

07;15

Эффективный способ уменьшения порога управляемого запуска быстродействующих реверсивно-включаемых динисторов

© А.В. Горбатюк^{1,2}, Б.В. Иванов³¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург² Санкт-Петербургский государственный политехнический университет³ Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“ им. В.И. Ульянова (Ленина)

E-mail: agor.pulse@mail.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 27 ноября 2014 г.

Предложен новый способ запуска реверсивно-включаемых динисторов (РВД) в субмикросекундные режимы с высокими скоростями нарастания тока dJ/dt , состоящий в специальном согласовании параметров РВД и элементов цепей, таком, что первичный заряд, вводимый импульсом реверсивной накачки, затем многократно увеличивается еще до начала резкого нарастания тока через нагрузку. Это позволяет избежать крайне опасных задержек на фронте включения в интервале токов порядка 500 A/cm^2 . Эффективность способа подтверждена результатами имитационного компьютерного эксперимента. Так, для РВД с напряжением блокировки 5 kV расчеты указывают на возможность увеличения параметра dJ/dt до $3 \cdot 10^{10} \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ (что в десятки раз выше, чем для микросекундных коммутаторов на РВД) при первичном включающем заряде всего $1.25 \mu\text{C/cm}^2$.

Разработанные в ФТИ им. А.Ф. Иоффе реверсивно-включаемые динисторы (РВД) [1–3] в настоящее время представляются наиболее мощными и надежными полупроводниковыми переключателями субмилли- и микросекундных импульсов тока [4–6]. Однако высокий порог по управляющему заряду Q_c сильно препятствует дальнейшему увеличению их быстродействия и тем самым серьезно затрудняет освоение этих приборов в силовой импульсной технике субмикро- и наносекундного диапазонов. Действительно, как было установлено в лабораторном эксперименте около 30 лет назад [7], для коммутации тока с помощью РВД со скоростью нарастания (по плотности)

$dJ/dt = 2 \cdot 10^{10} \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ величина Q_c должна быть увеличена до сотен $\mu\text{C}/\text{cm}^2$. Для осуществления таких режимов потребовался тиратронный управляющий генератор, и в итоге дальнейшие разработки были признаны нецелесообразными. Тем не менее новые испытания [8] все же подтвердили принципиальную возможность практической реализации субмикросекундных РВД. Лучший результат был получен при $dJ/dt \approx 2 \cdot 10^9 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. За счет сильной недогрузки по плотности коммутируемого тока ($J_{\text{max}} \approx 500 \text{ A}/\text{cm}^2$) величину Q_c удалось снизить до $12 \mu\text{C}/\text{cm}^2$, при этом стало возможным для запуска РВД использовать полупроводниковый генератор. Джоулевы потери для РВД оказались много меньшими, чем для эквивалентных по мощности тиристора и транзистора с изолированным затвором. Однако при уменьшении величины Q_c ниже уровня $6 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ испытываемые РВД начинают уступать по джоулевым потерям транзисторам.

В данной статье мы предлагаем новый способ снижения параметра Q_c путем соответствующего согласования параметров РВД и элементов внешних цепей.

Напомним базисные принципы РВД. 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 (см. на вставке рис. 1). Благодаря каналам шунтировки одного или обоих эмиттеров или пробую $p'n^+$ - и $p'n'$ - переходов при обратном смещении РВД допускает пропускание обратного тока.

Находясь в исходном запертом состоянии в силовом контуре с заряженным до напряжения U_0 конденсатором C и нагрузкой R , РВД блокирует разрядный ток. Для включения РВД к нему от генератора G подается короткий управляющий импульс тока $J_G(t) < 0$, осуществляющий „реверсивную“ накачку включающего заряда Q_c . Развязка контуров на этот период осуществляется за счет дросселя с насыщающимся сердечником L_s .

Далее мы отказываемся от одной из установившихся рекомендаций по эксплуатации РВД, а именно от утверждения, что параметры управляющего импульса (амплитуда и длительность) и дросселя (большая начальная L_{s0} и малая конечная L_{s1} индуктивности и время Δt_L задержки перехода от L_{s0} к L_{s1}) должны быть такими, чтобы повторное „присоединение“ силового контура произошло не позже, чем закончится импульс реверсивной накачки, а введенный им заряд Q_c окажется

