

Пикосекундное переключение тока высокой плотности (60 кА/см^2) кремниевым коммутатором на основе сверхбыстрого фронта ионизации

© А.И. Гусев*, С.К. Любутин*, С.Н. Рукин*[¶], Б.Г. Словицкий*, С.Н. Цыранов*⁺

* Институт электрофизики,
620016 Екатеринбург, Россия

⁺ Уральский федеральный университет,
620002 Екатеринбург, Россия

(Получена 30 июля 2013 г. Принята к печати 11 ноября 2013 г.)

При исследовании кремниевого коммутатора с механизмом последовательного переключения диодных структур на основе сверхбыстрого фронта ионизации в коаксиальной линии с волновым сопротивлением 48 Ом получены импульсы с амплитудой более 100 кВ и фронтом 40 пс по уровню $0.3\text{--}0.9$ от амплитуды. Максимальная скорость нарастания выходного напряжения достигает 2 МВ/нс при амплитудном значении плотности коммутируемого тока 60 кА/см^2 . Численное моделирование показало, что при скорости нарастания обратного напряжения на одну структуру $> 100 \text{ кВ/нс}$, реализованной в эксперименте, время коммутации единичных структур в приборе составляет $7\text{--}15 \text{ пс}$, а электрическое поле в $p\text{--}n$ -переходе достигает порога зинеровского пробоя ($\sim 10^6 \text{ В/см}$) даже в том случае, когда структура диода содержит технологические примеси с глубокими уровнями ионизации с концентрацией до 10^{13} см^{-3} .

1. Введение

Открытие эффекта сверхбыстрого пробоя высоковольтных диодных структур, основанного на возбуждении и распространении в структуре сверхбыстрого ударно-ионизационного фронта при воздействии на нее короткого импульса обратного напряжения [1], привело к созданию нового класса мощных пикосекундных переключателей, способных коммутировать пиковую мощность $10^5\text{--}10^6 \text{ Вт}$ на один $p\text{--}n$ -переход за время $\sim 10^{-10} \text{ с}$ (см. [2] и ссылки в этой работе).

При таком механизме пробоя коммутационные характеристики прибора существенным образом зависят от максимальной величины электрического поля в структуре (E_m) в процессе возбуждения и распространения фронта ударной ионизации. Так, увеличение E_m в кремниевой структуре от $\sim 300 \text{ кВ/см}$ до 1 МВ/см (порог зинеровского пробоя) приводит к возрастанию концентрации электронно-дырочной плазмы за фронтом ионизации и скорости движения фронта более чем на порядок величины. Это позволяет примерно в это же число раз увеличить плотность тока и снизить время заполнения структуры плотной плазмой (время коммутации).

Возможность реализации такого сверхбыстрого режима коммутации, когда электрическое поле в структуре достигает порога зинеровского пробоя, а инициирующие носители рождаются за счет прямой туннельной ионизации кремния, была показана в [3]. В этой работе впервые была предложена концепция и проведено численное моделирование процесса возбуждения и распространения туннельно-ударного фронта ионизации. Позднее были развиты и аналитические теории как волны ударной

ионизации [4,5], так и волны туннельно-ударной ионизации [6].

Недавно было показано, что наиболее вероятным механизмом запуска фронта в высоковольтных кремниевых структурах выступает процесс термотуннельной ионизации глубоких уровней, представляющих собой технологические дефекты в кремнии — двухзарядные доноры с энергиями ионизации 0.28 и 0.54 эВ и концентрацией $N_{PI} = 10^{11}\text{--}10^{13} \text{ см}^{-3}$ [2,7,8]. При скорости роста обратного напряжения на структуре в диапазоне $dU/dt = 0.5\text{--}5 \text{ кВ/нс}$ достижимая величина электрического поля в структуре перед запуском фронта ограничена эмиссией электронов из технологических дефектов и составляет $300\text{--}350 \text{ кВ/см}$ [8].

Кроме этого существует еще одно обстоятельство конструктивного плана, ограничивающее быстродействие переключателя. Так, при необходимости коммутации импульсов напряжения с амплитудой $> 100 \text{ кВ}$ и пиковой мощностью в сотни МВт переключатель должен содержать несколько десятков последовательно соединенных структур, что существенно увеличивает длину переключателя, а в итоге и длительность фронта выходного импульса.

В работах [9,10] для увеличения быстродействия мощного переключателя с большим количеством последовательно соединенных структур последний был встроен в разрыв внутреннего проводника коаксиальной линии передачи энергии. В таком подходе реализуется механизм последовательного переключения структур из-за резко неоднородного распределения входного импульса напряжения по структурам прибора. По мере коммутации структур на стадии задержки пространство линии, где расположен прибор, заполняется электромагнитным полем бегущей волны, при этом время нарастания выходного напряжения сокращается и определяется про-

[¶] E-mail: rugin@iep.uran.ru

цессом переключения нескольких последних структур прибора. На выходе формировались импульсы с фронтом 100 пс при плотности переключаемого тока 12 кА/см^2 .

Численное моделирование, проведенное в рамках этих же работ, показало, что в таком подходе, когда коммутатор встроен в разрыв внутреннего проводника коаксиальной линии, возможна реализация скорости роста обратного напряжения на единичной структуре до $dU/dt = 40\text{--}80 \text{ кВ/нс}$. При этом основная часть тока смещения при росте напряжения на структурах замыкается на внешний электрод коаксиальной линии через ее поперечную емкость. Было также показано, что при таких значениях dU/dt поле E_m в структуре в процессе прохождения фронта может достигать $\sim 1 \text{ МВ/см}$ даже в том случае, когда диод содержит технологические примеси с глубокими уровнями ионизации в концентрации $N_{PI} = 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

В настоящей работе, являющейся продолжением [9,10], исследуется процесс переключения тока прибором, встроенным в коаксиальную линию и переключающим пиковую мощность $> 200 \text{ МВт}$ при амплитудном значении плотности тока 60 кА/см^2 и $dU/dt > 100 \text{ кВ/нс}$. Полученные экспериментальные данные анализируются методами численного моделирования. Аналитически исследуется зависимость электрического поля в структуре от значения dU/dt с учетом процессов ионизации глубоких уровней и туннельной ионизации зона–зона.

2. Экспериментальная часть

2.1. Схема эксперимента, исследуемый коммутатор, средства измерения

Для генерирования входного импульса напряжения, подаваемого на исследуемый коммутатор, используется установка, описанная в [10]. Установка представляет собой твердотельный полупроводниковый генератор импульсов длительностью $\sim 2 \text{ нс}$, в котором в качестве коммутаторов используются сначала SOS-диоды, а затем два последовательных каскада укорочения фронта импульса на диодных обострителях. Сформированный в 50-омном коаксиальном тракте импульс отрицательной полярности, имеющий амплитуду $\sim 145 \text{ кВ}$ и длительность фронта $\sim 400 \text{ пс}$ по уровню 0.2–0.9 от амплитуды, подается на исследуемый коммутатор, схема включения которого приведена на рис. 1.

Коммутатор 3 встроен в разрыв внутреннего проводника коаксиальной линии с электродами 1 и 2. Внутренний диаметр наружного проводника линии $D = 15 \text{ мм}$, диаметр внутреннего проводника линии $d = 4.5 \text{ мм}$. Линия заполнена трансформаторным маслом. При диэлектрической проницаемости масла $\epsilon = 2.25$ расчетное значение волнового сопротивления линии составляет 48 Ом . Предусмотрена возможность визуального наблюдения за коммутатором в процессе его работы. Для этого во внешнем электроде линии выполнены уз-

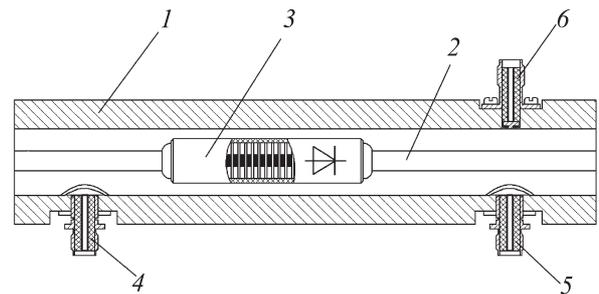


Рис. 1. Конструкция участка линии с исследуемым коммутатором. Пояснения в тексте.



Рис. 2. Внешний вид коммутатора.

кие продольные щели, герметично закрытые прозрачным пластиком.

