

# Переключение силовых тиристоров импульсом перенапряжения с наносекундным фронтом

© А.И. Гусев<sup>\*+</sup>, С.К. Любутин<sup>\*</sup>, С.Н. Рукин<sup>\*</sup>, С.Н. Цыранов<sup>\*+</sup>

<sup>\*</sup> Институт электрофизики Уральского отделения Российской академии наук,  
620016 Екатеринбург, Россия

<sup>+</sup> Уральский федеральный университет,  
620002 Екатеринбург, Россия

E-mail: rugin@iep.uran.ru

(Получена 8 сентября 2015 г. Принята к печати 9 сентября 2015 г.)

Исследован процесс переключения силовых тиристоров из блокирующего в проводящее состояние импульсом перенапряжения с наносекундным фронтом. В экспериментах использовались низкочастотные тиристоры таблеточной конструкции с рабочим напряжением 2 кВ. На основные электроды тиристора подавался внешний импульс, обеспечивающий скорость нарастания напряжения в диапазоне 0.5–6 кВ/нс. В этих условиях время перехода тиристора в проводящее состояние находилось в диапазоне 200–400 пс. Найдены эмпирические соотношения, связывающие основные характеристики процесса переключения: напряжение включения, время нарастания импульса до переключения и время перехода в проводящее состояние. Численное моделирование показало, что для объяснения полученных результатов необходим учет процесса ионизации глубоких технологических дефектов.

## 1. Введение

В последние несколько лет в Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе РАН были разработаны новые полупроводниковые коммутаторы на основе кремниевых динисторных структур с временем перехода в проводящее состояние менее 1 нс [1,2]. Такие коммутаторы, называемые FID (от англ. Fast Ionization Dynistor) либо ДГУ (динисторы с глубокими уровнями), способны коммутировать ток емкостного накопителя энергии в единицы кА со скоростью нарастания до 200 кА/мкс, что на сегодняшний день не доступно любым другим полупроводниковым переключателям [2].

Переключение ДГУ в проводящее состояние происходит при подаче на его основные электроды импульса перенапряжения со скоростью нарастания более 1 кВ/нс. Это позволяет за единицы наносекунд поднять электрическое поле в плоскости обратно смещенного коллекторного перехода динистора до значений 300–350 кВ/см, при котором начинается интенсивная ионизация глубоких уровней в кремнии. Инжекция электронов из этих центров в область структуры с высоким полем инициирует ударно-ионизационную волну, которая проходит вдоль структуры прибора и заполняет ее по значительной части площади плотной электронно-дырочной плазмой. Скорость движения волны существенно выше насыщенной скорости носителей в кремнии, в связи с чем структура прибора с характерной толщиной базовых областей в сотни мкм и пролетным временем носителя в единицы наносекунд заполняется плазмой за время в сотни пикосекунд. Дальнейшее прохождение тока через структуру поддерживается поступлением носителей в базовые области через инжекторные переходы. Детальное описание физических принципов работы ДГУ можно найти, например, в [3,4].

Описанные выше динисторы, являясь уникальными приборами, пока еще не вполне доступны широкому кругу экспериментаторов и разработчиков мощных импульсных устройств. С другой стороны, еще в [5] указывалось на возможность работы в таком режиме обычных тиристоров, которые, как и динисторы, имеют четырехслойную полупроводниковую структуру. Так, в [6,7] экспериментально показано, что коммутатор из последовательно соединенных промышленных тиристоров таблеточной конструкции при их запуске внешним импульсом перенапряжения способен коммутировать в нагрузку ток амплитудой в десятки кА со скоростью нарастания выше 100 кА/мкс. При этом по сравнению с традиционным механизмом запуска тиристора импульсом тока через управляющий электрод скорость нарастания коммутируемого тока увеличивается примерно на 2 порядка величины.

В настоящей работе экспериментально и методами численного моделирования исследуется ударно-ионизационный процесс переключения силовых тиристоров, который реализуется подачей на основные электроды тиристора импульса перенапряжения с наносекундным фронтом.

