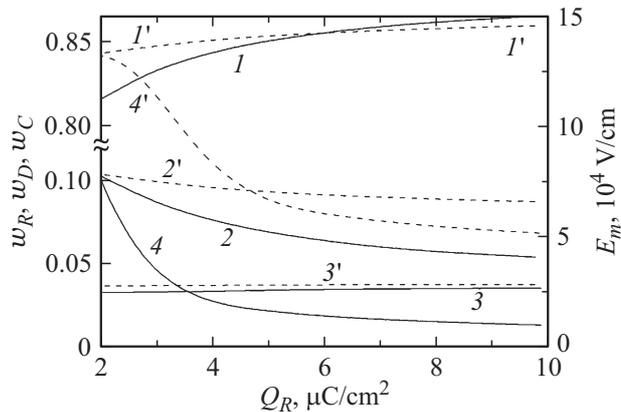


Рис. 6. Зависимость некоторых параметров предлагаемых модификаций РВД от Q_R . Семейства кривых 1–4 относятся к РВД-1, а кривых 1'–4' к РВД-2 (объяснения в тексте).

сторону их накопления, несмотря на то что поступление новых электронов их катода еще остается ограниченным.

В последующий период (правее точки M_5) напряжение на РВД быстро снижается, и лавинный пробой должен прекратиться. Тем не менее на кривой $U(t)$ реализуется еще один максимум. Это можно объяснить как результат действия эффектов, аналогичных тем, что наблюдаются в инжекционно-пролетных диодах [13], но теперь протекающих в условиях со значительно большей абсолютной коммутируемой мощностью и при более сложном взаимодействии с цепью нагрузки.

Последующий переход к стадии монотонного уменьшения напряжения говорит об установлении регенеративной обратной связи по току, однако нельзя не заметить, что это происходит после крайне нежелательной задержки около 30 ns. Как известно из физических основ надежности мощных полупроводниковых приборов [14], подобные волнообразные процессы инжекции и осцил-

ляции напряжения и тока весьма характерны при их электрической перегрузке. Более того, в переключателях с распределенным импульсным управлением и с большой рабочей площадью, таких как РВД, а также в силовых интегральных микросхемах [15], они могут сильно осложняться из-за пространственной неустойчивости тока, инициируемой небольшими технологическими флуктуациями или конструкционной неэквивалентностью отдельных групп управляемых ячеек и способной развиваться в течение десятков ns в аварийные сценарии локализации тока и тепла.

Далее на рис. 6 приведены зависимости некоторых важных выходных параметров РВД-1 (1–4) и РВД-2 (1'–4') от величины включающего заряда Q_R . На левую ось спроектированы кривые, отражающие зависимости от Q_R величин w_R (1, 1'), w_D (2, 2') и w_C (3, 3') в момент окончания коммутируемого импульса. Кривыми 4, 4' представлены значения поля $E_m = E(x_{Em}, t_m, t_{Em})$ в точке его максимума по координате x_{Em} и времени t_{Em} (правая ось).

Видим, что при достаточно большом увеличении Q_R , когда в РВД реализуются условия квазидиодного режима и они по своим характеристикам приближаются к идеальным ключам, происходит постепенное насыщение всех передаточных энергетических переменных, причем величины w_D и w_R становятся при $Q > 4.5 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ примерно одинаковыми. Но при зарядах накачки, меньших $2.5\text{--}4.0 \mu\text{C}/\text{cm}^2$, различия усиливаются, что особенно заметно для w_D и w_R . Действительно, при слабых управляющих импульсах из-за увеличения выбросов напряжений и задержек тока растут потери на нагрев структур РВД и тем самым отнимается доля полезной энергии, передаваемой в нагрузку. При этом по своим коммутационным характеристикам РВД начинают удаляться от идеального ключа.

Заметим, что соответствующие режимы существенно различаются по максимальной величине поля E_m в структурах РВД-1 и РВД-2. Так, в РВД-1 во всем интервале изменения Q_R эта величина с большим запасом не превышает порога пробоя. Однако в РВД-2 при снижении Q_R до $2 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ и ниже величина поля проходит через некоторый условный рубеж $1.25 \cdot 10^5 \text{ V}/\text{cm}$, после чего начинает насыщаться. Это свидетельствует о начале лавинного пробоя в окрестностях плоскости $x = x_{Em}$.

