

06

Переходные характеристики реверсивно-включаемых динисторов в субмикросекундном диапазоне

© А.В. Горбатюк, Б.В. Иванов, И.Е. Панайотти, Ф.Б. Серков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
Санкт-Петербургский государственный политехнический университет
Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет
„ЛЭТИ“

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

Поступило в Редакцию 23 декабря 2012 г.

Выполнено численное моделирование переходных инжекционных процессов в реверсивно-включаемых динисторах (РВД) при работе в субмикросекундном диапазоне и рассчитаны их выходные характеристики тока и напряжения. Показано, что при надлежащем выборе параметров кремниевой структуры и внешних цепей на основе РВД можно коммутировать рабочие импульсы тока амплитудой в единицы и десятки kA/cm^2 при полной длительности в сотни наносекунд и фронтах нарастания от 50 до 100 ns. При этом напряжение уже через 15–20 ns снижается относительно начальной величины на порядок, а за время фронта оно приближается к установившемуся значению 10–25 V.

Начиная с первых разработок [1,2] реверсивно-включаемые динисторы (РВД) были и остаются самыми мощными и надежными ключами в силовых импульсных установках субмилли- и микросекундного диапазонов [3–5]. В эти же годы проявился интерес и к их использованию в импульсных генераторах субмикросекундного диапазона [4]. Но, хотя физическая возможность коммутации субмикросекундных импульсов на основе РВД была подтверждена еще в работе [6], практическая реализация таких режимов встречается с серьезными трудностями, связанными с обязательным наличием в цепи нагрузки дополнительной индуктивности, необходимой для временной развязки управляющего и силового импульсов, что дополнительно ограничивает реальное быстродействие РВД [7].

Мы полагаем, что продолжению разработок в этом направлении сильно мешает отсутствие адекватных физических представлений и

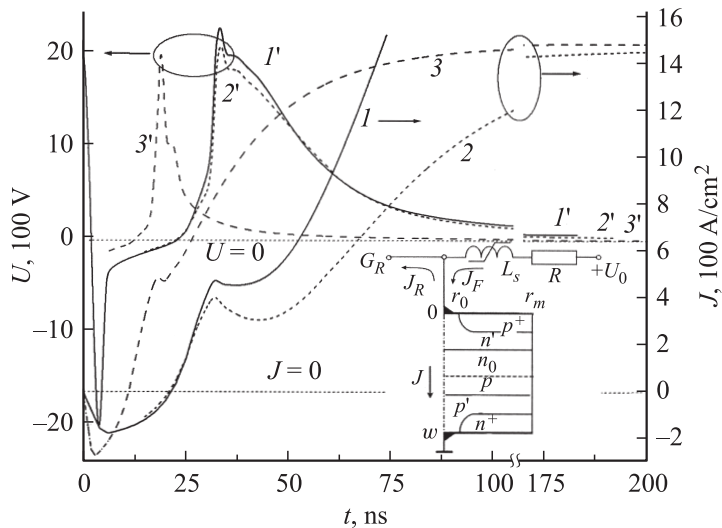


Рис. 1. Переходные характеристики тока $J(t)$ (1–3) и напряжения $U(t)$ (1'–3') на стадиях накачки и пропускания прямого тока (нумерация кривых в тексте). На вставке — эквивалентная конструкция РВД и схема ее соединений с контурами нагрузки и накачки.

расчетных методик. Учитывая его актуальность, в данном сообщении мы прибегаем к физически полномасштабному численному эксперименту и показываем, что быстродействие РВД может быть улучшено на 2 порядка и выше при правильном выборе параметров его структуры и внешних цепей.

По определению, полупроводниковая структура РВД состоит из большого числа ($k \sim 10^2 - 10^3$) одинаковых элементарных ячеек (ЭЯ), каждая из которых, за счет специальной шунтировки катодного и анодного эмиттеров, содержит $p^+n'n_0pp'n^+$ (тиристорную), а также встречно-параллельную ей диодную $n'n_0pp'$ секции. Очевидно, что при прямых смещениях ($U > 0$) ВАХ РВД такая же, как у тиристоров, но при $U < 0$, благодаря диодным секциям, РВД обладают обратной проводимостью. Согласно [1,2], в номинальных режимах работы РВД физические процессы во всех его ЭЯ протекают одинаково. Поэтому всю структуру РВД удобно представить через единственную ячейку, через которую протекает $1/k$ -часть тока подводящих контактов (см. вставку на рис. 1).