Коммутатор выполнен в виде сборки последовательно соединенных диодов. Каждый диод представляет собой молибденовый диск диаметром 6 мм и толщиной 0.7 мм, на который напаяно 4 последовательные кремниевые структуры $p^+ - p - n - n^+$, выполненные по диффузионной технологии. Исходное удельное сопротивление n -кремния равно $50 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, размер структур $2 \times 2 \text{ мм}$, площадь 0.04 см^2 , толщина структуры 350 мкм , глубина залегания $p - n$ -перехода $(150 \pm 5) \text{ мкм}$, высота диода 2.3 мм . Диоды стягиваются механически в последовательную сборку внутри цилиндрического диэлектрического корпуса, имеющего продольные прорези для заполнения корпуса маслом (рис. 2). Конструкция прибора позволяет изменять количество последовательных диодов в сборке (N_D) от 1 до 14 штук. Длина корпуса — 46 мм , наружный диаметр — 10 мм , длина активной части коммутатора при максимальном N_D составляет 33 мм .

Входной импульс напряжения регистрировался емкостным датчиком 4 зонтичного типа, выходной импульс — датчиками 5 (зонтичный) и 6 (штыревой), конструктивно совмещенными с разъемами типа SMA (рис. 1). Датчики калибровались пропуском через измерительный участок коаксиальной линии тестового импульса амплитудой 500 В с фронтом 60 пс . Тракт

регистрации включал микроволновый кабель Times Microwave SFT-304 длиной 2 м с частотой отсечки 26 ГГц и высоковольтные аттенюаторы фирмы „Barth Electronics“ с полосой пропускания 30 ГГц. В качестве регистратора использовался цифровой осциллограф реального времени Tektronix TDS-6154C (15 ГГц, дискретизация 25 пс).

2.2. Результаты экспериментов

Количество диодов в сборке N_D при проведении экспериментов изменялось от 5 до 14 штук. Для исключения влияния изменения температуры коммутатора на процесс переключения частота следования импульсов при измерениях выбиралась в диапазоне 0.5–1 Гц. В конце процесса коммутации, когда волна переключения приближается к выходу прибора, ток смещения при зарядке структур начинает протекать через нагрузку, формируя на выходном участке линии предимпульс. Амплитуда предимпульса составляла 25–30% от амплитуды выходного импульса, поэтому время коммутации тока прибором (t_r) оценивалось по уровню 0.3–0.9 от амплитудного значения.

Характерные осциллограммы импульсов при $N_D = 11$ представлены на рис. 3. Предимпульс имеет длитель-

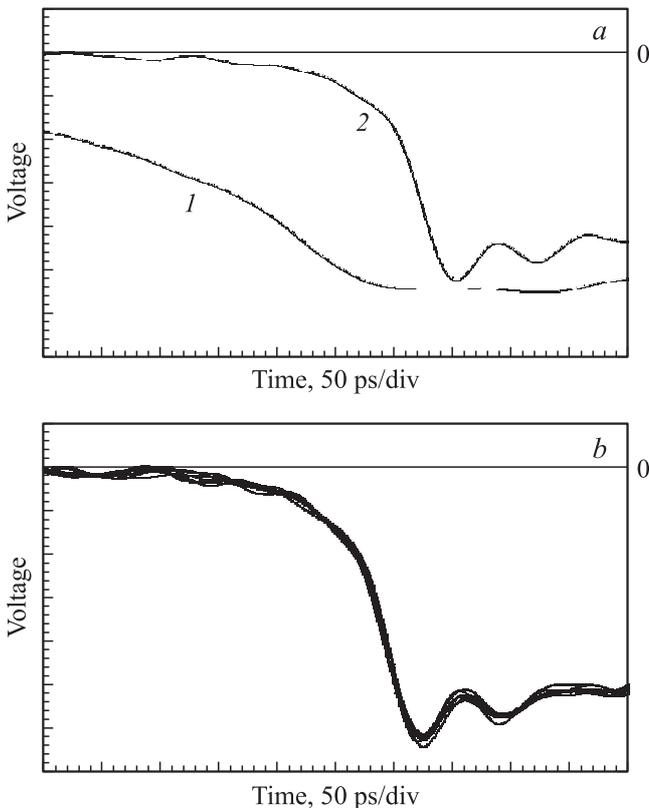


Рис. 3. Осциллограммы импульсов напряжения при $N_D = 11$. *a* — входной импульс (*1* — датчик 4, амплитуда 145 кВ) и выходной (*2* — датчик 6, амплитуда 117 кВ), режим записи „Average“; *b* — шесть последовательных импульсов выходного напряжения, синхронизация по фронту импульса, режим записи „Sample“.

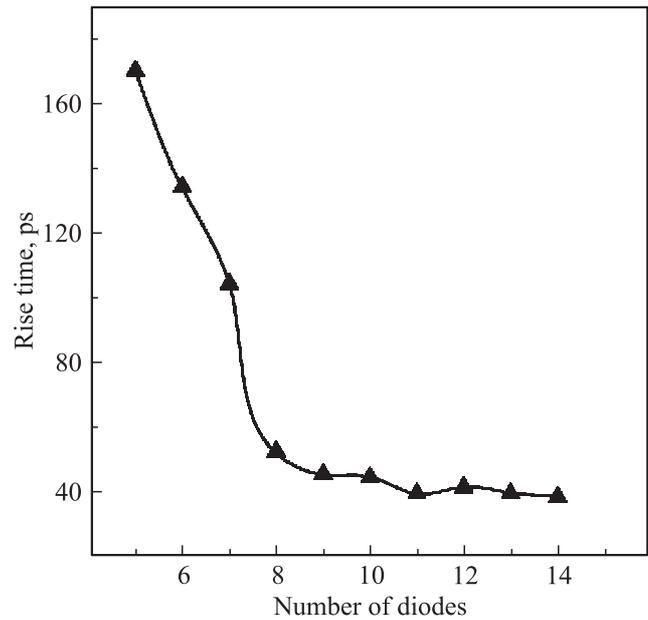


Рис. 4. Зависимость длительности фронта импульса напряжения после переключения (уровень 0.3–0.9) от числа диодов в коммутаторе.

ность ~ 150 пс, а его амплитуда перед процессом переключения поднимается до $\sim 30\%$ от амплитуды основного импульса. Далее следует собственно процесс переключения длительностью 40 пс по уровню 0.3–0.9 от амплитудного значения (рис. 3, *a*, режим записи „Average“ с усреднением по 10 импульсам). Стабильность формы выходного импульса напряжения оценивалась наложением осциллограмм с записью в режиме „Sample“ (рис. 3, *b*). Амплитудная нестабильность импульса составила $\pm 2.5\%$ и фактически определялась аппаратным шумом осциллографа (амплитудная нестабильность нулевой линии осциллографа перед импульсом). Отклонение длительности фронта отдельных импульсов (режим „Sample“) от среднего значения (режим „Average“) не превышало ± 4 пс и было обусловлено конечной величиной дискретизации осциллографа (25 пс между точками).

Рис. 4 иллюстрирует зависимость длительности фронта импульса t_r от числа диодов N_D в коммутаторе. При $N_D < 8$ прибор включается до достижения входным импульсом своего амплитудного значения, в связи с чем происходит обострение только части входного импульса. Медленный участок входного импульса, прошедший через коммутатор, вносит основной вклад в длительность фронта выходного импульса. При $N_D \geq 8$ коммутатор выдерживает входной импульс полностью, а зависимость характеризуется явно выраженным участком насыщения. При изменении N_D от 9 до 14 штук величина t_r слабо изменяется в диапазоне 39–46 пс. Учет собственного времени нарастания сигнала в осциллографе (17.5 пс при перепаде сигнала в 60% от амплитуды) дает изменение величины t_r на этом участке от 35 до 43 пс. Процесс

формирования фронта импульса на участке насыщения рассматривается далее в расчетной части работы.

При оптимальном числе диодов $N_D = 11$ в линии были получены импульсы с максимальными выходными параметрами: амплитуда импульса напряжения 117 кВ, пиковая мощность 280 МВт, амплитуда импульса тока 2.4 кА, максимальное значение плотности тока через диоды 60 кА/см², длительность фронта t_r по уровню 0.3–0.9 от амплитуды 40 пс (с учетом переходной характеристики осциллографа 36 пс), максимальное значение скорости нарастания выходного напряжения 2 МВ/нс.