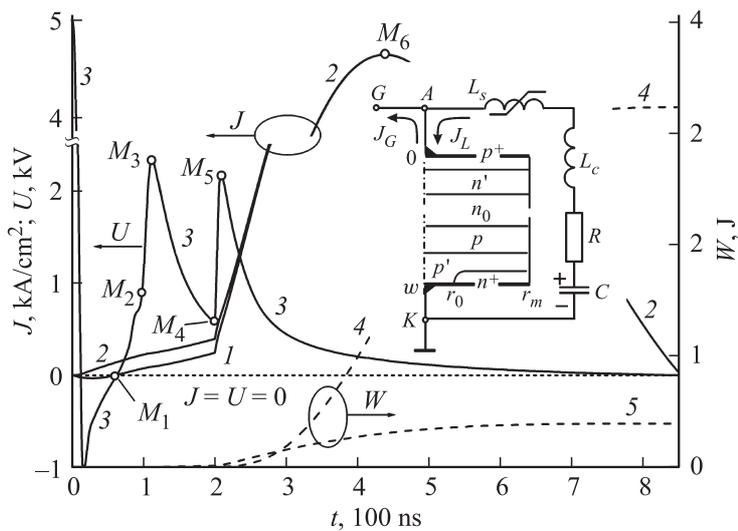


Рис. 1. Переходные характеристики коммутатора на РВД в режиме с $Q_c = 1.25 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ (см. объяснения в тексте). На вставке — электрическая схема коммутатора на РВД и геометрия элементарной ячейки последнего.

достаточно большим, чтобы полностью исключить опасную задержку из последующего этапа нарастания пропускного импульса. Напротив, вместо этого мы предлагаем сократить время импульса реверсивной накачки до величины, много меньшей времени задержки, вносимой дросселем еще до насыщения сердечника. В результате между стадиями собственно реверсивной накачки и быстрого нарастания прямого тока появится дополнительная стадия с относительно слабо растущим положительным током через РВД. Поскольку величина dJ/dt на этой стадии как минимум на порядок ниже, чем после переключения дросселя, то и величина заряда, предварительно вводимого реверсивным током, тоже может быть многократно уменьшена. В то же время к моменту перехода к стадии быстрого роста тока внутренний заряд РВД может быть сильно увеличен до требуемого порогового значения, но уже за счет силовой цепи.

Расчет эффективности этого приема мы выполнили на основе метода имитационного компьютерного эксперимента, используя известный

пакет прикладных программ фирмы Synopsys [9]. При формулировке задачи описания неоднородных механизмов инжекции посредством системы уравнений Пуассона и непрерывности электронного и дырочного токов мы ввели в расчет необходимый набор хорошо апробированных фирмой-производителем моделей для примесного снижения подвижностей и времен жизни, насыщения скоростей дрейфа, модели ударной генерации и оже-рекомбинации и др.

Поскольку в номинальных режимах работы РВД физические процессы во всех ЭЯ протекают одинаково [1,2], в расчетах мы рассматриваем весь прибор как единственную ячейку, через которую протекает $1/k$ -часть тока подводящих контактов (см. вставку на рис. 1). Далее для токов в ЭЯ и через сосредоточенные элементы цепей мы используем величины, приведенные к единице площади РВД. Таким же образом нормируются и параметры R , L и C . Расчет проводился для единичной ЭЯ цилиндрической формы с радиусом $r_m = 500$, полной толщиной пластины $w = 500$ и радиусом шунта $r_0 = 15 \mu\text{m}$ при исходном легировании толщи донорами $N_{d0} = 2 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$ и парциальных (донорных и акцепторных) вертикальных диффузионных профилях с поверхностными концентрациями $N_{n+}^s = 10^{20}$, $N_{p'}^s = 10^{19}$, $N_p^s = 2 \cdot 10^{15}$, $N_{n'}^s = 2 \cdot 10^{17}$, $N_{p+}^s = 10^{19} \text{cm}^{-3}$. Глубины легированных слоев задавались по положению плоскостей, где их концентрация уменьшалась от поверхностных значений до величины N_{d0} : $w_{n+} = 3$, $w_{p'} = 7$, $w_p = 50$, $w_{n'} = 12$, $w_p^+ = 4 \mu\text{m}$. Также были заданы сопротивление нагрузки $R = 1 \Omega \cdot \text{cm}^2$; паразитная индуктивность $L = 50$, начальная $L_{s0} = 2000$ и конечная $L_{s1} = 50 \text{nH} \cdot \text{cm}^2$ индуктивности дросселя; при выбранных $C = 313 \text{nF/cm}^2$ и $U_{C0} = 5 \text{kV}$ начальная энергия конденсатора $W_{C0} = C(U_{C0})^2/2 = 3.9 \text{J/cm}^2$. Форма импульса генератора управления задавалась 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 величины J_G^- и J_G^+ являются компонентами, вводимыми для учета задержки и установления амплитуды импульса $J_G(t)$ через времена задержки τ_G^- и установления τ_G^+ и через эмпирические коэффициенты J_{Gm}^- и J_{Gm}^+ . Ток через РВД вычислялся по формуле $J_D = J_L - J_G$, где J_L — ток цепи нагрузки, а величина заряда $Q_c(t)$, накапливаемого в РВД на „реверсивной“ (далее именуемая как Q_R) и дополнительной стадиях, находилась через интеграл $\int J_D dt$.