Находясь в запертом состоянии в силовом контуре с источником напряжения U_0 и нагрузкой R , РВД блокирует разрядный ток. Для включения РВД к нему от генератора G_R подается короткий импульс тока $J_R(t) < 0$, осуществляющий „реверсивную“ накачку включающего заряда Q_R . Развязка контуров на этот период осуществляется благодаря дросселю с насыщающимся сердечником L_S . Параметры дросселя (большая начальная L_{S0} и малая конечная L_{SF} индуктивности и время насыщения сердечника Δt_L) выбираются так, чтобы повторное „присоединение“ к РВД источника прямого смещения U_0 произошло не раньше, чем величина Q_R станет достаточной для надежного включения РВД.

Основной особенностью инжекционных процессов в РВД на временах $\Delta t < 100$ ns является резкое снижение роли диффузии, и для возмещения этой роли механизмами дрейфа необходимы существенно большие поля [6]. Поэтому на большей своей части переходный период протекает при одновременно больших плотностях тока и напряжениях (от долей до единиц kA/cm^2 и kV). Соответствующая физическая картина при этом описывается полной системой уравнений непрерывности для электронов и дырок совместно с уравнением Пуассона. Дополнительно должны учитываться некомпенсированные подвижные заряды, зависимости подвижностей и коэффициентов диффузии от уровней легирования, скоростей дрейфа и коэффициентов ударной ионизации от поля, а также особенности рекомбинаций Шокли–Рида и Оже и наконец нелинейные взаимосвязи процессов в полупроводнике с электрическими процессами в цепях.

С целью адекватного численного анализа столь сложного инженерно-физического объекта мы использовали программный продукт TCAD „SENTAURUS“ фирмы „SYNOPTIS“ обновления 2011 г. [8], хорошо калиброванный на задачи подобного рода. Расчет проводился для единичной шунтированной ячейки РВД в цилиндрической симметрии и нескольких наборов входных данных с заданными полной толщине пластины w , максимальном радиусе r_m , радиусе шунта r_0 , уровне исходного легирования донорами N_{d0} и диффузионных парциальных (донорных и акцепторных) вертикальных профилей с поверхностной концентрацией N_S и глубиной Δx .

Для каждого случая предварительно находилось напряжение статической блокировки U_{st} . Каждый расчетный цикл разбивался на стадию зарядки силового источника до напряжения $U_0 \sim 0.8U_{st}$, а также на стадию взаимосогласованных процессов накачки РВД и коммутации

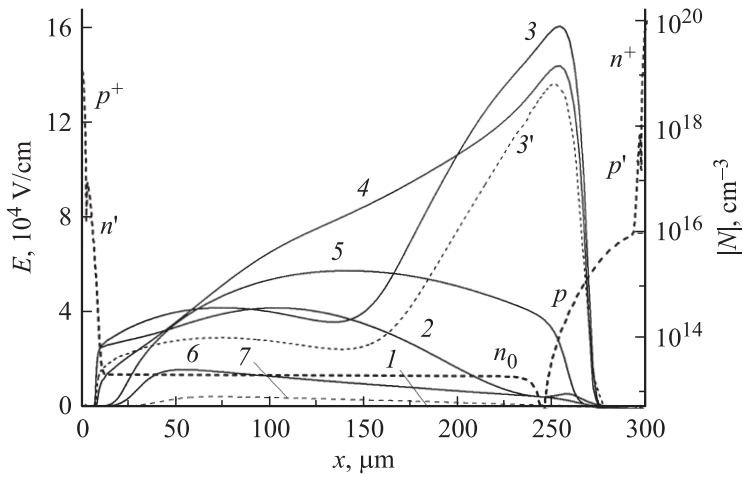


Рис. 2. Профиль легирования $|N| = |N_d - N_a|$ по глубине структуры РВД для варианта 1 (жирная штриховая линия). Кривые 1–7 соответствуют динамическим распределениям поля $|E(x)|$ в моменты времени $t = 22, 30, 32, 34.5, 60, 100$ и 200 ns (в масштабе рисунка кривая 1 сливается с осью абсцисс). Кривая 3' относится к случаю, когда структура не содержит глубокого p -слоя.

силовой цепи. Форма импульса тока J_R вводилась как кусочно-линейная функция с заданными J_n в дискретные моменты времени t_n . Максимальная величина прямого тока $J_{Fm} = U_0/R$ обеспечивалась должным выбором значения R .