## 2. Экспериментальная часть

### 2.1. Схема эксперимента, исследуемые тиристоры, методика измерения

В работе исследуется непосредственно процесс переключения тиристора из блокирующего в проводящее состояние без последующего протекания силового тока от внешней схемы. Схема эксперимента (рис. 1) содержит конденсатор  $C1 = 0.1$  мкФ, заряженный до напряжения смещения  $U_0 = 2$  кВ отрицательной полярности. Напря-

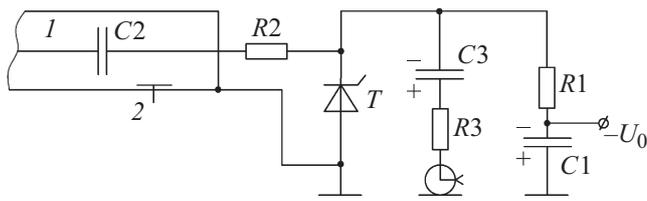


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

жение смещения через резистор  $R1 = 100 \text{ кОм}$  подается на исследуемый тиристор  $T$ . Для запуска тиристора используется малогабаритный твердотельный генератор, выходной узел которого представляет собой коаксиальную 50-омную маслонаполненную линию (поз. 1 на рис. 1). Импульс запуска отрицательной полярности подается на тиристор через разделительный конденсатор  $C2 = 4.7 \text{ нФ}$ , установленный внутри линии 1, и регистрируется с помощью емкостного датчика 2. Амплитуда импульса на выходе линии при ее работе на согласованную нагрузку составляет  $\sim 40 \text{ кВ}$ , фронт по уровню 0.1–0.9 от амплитуды  $\sim 0.9 \text{ нс}$ , длительность импульса на полувысоте  $\sim 2.5 \text{ нс}$ , по основанию — около 5 нс. Для изменения скорости нарастания воздействующего на тиристор напряжения служит резистор  $R2$ , который выполнен в виде набора резисторов марки ТВО-1. Величина сопротивления  $R2$  в экспериментах изменялась в диапазоне от 0 (резистор закорочен) до  $\sim 500 \text{ Ом}$ .

В экспериментах исследовались два типа тиристорov таблеточной конструкции производства ЗАО „Протон-Электротекс“ г. Орел [8], имеющие при одинаковом рабочем напряжении полупроводниковую структуру разного диаметра. Кроме этого, для экспериментов были подобраны экземпляры тиристорov с различным удельным сопротивлением исходного  $n$ -кремния. Первый тиристор марки Т343-500 имел следующие паспортные параметры: рабочее напряжение 2 кВ (класс по напряжению — 20), амплитуда ударного тока 8 кА, критическая скорость нарастания тока при включении по управляющему электроду 400 А/мкс, диаметр полупроводникового элемента 40 мм, удельное сопротивление кремния  $\rho = 80\text{--}85 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ . Второй тиристор марки Т133-320 с тем же рабочим напряжением имел диаметр полупроводникового элемента 32 мм, параметры по ударному току и критической скорости нарастания тока 6 кА и 100 А/мкс соответственно и был выполнен из кремния с  $\rho = 110\text{--}120 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ .

Процесс переключения тиристорov в проводящее состояние регистрировался с помощью резистивного делителя напряжения с элементами  $C3$  и  $R3$  (рис. 1). Верхним плечом делителя выступает резистор  $R3$ , а нижнее плечо образовано кабелем регистрации с волновым сопротивлением 50 Ом. Конденсатор  $C3$  изолирует делитель от постоянного напряжения смещения  $U_0$ . Для снижения собственной индуктивности элементов делителя конденсатор  $C3$  выполнен из фольгированной

лавсановой пленки толщиной 50 мкм, а резистор  $R3$  частично экранирован оплеткой измерительного кабеля. Собственное время нарастания сигнала на выходе делителя, определенное в процессе калибровки, составило  $\sim 170 \text{ пс}$  по уровню 0.1–0.9 от амплитуды. В тракте регистрации использовались ослабители сигнала с полосой пропускания 18 ГГц, а в качестве регистратора — осциллограф DPO 70404C с полосой пропускания 4 ГГц.

Особенность работы резистивного делителя с разделительным конденсатором состоит в том, что нулевое линии на экране осциллографа соответствует напряжение  $U_0$ , до которого в исходном состоянии заряжен конденсатор  $C3$ . Кроме того, для корректной регистрации необходимо, чтобы постоянная времени изменения напряжения на  $C3$  при его заряде или разряде через резистор  $R3$  и волновое сопротивление измерительного кабеля были существенно больше длительности исследуемого процесса. В нашем случае постоянная времени изменения напряжения на  $C3$  при  $R3 \sim 500 \text{ Ом}$  составляла  $\sim 340 \text{ нс}$ , при этом исследовались процессы длительностью не более 4 нс. Для исключения влияния индуктивности контактов тиристора, расположенных внутри корпуса прибора, полупроводниковые элементы извлекались из корпуса, и делитель напряжения подключался непосредственно к контактам полупроводниковой пластины.