Визуальное наблюдение за коммутатором во время его работы показало отсутствие внешних пробоев, перекрытий по боковому покрытию или искрений контактов между диодами. В общей сложности за время экспериментов было произведено не менее 7 тысяч включений прибора. Статические характеристики отдельных диодов в коммутаторе (обратное напряжение и ток утечки) после испытаний не изменились.

3. Расчетная часть

3.1. Описание модели

Подробное описание модели и применимость принятых в ней допущений для решения настоящей задачи изложены в [9,11]. Здесь кратко остановимся на ее основных положениях.

Проводится комплексное моделирование как процесса распространения электромагнитной волны вдоль прибора при последовательном во времени пробое его структур, так и процесса изменения электрического поля и концентрации электронно-дырочной плазмы во времени в каждой из структур, составляющих прибор. Для моделирования процесса распространения электромагнитной волны используется система телеграфных уравнений, описывающая распространение волн напряжения и тока как в однородных входной и выходной линиях, так и в участке линии, где расположен коммутатор. Напряжение пробоя каждой структуры и время ее коммутации определяются расчетом процессов динамики электрического поля и концентрации плазмы в структуре.

Модель использует одномерное приближение, не учитывающее процессы возможной поперечной неустойчивости ионизационного фронта. Однако высокая стабильность формы выходных импульсов, полученных в эксперименте, и отсутствие случаев выхода прибора из строя косвенно свидетельствуют о том, что процесс переключения тока происходит по существенной и вполне определенной части площади структур.

Для расчета процессов изменения электрического поля и концентрации электронно-дырочной плазмы во времени в структурах коммутатора используется фундаментальная система уравнений, состоящая из уравнений непрерывности для электронов и дырок, уравнения Пуассона для электрического поля и уравнения для температуры. Учитывается объемная скорость лавинной и

туннельной генерации электронно-дырочных пар, включая процессы генерации носителей при ионизации глубоких уровней с концентрацией $N_{PI} = 10^{11} - 10^{13}$ см⁻³, а также тепловая генерация носителей. В расчете используется реальный профиль распределения легирующих примесей в структуре, а зависимость входного напряжения от времени берется из эксперимента.

Для расчета процессов генерации электронно-дырочных пар за счет термотуннельной ионизации глубоких уровней используется аналитическая зависимость частоты ионизации уровня от электрического поля, $e_{PI}(E)$ (с⁻¹), приведенная в [7]:

$$e_{PI}(E) = e_{PI}(0) \exp\left(\frac{E^2}{E_c^2}\right) \exp\left[\frac{2\sqrt{2mE_B}}{e\tau E} \ln\left(12 \frac{E^2}{E_c^2}\right)\right], \quad (1)$$

где $E_c^2 = 3mh/2\pi e^2\tau^3$, $E_B = me^4z^2/8(\epsilon\epsilon_0h)^2$ — боровская энергия, h — постоянная Планка, e и m — заряд и эффективная масса электрона. Поскольку эксперимент проводился при комнатной температуре, в модели учитывается ионизация только уровня M (0.54 эВ), для которого коэффициенты в (1) принимают следующие значения: $e_{PI}(0) = 2 \cdot 10^2$ с⁻¹ — частота ионизации уровня при нулевом электрическом поле, $\tau = 2.3 \cdot 10^{-14}$ с — характерное время туннелирования, $z = 1$ — заряд уровня.

Объемная скорость генерации носителей при зинеровском пробое $e_Z(E)$ (см⁻³ · с⁻¹) в кремнии, который является непрямозонным полупроводником, берется в виде [12]

$$e_Z(E) = a_t |E|^{5/2} \exp\left(-\frac{b_t}{|E|}\right), \quad (2)$$

где

$$a_t = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-0.5} \cdot \text{В}^{-2.5} \cdot \text{с}^{-1},$$

$$b_t = 1.9682 \cdot 10^7 \text{ В/см}.$$

Недостаток непрерывной модели, приводящий к запуску ионизационного фронта за счет лавинного размножения нефизически малых концентраций свободных носителей, как было предложено в [13], устраняется исключением ударной ионизации на начальном этапе накопления носителей. Процессы ударной ионизации включаются в момент времени, когда концентрация носителей в какой-либо точке структуры достигает значения $n_0 = 10^9$ см⁻³.

3.2. Скорость роста обратного напряжения и поле запуска фронта

Все известные диэлектрические среды характеризуются ростом пробивной напряженности электрического поля при сокращении длительности воздействующего напряжения [14]. В основе явления лежит конечное время процесса развития пробоя или так называемое время запаздывания пробоя. Применительно к обратносмещенной структуре силового диода под временем запаздывания пробоя можно понимать интервал времени, в течение которого за счет того или иного механизма

в структуре происходит генерация электронно-дырочной плазмы, концентрация которой становится достаточной для экранирования внешнего поля. При быстром подъеме напряжения процессы генерации носителей и роста поля в структуре происходят одновременно.

В работах, где проводились оценки максимального поля в структуре перед запуском фронта, было показано, что при увеличении dU/dt выше 1 кВ/нс и соответствующем снижении времени нарастания напряжения наблюдается рост поля запуска волны ионизации [8,9,10,15–17]. Например, в [17] при численном анализе результатов эксперимента [9] было показано, что процесс переключения диодов происходит при очень высоких значениях dU/dt , достигающих 80 кВ/нс . При $N_{PI} = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ генерация носителей при ионизации глубоких уровней начиналась при $E \approx 300 \text{ кВ/см}$. За время $\sim 200 \text{ пс}$ концентрация плазмы достигала значения $n_0 \sim 10^9 \text{ см}^{-3}$, при котором включался процесс ударной ионизации, а поле в структуре за это время возрастало до 950 кВ/см . Последующий рост концентрации носителей до величины $\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$, при которой начинался спад напряжения на структуре, занимал промежуток времени $\sim 40 \text{ пс}$, а поле в структуре за это время, продолжая возрастать, достигало $\sim 1 \text{ МВ/см}$.

Далее для оценки влияния скорости нарастания напряжения на величину поля запуска волны ионизации рассмотрим модельную кремниевую диодную структуру $p^+ - n - n^+$ -типа с резкими переходами, шириной базы $W_b = 100 \text{ мкм}$ и уровнем легирования 10^{14} см^{-3} , работающую при комнатной температуре. Под величиной поля запуска волны ионизации E_0 в этом модельном расчете будем понимать поле, при котором концентрация носителей достигает значения $n_0 = 10^9 \text{ см}^{-3}$. При росте обратного напряжения ширина обедненной основными носителями области, постепенно увеличиваясь, достигает размера базы W_b . К этому моменту база освобождается от основных носителей, а объемный заряд доноров создает в базе линейно изменяющееся электрическое поле с максимумом в плоскости $p - n$ -перехода величиной $\sim 1.6 \cdot 10^5 \text{ В/см}$. Дальнейшее увеличение напряжения приводит к росту поля в максимуме и в каждой точке базы в соответствии с соотношением

$$\frac{dU}{dt} = W_b \frac{dE}{dt}. \quad (3)$$

Рассмотрим основные процессы генерации носителей в сильном электрическом поле. Появление носителей может быть вызвано их туннелированием из глубоких уровней (1) и через запрещенную зону (2) и тепловой генерацией. В общем случае увеличение концентрации носителей во времени $n(t)$ можно записать следующим образом:

$$n(t) = N_{PI} \int_0^t e_{PI} E(t) dt + \int_0^t e_Z E(t) dt + \int_0^t e_T dt. \quad (4)$$

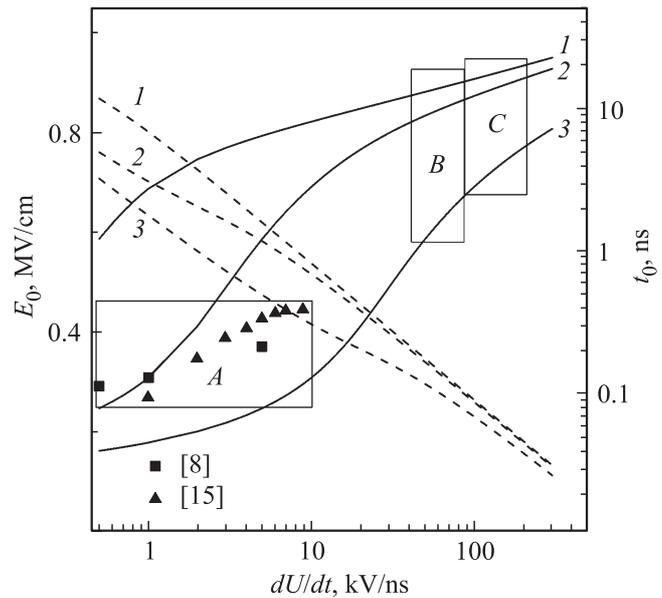


Рис. 5. Расчетные зависимости электрического поля в структуре в момент достижения концентрацией плазмы значения $n_0 = 10^9 \text{ см}^{-3}$ (сплошные кривые) и времени достижения этого поля (штриховые кривые) от скорости нарастания обратного напряжения на структуре при $N_{PI} = 10^{11}$ (1), 10^{12} (2) и 10^{13} см^{-3} (3). Для величин dU/dt и E_0 выделены области умеренных значений [8,15] (A) и высоких значений — данные [9]. (B), настоящей работы (C).