Заключение

Имитационное моделирование реверсивно-включаемых динисторов подтверждает возможность их использования для коммутации мощных импульсов субмикросекундного диапазона при условии, что будут удовлетворены некоторые обязательные требования к их конструкции. В частности, для устранения опасной задержки и чрезмерных джоулевых потерь на этапе нарастания тока при коммутации с помощью РВД необходимо, чтобы была снижена поверхностная концентрация глубокого ак-

цепторного слоя в p -базе до величины $\sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. При выполнении этого требования, как показывают результаты имитационного эксперимента, можно рассчитывать на существенное увеличение скорости нарастания тока на фронте включения до $(2-3) \cdot 10^{10} \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ и сокращение длительности этого фронта до 75–150 ns при максимальной амплитудной плотности тока в единицы kA/cm^2 и при вполне достижимых зарядах реверсивной накачки $\sim 4-6 \mu\text{C/cm}^2$. Конечно, параметры дросселя должны быть такими, чтобы его переход в состояние с малой индуктивностью в каждом конкретном случае происходил не раньше, чем будет накоплен достаточный для эффективного запуска РВД управляющий заряд.

В интервале начальных напряжений на силовом емкостном накопителе от 2.5 до 5 kV и при оптимальном сочетании параметров элементов силовой цепи в нагрузку может быть передано от 0.2 до 1.7 J начальной энергии накопителя. При этом в условиях стандартного охлаждения $\sim 200 \text{ W/cm}^2$ ожидаемая частота повторения импульсов будет лежать в интервале 100–1000 Hz. Реверсивно-включаемые динисторы с такими характеристиками смогут найти широкое применение в современной импульсной энергетике.

Авторы благодарят А.С. Кюрегяна за дискуссии по всем аспектам данной работы и В.А. Симона за расшифровку цифровых массивов полученной информации.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 13-08-00474.

Список литературы

- [1] Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника. М.: Наука, 2004. 705 с.
- [2] Горбатюк А.В., Грехов И.В., Коротков С.В. и др. // А.с. СССР № 1003699 от 09.11.1982. Бюл. изобр. 1983. № 39. С. 259; ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 7. С. 1369–1374; Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып. 11. С. 685–688.
- [3] Тучкевич В.М., Грехов И.В. Новые принципы коммутации больших мощностей полупроводниковыми приборами. Л.: Наука, 1988. 117 с.
- [4] Savage M.E. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2000. Vol. 28. N 5. P. 1451; Schneider S., Podlesak T.F. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2000. Vol. 28. N 5. P. 1520.
- [5] Коротков С.В. Мощные устройства импульсной энергетика на основе реверсивно включаемых динисторов (РВД). Автореф. канд. дис. ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН. СПб., 2003. 34 с.
- [6] Korotkov S.V., Lyublinsky A.G., Aristov Y.V., Zhmodikov A.L., Kozlov A.K. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2013. Vol. 41. N 10. Part 1. P. 2879–2884.
- [7] Коротков С.В., Аристов Ю.В., Жмодиков А.Л., Козлов А.К., Коротков Д.А. // Приборы и техника эксперимента. 2014. № 4. С. 61–66.
- [8] Горбатюк А.В., Грехов И.В., Костина Л.С., Наливкин А.В. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 20. С. 1217–1221; Наливкин А.В. Нестационарные физические процессы в мощных полупроводниковых переключателях с управляющим плазменным слоем. Автореф. канд. дис. ФТИ им. А.Ф. Иоффе АН СССР. Л., 1990. 17 с.
- [9] Горбатюк А.В., Иванов Б.В., Панайотти И.Е., Серков Ф.Б. // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. Вып. 8. С. 81–88.
- [10] Synopsys Dev. Simulation, TCAD Sentaurus, manual <http://www.synopsys.com>
- [11] Gorbatyuk A.V., Grekhov I.V., Nalivkin A.V. // Solid State Electron. 1988. Vol. 31. N 10. P. 1483–1491.
- [12] Коровин С.Д. Мощная импульсная энергетика: Курс лекций. Томск: Изд-во Томского ун-та, 2007. 256 с.
- [13] Зи С. Физика полупроводниковых диодов. Книга 2. Пер. с англ. Под ред. Р.А. Сурица. М.: Мир, 1984. 455 с.
- [14] Lutz J., Schlangenotto H., Scheuermann U., De Doncker D. Semiconductor Power Devices: Physics, Characteristics, Reliability. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2011. 487 p.
- [15] Горбатюк А.В., Гусин Д.В., Иванов Б.В. // ФТП. 2013. Т. 47. Вып. 3. С. 373–382.