Рассчитанные переходные характеристики РВД представлены на рис. 1. Здесь использована следующая нумерация кривых: I — ток

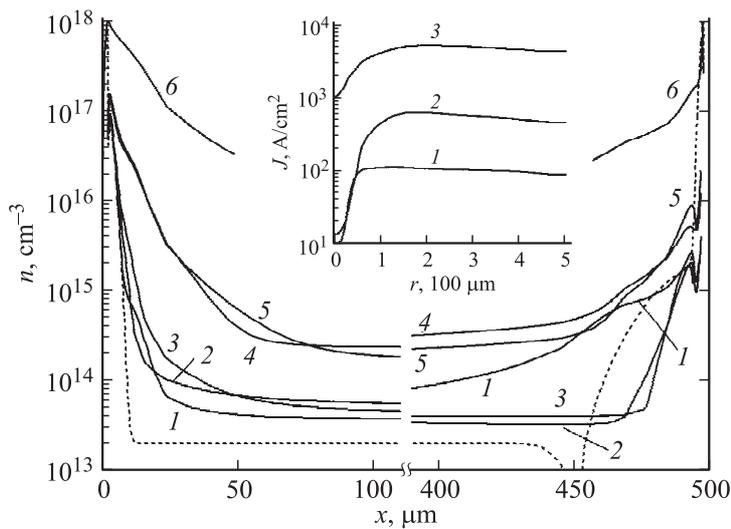


Рис. 2. Вертикальные профили концентрации электронов в следующие моменты времени: 1 — 100, 2 — 112, 3 — 200, 4 — 209, 5 — 437 ns. На вставке — радиальные распределения тока в моменты реализации первого (1) и второго (2) максимума кривой $U(t)$, а также в точке максимума коммутируемого тока $J(t)$ (3). Пунктиром показан профиль легирования.

РВД, 2 — ток цепи нагрузки; 3 — анодное напряжение на РВД, 4 — энергия W_L , передаваемая в нагрузку; 5 — энергия тепловых потерь W_D в РВД. Особые точки M_1 – M_6 отвечают следующим моментам времени: 60.5, 100, 112, 200, 209 и 437 ns. Как и ожидалось, роль реверсивной накачки здесь сводится только лишь к запуску РВД в режим ограниченного роста тока с $dJ/dt = 1.7 \cdot 10^9 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ с тем условием, чтобы переходный пик напряжения не приводил к динамическому пробое РВД. Теперь основная часть включающего заряда накапливается не на реверсивной, а на дополнительной стадии, достигая к моменту $t = 200 \text{ ns}$ согласно расчету значения $Q_c = 15.4$ на порядок большего, чем $Q_R = 1.25 \mu\text{C}/\text{cm}^2$. При этом на этапе быстрого увеличения тока задержка нарастания отсутствует, а скорость здесь $dJ/dt = 3 \cdot 10^{10} \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Заметим также, что оба всплеска напряжения не превышают и половины величины U_{C0} , а также то,

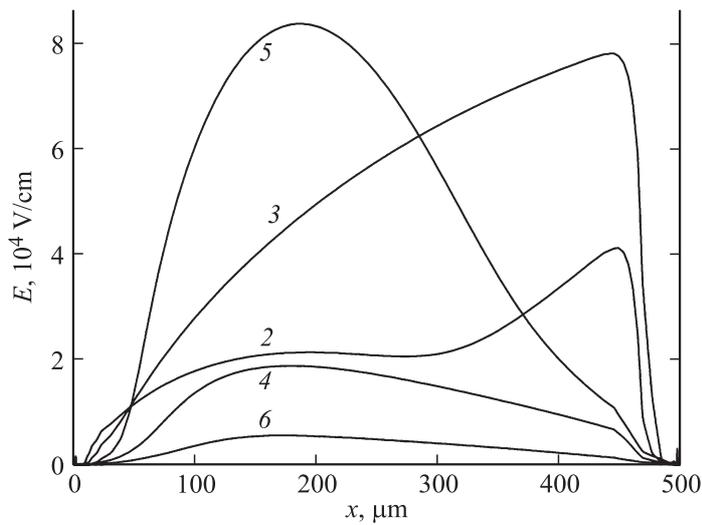


Рис. 3. Вертикальные профили поля в те же моменты времени, что и на рис. 2. Профиль поля в точке M_1 рис. 1 сливается с осью x .