На рис. 2 приведена типичная осциллограмма напряжения на тиристоре в процессе его переключения, а на рис. 3 — набор осциллограмм, иллюстрирующий изменение основных параметров процесса переключения тиристора в зависимости от величины сопротивления  $R2$  в цепи запуска. В каждом эксперименте при фиксированном значении  $R2$  определялись следующие параметры: время нарастания напряжения до момента переключения тиристора  $t_r$ , максимальное значение напряжения на тиристоре в момент переключения  $U_m$ , время перехода тиристора в проводящее состояние (время переключения)  $t_s$ , приращение напряжения  $\Delta U = U_m - U_0$  и скорость нарастания напряжения  $dU/dt = \Delta U/t_r$ . Величина

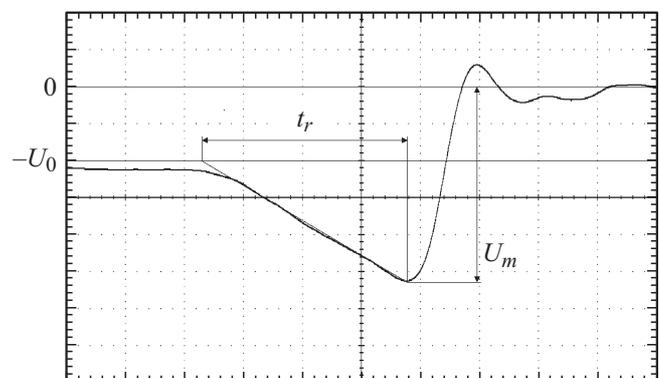
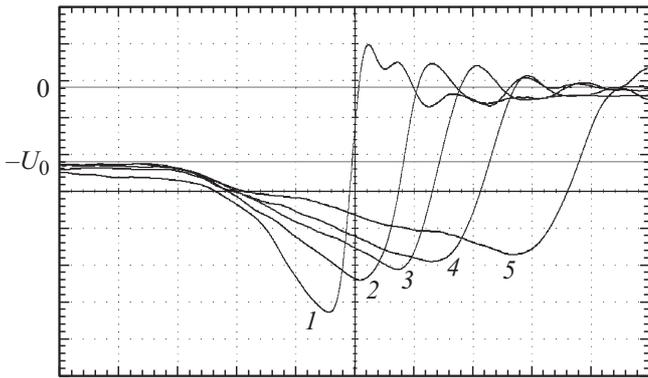


Рис. 2. Осциллограмма импульса напряжения при переключении тиристора диаметром 32 мм.  $U_0 = 2 \text{ кВ}$ ,  $R2 = 140 \text{ Ом}$ , масштаб по амплитуде 1 кВ/дел., развертка по времени 500 пс/дел.



**Рис. 3.** Осциллограммы импульсов напряжения при переключении тиристора диаметром 32 мм.  $U_0 = 2$  кВ,  $R_2 = 0$  (1), 88 (2), 196 (3), 297 (4) и 467 Ом (5). Масштаб по амплитуде 1 кВ/дел., развертка по времени 500 пс/дел.

начального напряжения смещения  $U_0$  составляла 2 кВ и не изменялась.