Вклад носителей, возникающих за счет тепловой генерации (третий член в (4)) можно оценить из модели Рида–Шокли–Холла. Поскольку в базе основные носители отсутствуют, объемную скорость тепловой генерации можно записать как $e_T \sim N_i / (2\tau_p)$ ($\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$), где $N_i = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ — собственная концентрация носителей в кремнии, $\tau_p \sim 10^{-5} \text{ с}$ — время жизни дырок в базе. При получаемой величине $e_T \sim 10^{15} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ в рассматриваемом диапазоне времени $< 10 \text{ нс}$ вклад процесса тепловой генерации носителей не превысит 10^7 см^{-3} , что существенно меньше величины n_0 .

Полагая, что величина электрического поля растет линейно со скоростью $\alpha = dE/dt$ и, пренебрегая тепловой генерацией носителей, запишем (4) в виде

$$n_0 = N_{PI} \int_0^{t_0} e_{PI}(\alpha t) dt + \int_0^{t_0} e_Z(\alpha t) dt, \quad (5)$$

где t_0 — время достижения концентрацией начальной величины n_0 , $E_0 = \alpha t_0$ — величина поля в момент времени t_0 .

Результаты решения (5) в виде зависимостей t_0 и E_0 от скорости нарастания напряжения dU/dt для трех фиксированных значений концентрации примеси $N_{PI} = 10^{11}$, 10^{12} и 10^{13} см^{-3} приведены на рис. 5. Связь между величинами dU/dt и dE/dt для модельной структуры задана соотношением (3).

При умеренных значениях $dU/dt = 0.5\text{--}10$ кВ/нс (область *A*) и при N_{PI} в диапазоне от 10^{12} до 10^{13} см $^{-3}$ получено хорошее согласие с результатами работ других авторов [2,7,8,15], в которых при времени нарастания напряжения 0.5–5 нс характерные значения величины E_0 лежат в диапазоне 300–440 кВ/см. Результаты расчетов также показывают, что в этой области значений dU/dt поле E_0 существенным образом зависит от концентрации глубоких уровней. Увеличение N_{PI} резко снижает величину E_0 , поскольку процесс набора концентрации n_0 определяется в основном первым членом в (5).

Переход к высоким значениям $dU/dt = 40\text{--}200$ кВ/нс (области *B* и *C*) увеличивает вклад в n_0 второго члена в (5), который описывает процессы туннелирования носителей через запрещенную зону. Так, например, при $dU/dt = 100$ кВ/нс и значениях $N_{PI} = 10^{13}$, 10^{12} и 10^{11} см $^{-3}$ вклад второго члена в (5) составляет 2, 50 и 90% соответственно. Несмотря на то что при $N_{PI} = 10^{13}$ см $^{-3}$ набор начальной концентрации обусловлен ионизацией глубоких уровней, увеличение dU/dt до значений > 100 кВ/нс позволяет поднять поле запуска E_0 до величины 700–800 кВ/см. При $N_{PI} \leq 10^{12}$ см $^{-3}$ поле запуска E_0 достигает 900 кВ/см.

После достижения начальной концентрацией величины $n_0 = 10^9$ см $^{-3}$ и включения процесса ударной ионизации поле продолжает нарастать до момента, когда концентрация носителей становится достаточной для его экранирования. При этом концентрация носителей возрастает до значения $n \sim 10^{16}$ см $^{-3}$ за время t_{imp} порядка десятков пс. При умеренных значениях $dU/dt = 0.5\text{--}10$ кВ/нс (область *A* на рис. 5) поле в структуре за время t_{imp} не успевает измениться существенным образом, и поле запуска фронта практически совпадает с величиной E_0 . При $dU/dt > 100$ кВ/нс (область *C* на рис. 5) поле в структуре за время t_{imp} продолжает нарастать и, как будет показано далее, достигает значения 1 МВ/см.

3.3. Процесс переключения

Далее приводятся результаты расчета процесса переключения по модели, описанной в разд. 3.1. Рассматривается вариант, когда коммутатор содержит $N_D = 11$ последовательных диодов, соответствующий максимальным выходным параметрам, полученным в эксперименте.

Результаты расчетов приведены на рис. 6–10. Сравнение экспериментальных и расчетных зависимостей выходного напряжения от времени для разных N_{PI} приведено на рис. 6. При изменении N_{PI} в диапазоне от нуля до 10^{12} см $^{-3}$ расчетные зависимости выходного напряжения от времени не отличаются друг от друга и практически совпадают с экспериментальными осциллограммами. При $N_{PI} = 10^{13}$ см $^{-3}$ амплитуда расчетного импульса снижается на $\sim 6\%$, однако скорость нарастания напряжения на фронте по-прежнему совпадает с экспериментальным значением.

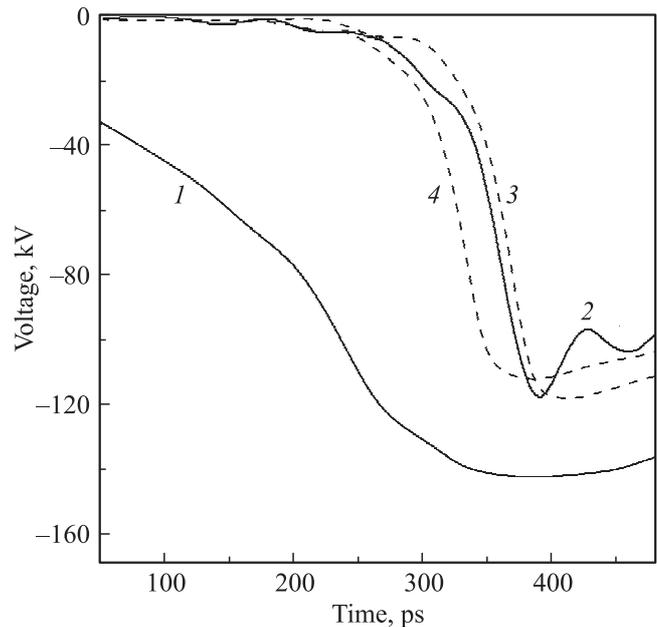


Рис. 6. Экспериментальные зависимости входного (1) и выходного (2) напряжения от времени при $N_D = 11$, а также расчетные зависимости выходного напряжения при $N_{PI} = 10^{12}$ (3), 10^{13} см $^{-3}$ (4).

Рассмотрим более подробно процесс последовательного переключения структур в коммутаторе при $N_{PI} = 10^{12}$ и 10^{13} см $^{-3}$ (рис. 7). Распределение напряжения по диодам прибора имеет резко неоднородный характер. Например, для $N_{PI} = 10^{12}$ см $^{-3}$, когда максимальное напряжение на структурах первого диода составляет ~ 12 кВ, напряжение на структурах последнего диода практически отсутствует, причем на первые 4 диода приходится $\sim 80\%$ входного напряжения (рис. 7, *a*). По сравнению с работой [9] неоднородность распределения напряжения, которую можно оценить как отношение напряжений на структурах первого и последнего диодов, возрастает в ~ 6 раз. Главным образом это обусловлено снижением величины продольной емкости прибора, поскольку площадь структур по сравнению с [9] снижена с 0.25 до 0.04 см 2 .