что амплитуда токового импульса достигает 4.6 кА/см^2 , что в 9 раз выше, чем цитируемая в работе [8]. Что касается перераспределения начальной энергии конденсатора, то как видно из графиков, к концу рабочего импульса в нагрузку передается 82%, а потери на нагрев РВД составляют 10% этой энергии.

На рис. 2 показана эволюция профилей концентрации электронов $n(x)$. Видим, что к моменту завершения импульса реверсивной накачки в центральной части базы значение $n = 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3} \approx 3N_{d0}$, т. е. модуляция этой части осуществляется механизмом амбиполярного дрейфа. В то же время на интервале $420 < x < 480 \text{ мкм}$, модулированном за счет амбиполярной диффузии, накапливается мощный плазменный слой с концентрациями $10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Аналогичный, но менее мощный плазменный слой образуется также и в левой части n -базы. Однако вскоре к моменту 1-го всплеска напряжения $t = 112 \text{ нс}$ оба плазменных слоя отесняются в небольшие окрестности n^+ - и p^+ -эмиттеров тиристора (кривые 2–3). Тем не менее, к концу стадии ограниченного нарастания положительного тока высокий уровень ин-

жекции восстанавливается уже всюду в n_0 - и p -слоях (кривые 4–5). Эта тенденция затем сохраняется на всем протяжении рабочего импульса. При этом в точке максимума мгновенного тока $t = 437$ минимальная концентрация плазмы достигает уровня $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а в окрестностях катодного и анодного эмиттеров концентрация поднимается до 10^{17} и 10^{18} см^{-3} соответственно (кривая 6).

Как следует из графиков на вставке к рис. 2, распределения тока для основных важных моментов времени практически однородны по радиусу ЭЯ, за исключением небольшой окрестности катодного шунта, площадь которой составляет всего около 1% от всей площади ЭЯ.

На рис. 3 показана эволюция вертикальных профилей $E(x)$. Локализация максимума поля в окрестности геометрической плоскости pn_0 -перехода при $x = 50 \mu\text{m}$ (кривые 2, 3) на этапе формирования 1-го всплеска напряжения соответствует кратковременному истощению краевых (по x) плазменных слоев, иллюстрируемому на рис. 2, а смещение этого максимума в срединные участки n_0 -слоя свидетельствует о реализации т. н. квазидиодного режима на этапе быстрого нарастания коммутируемого импульса тока, ранее детально изученного в работе [3] и наблюдаемого в экспериментах [4,5], а также при практических испытаниях [5] только при микросекундном запуске РВД. Из графиков рис. 3 также следует, что для всех времен моделируемого коммутационного процесса, включая моменты первого и второго выбросов напряжения, величина $E(x)$ остается далекой от порога начала лавинного пробоя.

Авторы благодарят И.В. Грехова за полезные обсуждения результатов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, номер проекта № 14-29-00094.

Список литературы

- [1] 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. В. 7. С. 1369–1374; Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. В. 11. С. 685–688.
- [2] Тучкевич В.М., Грехов И.В. Новые принципы коммутации больших мощностей полупроводниковыми приборами. Л.: Наука, Ленингр. отд-ние, 1988. 117 с.
- [3] Gorbatyuk A.V., Grekhov I.V., Nalivkin A.V. // Solid-State Electronics. 1988. V. 31. N 10. P. 1483–1491.

- [4] *Savage M.E.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2000. V. 28 (5). P. 1451; *Schneider S., Podlesak T.F.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2000. V. 28 (5). P. 1520.
- [5] *Коротков С.В.* Мощные устройства импульсной энергетики на основе реверсивно включаемых диристоров (РВД): Автореф. дис. ... д-ра техн. наук / ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН. СПб., 2003. 34 с.
- [6] *Korotkov S.V., Lyublinsky A.G., Aristov Y.V.* et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2013. V. 41. Iss. 10. Part 1. P. 2879–2884. Digital Object Identifier: 10.1109/TPS.2013.2267555.
- [7] *Горбатюк А.В., Грехов И.В., Костина Л.С., Наливкин А.В.* // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. В. 20. С. 1217–1221.
- [8] *Коротков С.В., Жмодиков А.Л.* // ПТЭ. 2011. № 1. С. 68–71.
- [9] *Synopsys Dev. Simulation, TCAD Sentaurus, manual* // <http://www.synopsys.com>