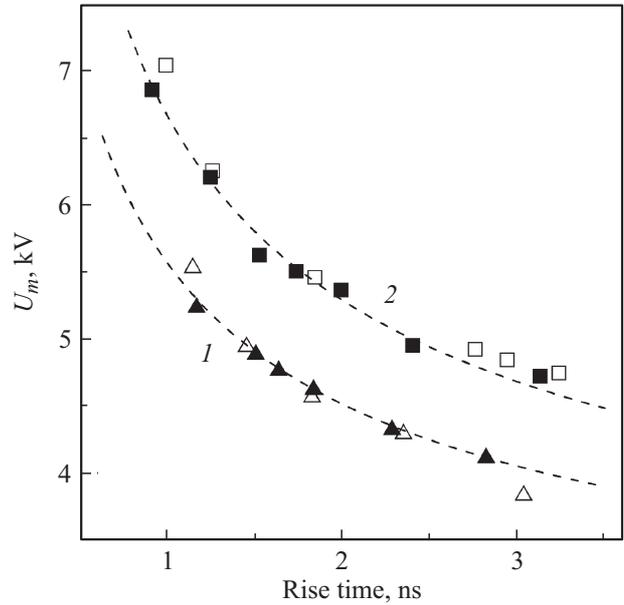
Получение и обработка осциллограмм проводились следующим образом. Итоговая осциллограмма для обработки получалась наложением и усреднением 10 последовательных импульсов. Для определения  $t_r$  участок нарастания напряжения на осциллограмме аппроксимировался линейной зависимостью, как это показано на рис. 2. Конечное собственное время нарастания сигнала в тракте регистрации ( $\sim 170$  пс) приводит к занижению величины  $\Delta U$ , регистрируемой на экране осциллографа. В связи с этим при обработке осциллограмм вводилась компенсирующая поправка. При минимальных  $t_r \sim 1$  нс поправка для  $\Delta U$  имела максимальное значение и составляла около 17%, при этом суммарная поправка для величины  $U_m$  с учетом напряжения смещения  $U_0$  не превышала 11%. При  $t_r$  более 2 нс поправка для  $U_m$  не превышала 5%. Время  $t_s$  определялось стандартным способом — по уровню 0.1–0.9 от полного перепада напряжения на участке переключения. Всего было снято 6 экспериментальных точек для тиристора диаметром 40 мм и 7 точек для тиристора диаметром 32 мм.

**2.2. Результаты экспериментов**

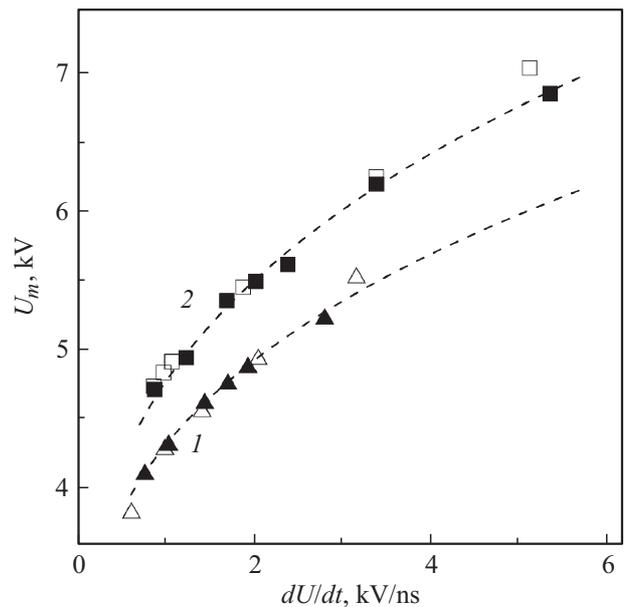
Результаты экспериментов в графическом виде представлены на рис. 4–8. Зависимости снимались при изменении величины сопротивления резистора  $R_2$  в цепи запуска. Увеличение времени  $t_r$  (рис. 4) достигалось увеличением сопротивления  $R_2$  от нуля (крайние левые экспериментальные точки) до  $\sim 300$  Ом для тиристора диаметром 40 мм и  $\sim 470$  Ом для тиристора диаметром 32 мм (крайние правые экспериментальные точки). При более высоких значениях  $R_2$ , когда время  $t_r$  становилось более 3.5–4.0 нс, процесс переключения тиристора отсутствовал — после участка нарастания напряжения до величины  $U_m$  следовал медленный спад

напряжения в течение нескольких наносекунд до исходного значения  $U_0$ .