При $N_{PI} = 10^{13}$ см $^{-3}$ происходит качественное изменение процесса переключения первых двух диодов (рис. 7, *b* и *c*). Начиная с 3-го диода процесс переключения аналогичен варианту с $N_{PI} = 10^{12}$ см $^{-3}$, но происходит при несколько меньших амплитудах напряжения на диодах. Переключение 1-го диода происходит при воздействии на него пологого предимпульса входного напряжения с длительностью ~ 3 нс, в течение которого напряжение на первых структурах диода нарастает до 3 кВ (штриховая кривая на рис. 7, *c*). При этом dU/dt и поле запуска фронта составляют ~ 1 кВ/нс и 290 кВ/см соответственно, а переключение первых структур происходит за время ~ 300 пс. Параметры процесса переключения структур первого диода, работающих при

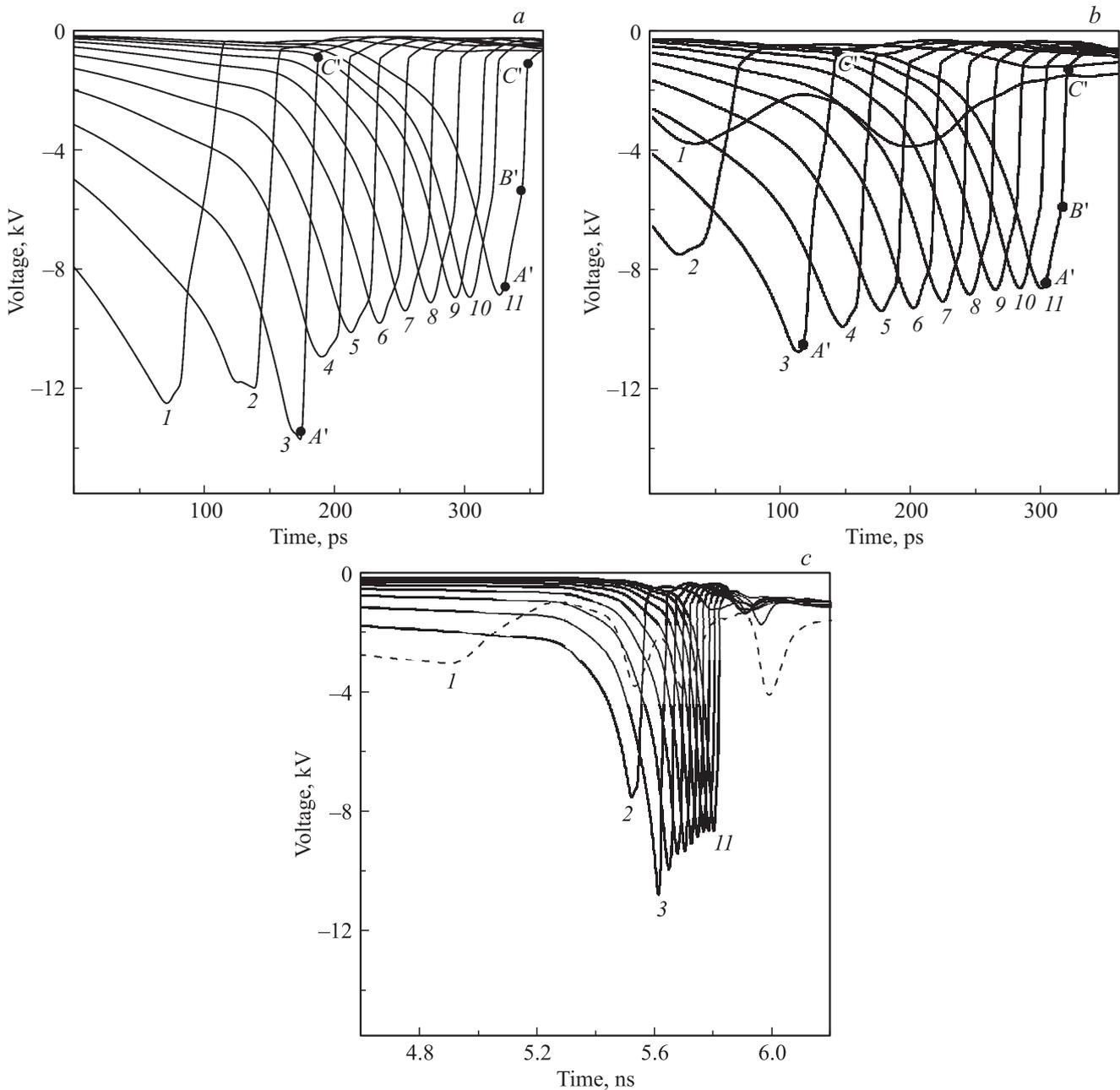


Рис. 7. Расчетные зависимости напряжения от времени на первой структуре каждого диода (1–11) в процессе коммутации для $N_{PI} = 10^{12}$ (a) и 10^{13} см^{-3} (b, c).

$dU/dt \sim 1 \text{ кВ/нс}$, согласуются с результатами других работ (см., например, [2] и ссылки в этой работе).

Поскольку структуры первого диода включаются при напряженности поля $\sim 300 \text{ кВ/см}$, концентрация плазмы в них составляет $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Такая концентрация плазмы не позволяет пропустить падающую волну тока с плотностью в десятки кА/см^2 , к моменту прихода на переключатель быстрого участка нарастания входного импульса напряжение на структурах первого диода начинает снова увеличиваться, и наступает их повторный пробой.

За счет большой неоднородности распределения входного напряжения по диодам на медленно нарастающем участке предимпульса включаются только первые два диода. На остальных диодах поле на предимпульсе меньше пробивного, и они включаются уже на участке быстрого роста входного напряжения, обеспечивая обострение фронта выходного импульса, как и в варианте с $N_{PI} = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (см. рис. 6).

На рис. 8 приведены значения максимального электрического поля в структуре E_m в процессе прохождения фронта и максимальной скорости нарастания входно-

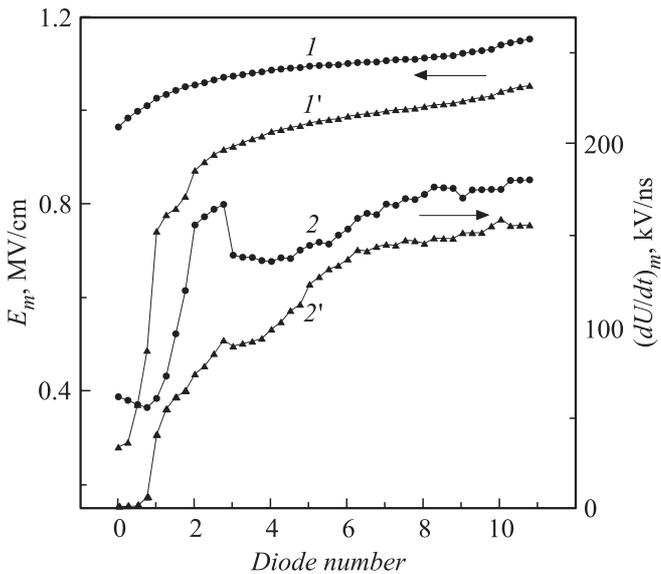


Рис. 8. Расчетные значения максимального электрического поля в структуре в процессе прохождения фронта E_m ($1, 1'$) и максимальной скорости нарастания входного напряжения перед запуском фронта $(dU/dt)_m$ ($2, 2'$) для структур прибора при $N_D = 11$ (44 структуры), $N_{PI} = 10^{12}$ ($1, 2$) и 10^{13} см^{-3} ($1', 2'$).

го напряжения перед запуском фронта для всех 44 структур переключателя для $N_{PI} = 10^{12}$ и 10^{13} см^{-3} . Видно, что при распространении волны переключения вдоль диодов коммутатора крутизна фронта входного напряжения нарастает до 150–180 кВ/нс, а величина E_m достигает поля зинеровского пробоя даже для варианта $N_{PI} = 10^{13}$ см^{-3} .

На рис. 9, 10 показаны характерные распределения концентрации плазмы и электрического поля в структурах прибора в моменты времени, соответствующие точкам $A'-C'$ на рис. 7. Распределения даны для структур последнего, 11-го, диода и 3-го диода, на структурах которого получено максимальное напряжение включения. Кроме этого обнаружено, что процесс переключения диодов начиная с 4-го носит выраженный двухстадийный характер. В связи с этим для 3-го диода, переключение которого протекает за одну стадию, приведены только начальные и конечные распределения (точки A' и C' на рис. 7), а для последнего диода добавлено распределение, соответствующее моменту перехода от первой ко второй стадии (точка B' на рис. 7).