Интегральная динамика РВД (в терминах $J(t)$ и $U(t)$, рис. 1) является частью единой физической картины, тесно связанной с динамикой пространственно распределенных профилей поля (рис. 2) и концентрацией инжектированных носителей (для электронов — см. рис. 3). Обсудим эту картину для примера со следующим набором входных данных. Параметры геометрии: $r_m = 500$, $r_0 = 15$ и $w = 300 \mu\text{m}$. Параметры легирования: $N_{sn^+} = 1 \cdot 10^{20}$, $N_{sp'} = 1 \cdot 10^{19}$, $N_{sp} = 1 \cdot 10^{16}$, $N_{sn'} = 2 \cdot 10^{17}$ и $N_{sp^+} = 10^{19}$ при $|N(x)| = |N_d - N_a| \text{ cm}^{-3}$ (форма $|N(x)|$ показана на рис. 2). Параметры цепей: сопротивление нагрузки $R = 4/30 \Omega \cdot \text{cm}^2$, характеристики дросселя $L_{S0} = 3 \cdot 10^{-6} \text{ H} \cdot \text{cm}^2$, $L_{SF} = 3 \cdot 10^{-8} \text{ H} \cdot \text{cm}^2$ и $\Delta t_L = 30$ ns, форма тока генератора накачки $J_n = \{0(t_0 = 0), 150(t_1 = 4), 0(t_2 \geq 30)\} \text{ A/cm}^2$.

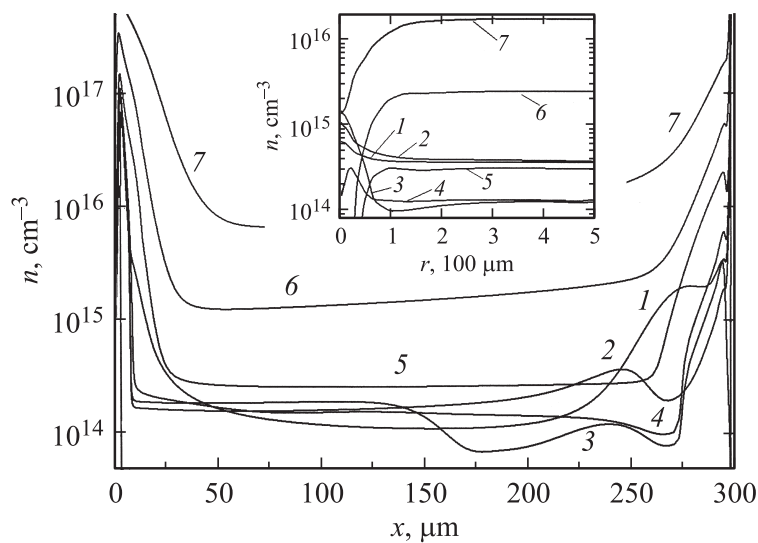


Рис. 3. Динамические распределения избыточных электронов $n(x, r = r_m)$ на основном поле рисунка и $n(r, x = x_c)$ на вставке. Нумерации кривых на обоих графиках соответствуют тем же моментам времени, что и на рис. 2.

Рассчитанные переходные характеристики $J(t)$ и $U(t)$ для этого случая представлены на рис. 1 кривыми 1 и 1'. В начале периода накачки наблюдается короткий (2–3 ns) всплеск напряжения, связанный с большой крутизной фронта импульса $J_R(t)$ при ограниченной модуляции проводимости толщи. В период формирования фронта $J_F(t)$ тоже наблюдается всплеск напряжения амплитудой ~ 2 kV, который, однако, уменьшается на порядок уже за время 50 ns. Видим, что полученные здесь и наблюдаемые в эксперименте [6] зависимости $J(t)$ и $U(t)$ в качественном отношении достаточно близки. Заметим также, что в [6] индуктивность составляла 17 nH, что, будучи приведенным к единице площади, равнялось всего 3 nH · cm². В нашем случае индуктивность остается в 10 раз большей. Очевидно, что короткое и, примерно равное, время сброса пика напряжения в обоих случаях связано с особенностями инжекции в сильных полях, а не с быстродействием силовой цепи. Что же касается последней, то небольшая задержка в форме $J_F(t)$ (рис. 1) объясняется перераспределением большей части

U_0 с дросселя на РВД. И действительно, уже после включения РВД и снижения $U_F(t)$ характерное время релаксации $J_F(t)$ определяется только дросселем и нагрузкой $\tau_L = 2L_{SF}/R$.