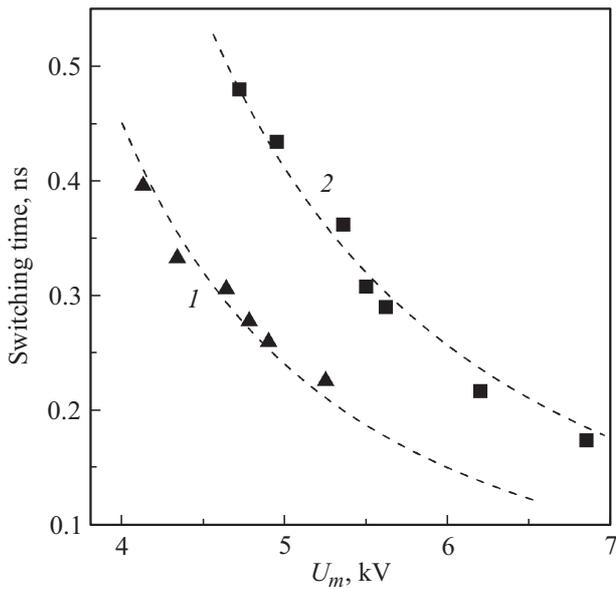
Анализ экспериментальных данных показал, что для всех экспериментальных точек произведение  $(\Delta U)^2 t_r$  близко к постоянной величине, что позволяет записать



**Рис. 4.** Зависимость максимального напряжения от времени его достижения для тиристора диаметром 40 (1) и 32 мм (2). Темные символы — экспериментальные точки, светлые символы — численный расчет, пунктирные кривые — по формуле (1).



**Рис. 5.** Зависимость максимального напряжения от скорости роста напряжения на тиристоре диаметром 40 (1) и 32 мм (2). Темные символы — экспериментальные точки, светлые символы — численный расчет, пунктирные кривые — по формуле (2).



**Рис. 6.** Зависимость времени переключения от максимального напряжения на тиристоре диаметром 40 (1) и 32 мм (2). Символы — экспериментальные точки, пунктирные кривые — по формуле (4).

следующее эмпирическое соотношение:

$$U_m = U_0 + (a_{32,40}/t_r)^{1/2}, \quad (1)$$

где для тиристора диаметром 32 мм постоянная  $a$  имеет значение  $a_{32} = 21.54 \text{ кВ}^2 \cdot \text{нс}$ , а для тиристора диаметром 40 мм  $a_{40} = 12.6 \text{ кВ}^2 \cdot \text{нс}$ . На рис. 4 зависимости (1) представлены штриховыми линиями. Усредненное отклонение экспериментальных величин  $U_m$  от значений, рассчитанных по (1), составило 0.3% для тиристора диаметром 40 мм и 1.2% для тиристора диаметром 32 мм. Здесь же приведены результаты численного расчета, которые будут изложены в следующем разделе.

На рис. 5 показано влияние скорости нарастания напряжения  $dU/dt$  на тиристоре на напряжение переключения  $U_m$ . Принимая  $dU/dt = \Delta U/t_r$ , из (1) получаем соответствующее соотношение:

$$U_m = U_0 + (a_{32,40} dU/dt)^{1/3}. \quad (2)$$

Усредненное отклонение экспериментальных величин  $U_m$  от значений, рассчитанных по (2), составило менее 1% для тиристоров обоих типов.

На рис. 6 экспериментальные данные представлены в виде зависимости времени переключения тиристора  $t_s$  от величины  $U_m$ . Здесь параметр  $\Delta U t_r / U_m t_s$  оказался близким к постоянной величине, а соответствующее эмпирическое соотношение записывается в виде:

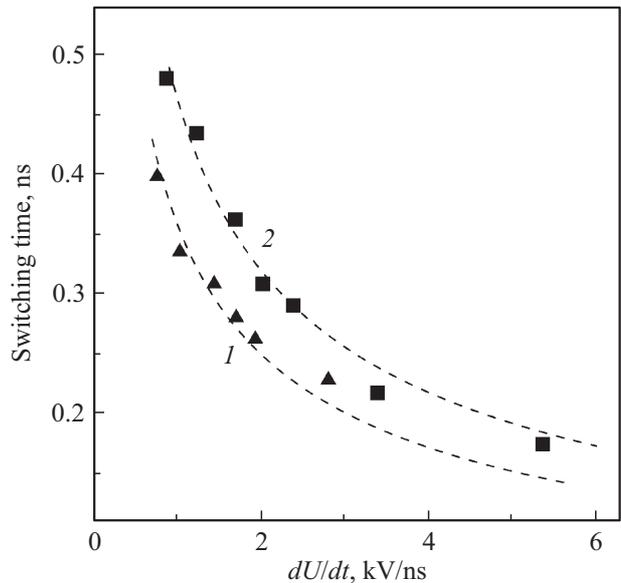
$$t_s = b_s \Delta U t_r / U_m, \quad (3)$$