Наличие двух стадий переключения обусловлено следующим обстоятельством. Предымпульс входного напряжения длительностью ~ 3 нс играет позитивную роль, поскольку служит для вывода основных носителей из базы структур перед участком быстрого нарастания входного напряжения. Из-за резко неоднородного распределения входного напряжения по диодам полное удаление основных носителей успевает произойти только в базах структур первых трех диодов. В остальных

диодах часть базы по-прежнему содержит основные носители к началу процесса ионизации. С увеличением номера диода длина участка базы, не освобожденного от основных носителей, увеличивается, в связи с чем растет и длительность первой, более медленной стадии процесса переключения (интервал $A'-B'$). Медленный спад напряжения на этой стадии обусловлен развитием процессов лавинной ионизации при полях < 400 кВ/см в части базы, не освобожденной от основных носителей. Аналогичные процессы в этом же интервале времени развиваются и в низколегированной части p -области, не освобожденной от основных носителей.

Быстрый участок спада напряжения (интервал $B'-C'$) обусловлен развитием процессов ударной ионизации в части базы, предварительно очищенной от основных носителей. При этом фронт волны ионизации развивается при $E_m \sim 1$ МВ/см.

Описанные выше процессы двухстадийного переключения наиболее ярко выражены в структурах последнего диода, что иллюстрируется для $N_{PI} = 10^{12}$ см^{-3} на рис. 9, b , а для варианта $N_{PI} = 10^{13}$ см^{-3} на рис. 10, b . Видно, что в конце процесса переключения только центральная часть структуры заполнена плотной электронно-дырочной плазмой с концентрацией $> 10^{17}$ см^{-3} , а концентрация плазмы вне этой области составляет $\sim 2 \cdot 10^{16}$ см^{-3} . Такой характер распределения концентрации плазмы приводит к возрастанию остаточного напряжения на структуре и к дополнительным потерям энергии при переключении.

Распределения поля и плазмы для 3-го диода, в котором реализуется процесс переключения за одну стадию, показаны на рис. 9, a ($N_{PI} = 10^{12}$ см^{-3}) и 10, a ($N_{PI} = 10^{13}$ см^{-3}). При прохождении ионизационного фронта поле E_m достигает ~ 1 МВ/см, а в конце процесса переключения вся структура однородно заполнена хорошо проводящей плазмой с концентрацией $\sim 10^{17}$ см^{-3} .

В отличие от [9], процесс переключения носит многоволновой характер, определяемый более высокими значениями dU/dt (> 100 кВ/нс). При таких значениях dU/dt скорость движения границ поля в высоколегированных областях по краям структуры превышает насыщенную скорость носителей $V_s \sim 10^7$ см/с. По этой причине основные носители в этих областях не успевают покинуть расширяющуюся область сильного поля и иницируют волны ударной ионизации. В конечном итоге в структуре на стадии переключения существуют три одновременно расширяющиеся области ударной ионизации — две по краям структуры и одна, основная область, совпадающая с максимумом поля в плоскости $p-n$ -перехода. Многоволновой характер процесса переключения снижает время заполнения структуры плазмой. При $N_D \geq 3$ характерные времена переключения единичных структур в зависимости от номера диода лежат в диапазоне 7–15 пс, при этом средняя скорость заполнения структуры плазмой в 80–140 раз превышает V_s , что соответствует величине 8–15% от скорости света в кремнии.

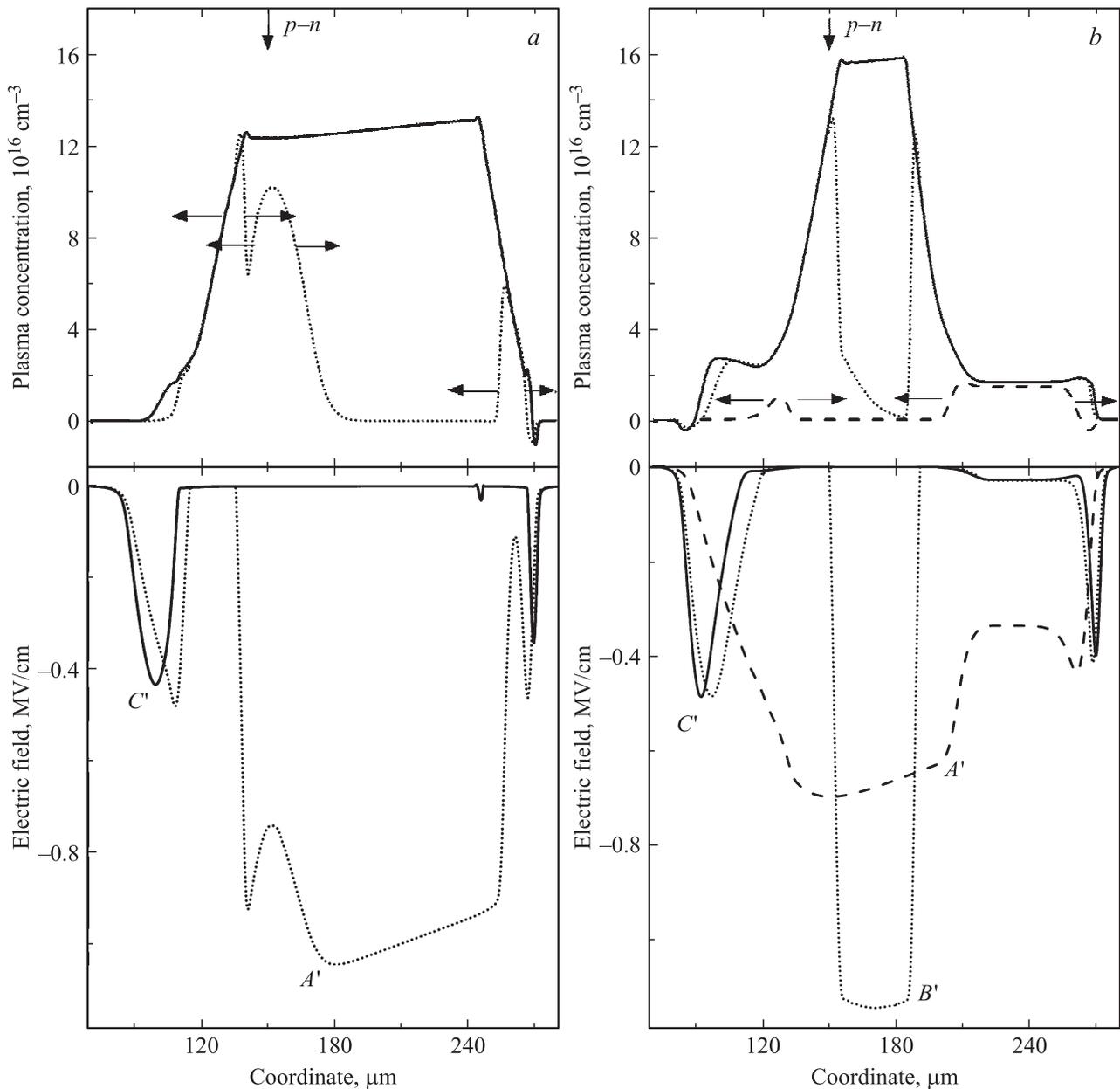


Рис. 9. Профили распределения концентрации избыточной плазмы и напряженности электрического поля в первых структурах 3-го (а) и 11-го (б) диодов для $N_{PI} = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ в моменты времени, соответствующие точкам $A' - C'$ на рис. 7, а. Стрелки указывают направление движения ударно-ионизационных фронтов.

4. Длительность фронта выходного импульса

В [9,10] было высказано предположение, что длительность фронта выходного импульса напряжения t_r при последовательном во времени переключении структур определяется временем включения нескольких последних структур и их индуктивностью, аналогично тому, как это происходит при использовании искровых разрядников, встроенных в разрыв внутреннего проводника коаксиальной передающей линии. Однако зависимость длительности фронта импульса от числа диодов в ком-

мутаторе, полученная в настоящей работе (рис. 4), показала, что процесс формирования фронта импульса носит более сложный характер. В частности, фронт импульса формируется при прохождении падающей волны только части диодов в коммутаторе (первые 8 диодов в нашем случае). Через остальные диоды коммутатора волна проходит в режиме квазистационарного фронта, практически без изменения его длительности.