Поведение концентрационно-полевого расслоения на начальных стадиях процесса включения РВД (рис. 2 и 3) тоже в качественном отношении близко к предсказываемому в работе [6]. В конце накачки распределение заряда в базе (кривая 1, рис. 3) имеет вид „диодного“ инжекционного профиля, когда большая часть зарядов скапливается в плазменных резервуарах на диффузионных интервалах по краям слаболегированных слоев. Вскоре, из-за начальной задержки инжекции их эмиттеров, происходит поочередное истощение этих резервуаров. Наиболее медленно рассасывается избыточный заряд, накопленный в глубоком и относительно слаболегированном p -слое со стороны катода (кривая 2). Сразу после его рассасывания, но еще до прихода новых электронов от n^+ -эмиттера в динамике профиля поля наблюдается резкий переход от формы 2 к форме 3 с подъемом величины поля до уровня $(1.5-1.6) \cdot 10^5$ V/cm в максимуме. При этом здесь кратковременно подключается лавинное умножение носителей, что видно по увеличению концентрации электронов в этом месте в направлении от катода к аноду (рис. 3, кривая 3). Эти добавочные электроны, совместно с теми, что уже начинают прибывать за счет инжекции, сглаживают профиль поля в коллекторе, и его левая граница начинает отгеснять плазму базы в сторону анода, вплоть до полного полевого прокола базы (момент 4). К этому моменту инжекция электронов катодом становится достаточно сильной, и поле в ближайшей окрестности начинает постепенно снижаться, локальный пробой прекращается, и профили поля перестраиваются от момента 5 к моментам 6 и 7 таким образом, что в итоге происходит переход к „квазидиодному“ режиму двойной инжекции [9].

Динамические распределения избыточных электронов в плоскости коллектора $x = x_C$ по радиусу ячейки $n(r, x_C)$ показаны на вставке рис. 3. Легко видеть, что несмотря на существование шунтов, их влияние на однородность инжекции заметно только на радиусах, меньших $0.14-0.15r_m$, что занимает всего около 2% рабочей площади РВД.

Мы также изучили случай с десятикратно увеличенным $R = 4/3 \Omega \cdot \text{cm}^2$ (кривые 2, 2' на рис. 1). Поле в максимуме при этом (кривая 3', рис. 2) не достигает порога пробоя. И хотя и наблюдаются некоторые деформации у вершины всплеска $U_F(t)$, на большей части эта

форма остается прежней, что говорит о доминирующем влиянии на нее задержки пролета электронов через глубокую часть pp' -базы. Скорость нарастания тока в этом режиме на порядок падает (кривая 2, рис. 1), но длительность фронта переключения $J_F(t)$ не превосходит 100 ns.

Очевидно, что задержка инжекции в прикатодной области может быть сильно сокращена при устранении глубокого p -слоя из вертикального профиля легирования РВД. Действительно, по форме кривых 3 и 3' на рис. 1, рассчитанных именно для этого случая, видно, что теперь при накачке длительностью 10 ns ширина всплеска $U_F(t)$ по уровню $0.9U_{Fm}$ составляет всего 12 ns, а длительность фронта нарастания импульса $J_F(t)$ при этом становится меньше 50 ns.

В итоге показано, что при надлежащем выборе параметров полупроводниковой структуры РВД и внешних цепей можно существенно улучшить их динамические характеристики. Так, при рабочем напряжении прямой блокировки ~ 2 kV и управляющих импульсах тока амплитудой ~ 200 A/cm² с длительностью ~ 10 –20 ns можно коммутировать рабочие импульсы тока амплитудой от 1.5 до 15.0 kA/cm² при полной длительности в сотни наносекунд и фронтах нарастания (по уровням 0.1/0.9) длительностью от 50 до 100 ns. При этом мгновенное напряжение может снижаться относительно начальной величины на порядок уже через 10–15 ns, а за время фронта оно приближается к приемлемым установившимся значениям 10–25 V. Тем самым мы подтвердили возможность практической разработки переключателя на РВД с субнано- и наносекундным быстродействием.

Работа выполнена при поддержке РФФИ.

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-е, 1988. 117 с.
- [3] 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.
- [4] Коротков С.В. Мощные устройства импульсной энергетики на основе реверсивно включаемых диодисторов (РВД). Автореф. дис. ... д-ра техн. наук / ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН. СПб., 2003. 34 с.

- [5] *Коротков С.В., Аристов Ю., Воронков В.Б.* и др. // ПТЭ. 2010. № 1. С. 172–173.
- [6] *Горбатюк А.В., Грехов И.В., Костина Л.С.* и др. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. В. 20. С. 1217–1221.
- [7] *Коротков С.В., Жмодиков А.Л.* // ПТЭ. 2011. № 1. С. 68–71.
- [8] *Synopsys Dev. Simulation, TCAD Sentaurus, manual* // <http://www.synopsys.com>
- [9] *Gorbatyuk A.V., Grekhov I.V., Nalivkin A.V.* // Solid-State Electronics. 1988. V. 31. N 10. P. 1483–1491.