где постоянная  $b_s = 0.286$  является общей для тиристоров диаметром 40 и 32 мм. С учетом (1) можно записать

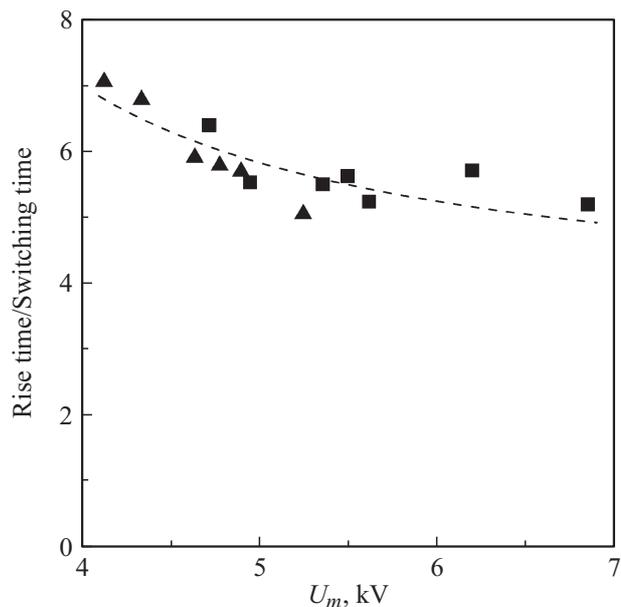
$$t_s = a_{32,40} b_s / (U_m - U_0) U_m. \quad (4)$$

Зависимости (4) на рис. 6 представлены штриховыми линиями. Усредненное отклонение экспериментальных величин  $t_s$  от значений, рассчитанных по (4), составило 4.7% для тиристоров обоих типов.

Рис. 7 иллюстрирует зависимость времени переключения от скорости нарастания напряжения на тиристоре. Эмпирическое соотношение с учетом (3) записывается



**Рис. 7.** Зависимость времени переключения от скорости роста напряжения на тиристоре диаметром 40 (1) и 32 мм (2). Символы — экспериментальные точки, пунктирные кривые — по формуле (5).



**Рис. 8.** Отношение времени нарастания напряжения к времени переключения в зависимости от напряжения переключения для тиристоров диаметром 32 (квадраты) и 40 мм (треугольники). Пунктирная кривая — по формуле (6).

в виде

$$t_s = b_s (U_m - U_0)^2 / (dU/dt) U_m, \quad (5)$$

где величина  $U_m$  берется из (2). Усредненное отклонение экспериментальных величин  $t_s$  от значений, рассчитанных по (5), составило менее 5% для тиристорных типов.

Анализ экспериментальных данных также показал, что отношение времени нарастания напряжения к времени переключения  $t_r/t_s$  не зависит от диаметра тиристора и удельного сопротивления исходного кремния и слабо изменяется с ростом величины напряжения переключения (рис. 8). Из (1) и (4) получаем

$$t_r/t_s = U_m/b_s (U_m - U_0). \quad (6)$$

Усредненное отклонение экспериментальных величин  $t_r/t_s$  от значений, рассчитанных по (6), составило менее 5% для тиристорных типов.

Обсуждение экспериментальных результатов проводится далее совместно с обсуждением результатов расчета.

### 3. Расчетная часть

#### 3.1. Описание модели

Расчет проводился с помощью физико-математической модели, заключающейся в совместном решении уравнений Кирхгофа, описывающих работу электрической схемы с тиристором Т, и уравнений динамики электронов и дырок в структуре тиристора. Параметры расчетной электрической схемы соответствовали схеме эксперимента (рис. 1). Для расчета процессов динамики электронов и дырок в структуре тиристора использовалась фундаментальная система уравнений, состоящая из уравнений непрерывности для электронов и дырок, уравнения Пуассона для электрического поля и уравнения для температуры. Учитывалась зависимость подвижности электронов и дырок от электрического поля, температуры, электронно-дырочного рассеяния и рассеяния на ионизированных примесях. В расчете учитывались процессы генерации-рекомбинации по модели Рида–Шокли–Холла, а также объемная скорость лавинной и туннельной генерации электронно-дырочных пар, включая процессы генерации носителей при ионизации глубоких уровней. Более подробное описание модели изложено в [9,10].