Были проведены оценки возможного ограничения длительности фронта формируемого импульса частотной характеристикой коаксиальной линии, использованной в эксперименте. Минимальное время нарастания импульса

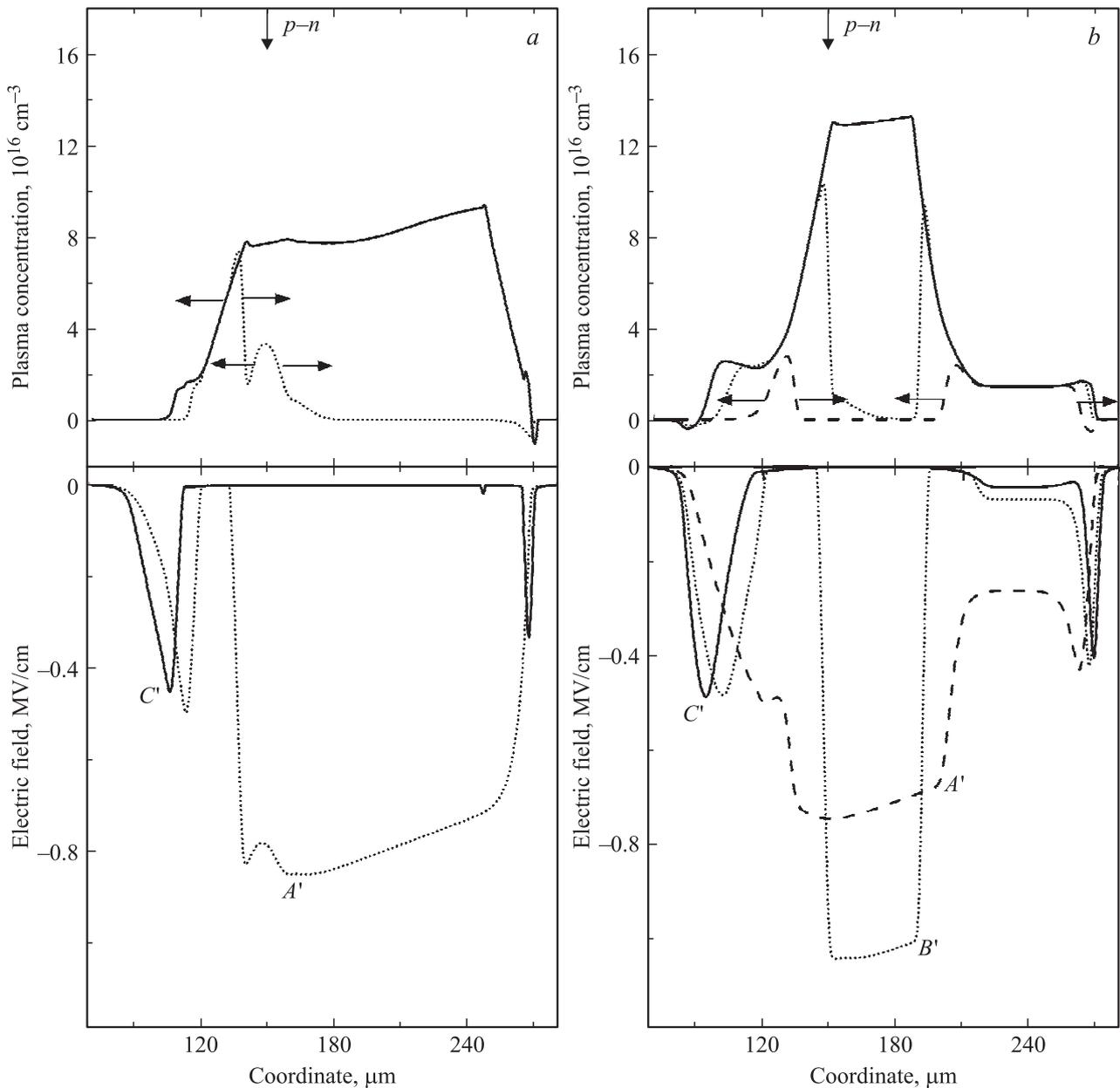


Рис. 10. То же, что на рис. 9, для варианта $N_{PI} = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ в моменты времени, показанные на рис. 7, б.

$t_{r \min}$, определяемое из условия возбуждения в линии волн высшего типа, в первую очередь волны типа TE с частотой f_{TE} , определяется из соотношений [18]

$$t_{r \min} \approx \frac{0.4}{f_{TE}}, \quad f_{TE} = \frac{2c}{p(D+d)\sqrt{\epsilon}}, \quad (6)$$

где D и d — диаметры наружного и внутреннего проводника коаксиальной линии, c — скорость света в вакууме, коэффициент 0.4 соответствует перепаду амплитуды импульса на фронте $\Delta U = 80\%$ (уровень 0.1–0.9). В наших условиях $f_{TE} = 6.53 \text{ ГГц}$ при $\epsilon = 2.25$, а $t_{r \min} \approx 46 \text{ пс}$ при $\Delta U = 60\%$ (уровень 0.3–0.9 от амплитуды), что хорошо согласуется с результатами эксперимента при $N_D = 9\text{--}14$ (участок насыщения на рис. 4). Однако за-

тухание верхних частот в спектре импульса происходит при прохождении волной по линии некоторого расстояния и на коротком отрезке может не проявляться. Так, в [19] через волновой коаксиальный трансформатор с выходным диаметром линии 68 мм, имеющий расчетное по (6) значение $t_{r \min} \approx 360 \text{ пс}$, передавались без искажения импульсы с фронтом 120 пс на расстояние 150 мм. В нашем случае волна после коммутатора проходит до точки измерения расстояние около 40 мм (датчики 5 и 6 на рис. 1), в связи с чем влияние частотной характеристики линии передачи на длительность фронта выходного импульса представляется маловероятным.

Процесс формирования фронта импульса был также исследован численными методами в рамках использо-

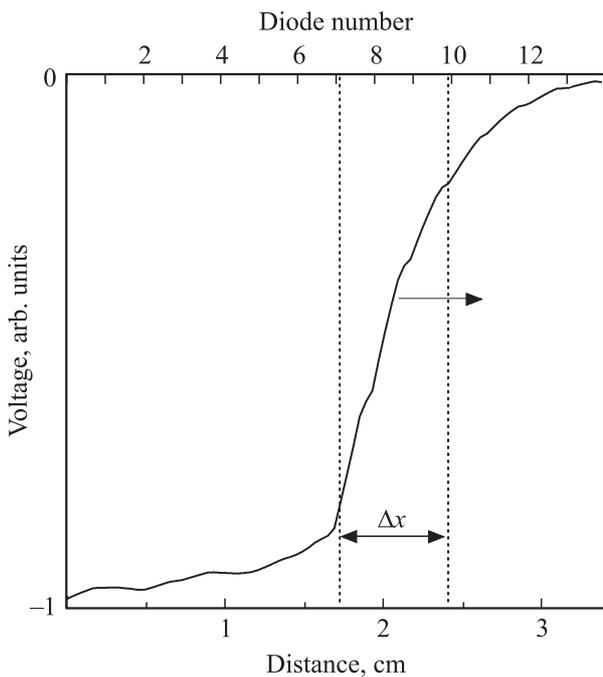


Рис. 11. Расчетное распределение напряжения между внутренним и наружным проводниками коаксиальной линии при распространении волны напряжения вдоль коммутатора. $N_{PI} = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $N_D = 14$.

ванной выше модели. Рассматривалось движение волны импульса напряжения в линии вдоль диодов коммутатора в процессе переключения структур. На рис. 11 представлено одно из распределений импульса напряжения в линии для варианта $N_D = 14$. Данному распределению соответствует момент времени, когда произошло переключение первых 7 диодов, а основная часть напряжения падающей волны распределена по остальным, еще не сработавшим диодам.

На рис. 11 показана характерная ширина фронта распределения Δx , которой соответствует перепад амплитуды импульса $\Delta U = 60\%$. По мере включения остальных диодов распределение движется вправо практически без изменения величины Δx , поскольку амплитуда падающей волны согласована с пробивным напряжением и геометрической длиной диодов, лежащих на фронте. После прибора распределение выходит в измерительный участок линии, где регистрируется в виде электрического импульса напряжения с фронтом t_r , также измеряемым при $\Delta U = 60\%$ (уровень 0.3–0.9 от амплитуды). Величине $\Delta x \approx 7 \text{ мм}$ (рис. 11) при скорости волны в трансформаторном масле $2 \cdot 10^{10} \text{ см/с}$ соответствует длительность фронта $t_r \approx 35 \text{ пс}$, что при $N_D = 14$ совпадает с результатами эксперимента: 39 пс на экране осциллографа и 35 пс с учетом его переходной характеристики.

Можно выделить наиболее существенные факторы, оказывающие влияние на ширину фронта распределения Δx и соответственно на длительность фронта t_r .

В первую очередь это соотношение продольных и поперечных емкостей в системе коммутатор—линия (площадь структур и наружный диаметр линии), задающее степень неоднородности распределения входного напряжения по диодам коммутатора, а также величина пробивного напряжения единичного диода и его суммарная длина, включающая толщину контактов и охладителя. Кроме этого следует учитывать и дисперсионные свойства периодической замедляющей структуры коммутатора, образующейся при последовательном соединении диодов с выступающими ребрами-охладителями. Более детальный анализ требует проведения дополнительных исследований.

5. Заключение

В экспериментальной части работы реализован процесс пикосекундной коммутации сверхплотного тока кремниевым диодным обострителем, встроенным в коаксиальную линию передачи энергии. Структуры, составляющие прибор, включаются последовательно друг за другом, а процесс коммутации тока в каждой структуре основан на инициировании и прохождении в ней сверхбыстрого фронта ионизации. В маслonaполненной коаксиальной линии с диаметром наружного проводника 15 мм и волновым сопротивлением 48 Ом получены импульсы с амплитудой $> 100 \text{ кВ}$, пиковой мощностью 280 МВт и фронтом 40 пс по уровню 0.3–0.9 от амплитуды. Максимальная скорость нарастания выходного напряжения на фронте импульса достигает 2 МВ/нс при амплитудном значении плотности коммутируемого тока 60 кА/см^2 . Для полупроводниковых коммутаторов сочетание полученных параметров по плотности тока, длительности фронта импульса и скорости нарастания выходного напряжения, по всей видимости, реализовано впервые.

В отличие от других методов коммутации тока в полупроводниках, включая и оптические методы генерации плазмы в структуре, в работе показана возможность формирования импульсов, имеющих фронт короче, чем электрическая длина прибора. Так, при длине прибора 26–33 мм (количестве диодов в коммутаторе от 11 до 14 штук), что соответствует его электрической длине в трансформаторном масле 130–165 пс, формируются импульсы с фронтом 40 пс. Следует также отметить, что исследованный метод коммутации тока позволяет формировать в коаксиальной линии импульсы, длительность фронта которых соответствует условию возбуждения в линии волн высшего типа.

В расчетной части процесс коммутации исследован методами численного моделирования с учетом процессов ионизации технологических примесей с глубокими уровнями с концентрацией $N_{PI} = 10^{11} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Во всем диапазоне изменения N_{PI} расчетные зависимости выходного напряжения от времени хорошо совпадают с экспериментальными осциллограммами. В рас-

четах основное внимание уделено исследованию условий достижения максимального электрического поля в структуре E_m . Показано, что определяющим фактором выступает скорость нарастания обратного напряжения на структуре dU/dt . Уменьшение наружного диаметра линии в месте расположения коммутатора (увеличение поперечной емкости в системе коммутатор–линия) и уменьшение площади структур коммутатора (снижение продольной емкости) позволило по сравнению с работами [9,10] увеличить степень неоднородности распределения входного напряжения по диодам коммутатора в ~ 6 раз и увеличить максимальное значение dU/dt на единичных структурах прибора с 80 до 150–180 кВ/нс. Установлено, что при таких значениях dU/dt поле E_m слабо зависит от величины N_{PI} и всегда достигает порога зинеровского пробоя. Так, при $dU/dt > 100$ кВ/нс и $N_{PI} = 10^{13}$ см $^{-3}$ величина E_m в процессе распространения фронта лежит в диапазоне 0.9–1.0 МВ/см, а при $N_{PI} \leq 10^{12}$ см $^{-3}$ — в диапазоне 1.0–1.1 МВ/см.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты № 11-08-00629 и 13-08-96078, и Президиума УрО РАН, проект № 12-П-2-1029.

Список литературы

- [1] И.В. Грехов, А.Ф. Кардо-Сысоев. Письма ЖТФ, **5**, 950 (1979).
- [2] И.В. Грехов, П.Б. Родин. Письма ЖТФ, **37** (18), 17 (2011).
- [3] P. Rodin, U. Ebert, W. Hundsdorfer, I. Grekhov. J. Appl. Phys., **92** (2), 958 (2002).
- [4] P. Rodin, U. Ebert, A. Minarsky, I. Grekhov. J. Appl. Phys., **102**, 034 508 (2007).
- [5] А.С. Кюрегян. ФТП, **41** (6), 761 (2007).
- [6] А.С. Кюрегян. ФТП, **47** (7), 970 (2013).
- [7] P. Rodin, A. Rodina, I. Grekhov. J. Appl. Phys., **98**, 094 506 (2005).
- [8] P. Rodin, A. Minarsky, I. Grekhov. J. Appl. Phys., **108**, 034 501 (2010).
- [9] С.К. Любутин, С.Н. Рукин, Б.Г. Словиковский, С.Н. Цыранов. ФТП, **44** (7), 962 (2010).
- [10] S.K. Lyubutin, S.N. Rukin, B.G. Slovikovsky, S.N. Tsyranov. IEEE Trans. Plasma Sci., **PS-38** (10), 2627 (2010).
- [11] С.К. Любутин, С.Н. Рукин, Б.Г. Словиковский, С.Н. Цыранов. ФТП, **46** (4), 535 (2012).
- [12] J. Piprek. *Semiconductor Optoelectronic Devices: Introduction to Physics and Simulation* (Amsterdam, Boston, Academic Press, 2003).
- [13] P. Rodin, U. Ebert, W. Hundsdorfer, I. Grekhov. J. Appl. Phys., **92** (4), 1971 (2002).
- [14] Г.И. Сканава. *Физика диэлектриков (область сильных полей)* (М., Физматлит, 1958).
- [15] A.F. Kardo-Sysoev. In: *Ultra-wideband radar technology*, ed. by J.D. Taylor (CRC Press, Boca Raton, London, New York, Washington, 2001) p. 205.
- [16] С.К. Любутин, С.Н. Рукин, Б.Г. Словиковский, С.Н. Цыранов. Письма ЖТФ, **31** (5), 36 (2005).
- [17] S.N. Tsyranov, S.K. Lyubutin, S.N. Rukin, B.G. Slovikovsky. *Proc. XVI Int. Symp. on High Current Electronics* (Tomsk, Russia, 2010) p. 288.
- [18] Г.А. Месяц. *Импульсная энергетика и электроника* (М., Наука, 2004) гл. 8.
- [19] А.М. Ефремов, В.И. Кошелев, Б.М. Ковальчук, В.В. Плиско, К.Н. Сухушин. ПТЭ, № 1, 77 (2011).

Редактор Л.В. Шаронова

Picosecond switching of high-density current (60 kA/cm 2) by Si closing switch based on superfast ionization front

A.I. Gusev*, S.K. Lyubutin*, S.N. Rukin*, B.G. Slovikovsky*, S.N. Tsyranov*⁺

* Institute of Electrophysics,
Ural Branch of Russian Academy of Sciences,
620016 Ekaterinburg, Russia
+ Ural Federal University,
620002 Ekaterinburg, Russia

Abstract Si closing switch with successive breakdown mode of the diode structures on the base of superfast ionization front has been studied. In a coaxial line with 48 Ω wave impedance output pulses with amplitude of over 100 kV and a rise time of 40 ps at 0.3–0.9 amplitude level were obtained. Maximal output voltage rise rate attains 2 MV/ns at the amplitude value of current density of 60 kA/cm 2 . Numerical simulations show that under the experimental conditions at the reverse voltage rise rate across one structure over 100 kV/ns the switching time of the single structure is 7–15 ps, and the electric field in the vicinity of the p–n junction attains the threshold of the Zener breakdown ($\sim 10^6$ V/cm) even in the case the diode structure contains the process-induced deep-level centers with the concentration up to 10^{13} cm $^{-3}$.