Для расчета процессов генерации электронно-дырочных пар за счет термотуннельной ионизации глубоких уровней была использована аналитическая зависимость частоты ионизации уровня от электрического поля, приведенная в [11]. Поскольку эксперимент проводился при комнатной температуре, в модели учитывалась ионизация только  $M$  уровня (0.54 эВ). Как показано в [12], концентрация глубоких уровней данного типа в кремнии лежит в диапазоне  $N_{PI} = 10^{11} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . В расчетах величина  $N_{PI}$  изменялась от 0 до  $10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

Используемая в расчетах модель на основе уравнений непрерывности приводит в области низких концентраций носителей к артефакту, когда запуск ионизационного фронта происходит за счет лавинного размножения нефизически малых концентраций свободных носителей. Для устранения данного недостатка непрерывной модели в [11] было предложено вводить отсечку по начальной концентрации носителей  $n_0 \sim 10^9 \text{ см}^{-3}$ , до набора которой процессы лавинного размножения носителей не учитываются. При  $n_0 \sim 10^9 \text{ см}^{-3}$  среднее расстояние между носителями составляет  $\sim 10 \text{ мкм}$ , что соответствует ширине фронта ионизации, и является необходимым условием как для запуска фронта, так и для его распространения в структуре. Данный прием был использован и в нашей модели, процессы ударной ионизации включались в момент времени, когда концентрация носителей в какой-либо точке структуры достигала значения  $n_0$ , которое в расчетах изменялось от  $0.3 \cdot 10^9$  до  $2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ .

В расчете использовался реальный профиль распределения легирующих примесей в структуре тиристорных. Исследовались экспериментальные тиристоры, описанные выше, имеющие рабочее напряжение 2 кВ и диаметр полупроводниковой структуры 32 и 40 мм. Тиристоры имели структуру  $p^+-p-n-p-n^+$ -типа толщиной 520 мкм и были изготовлены из кремния  $n$ -типа с различным удельным сопротивлением:  $\rho = 80-85 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  для тиристора диаметром 40 мм (в расчете  $\rho = 85 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ) и  $110-120 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  (тиристор диаметром 32 мм, в расчете  $\rho = 115 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ). Легирующие примеси распределены следующим образом:  $p^+$ -область образована диффузией бора ( $10^{18} \text{ см}^{-3}$ , 50 мкм),  $p$ -области — диффузией алюминия ( $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , 85 мкм),  $n^+$ -область — диффузией фосфора ( $10^{19} \text{ см}^{-3}$ , 20 мкм). Цифры в скобках обозначают граничную концентрацию и глубину залегания примеси.

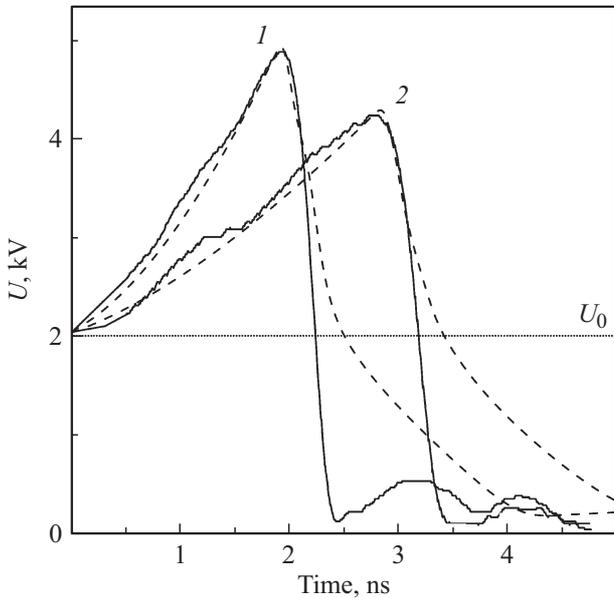
Была проведена серия расчетов, в ходе которых параметры расчетной электрической схемы обеспечивали скорость нарастания напряжения на тиристоре в диапазоне 0.5–9 кВ/нс. Как и в экспериментах, перед подачей внешнего импульса на исследуемый тиристор к нему прикладывалось напряжение смещения  $U_0 = 2 \text{ кВ}$ , несколько меньшее напряжения стационарного пробоя.

#### 3.2. Результаты численных расчетов

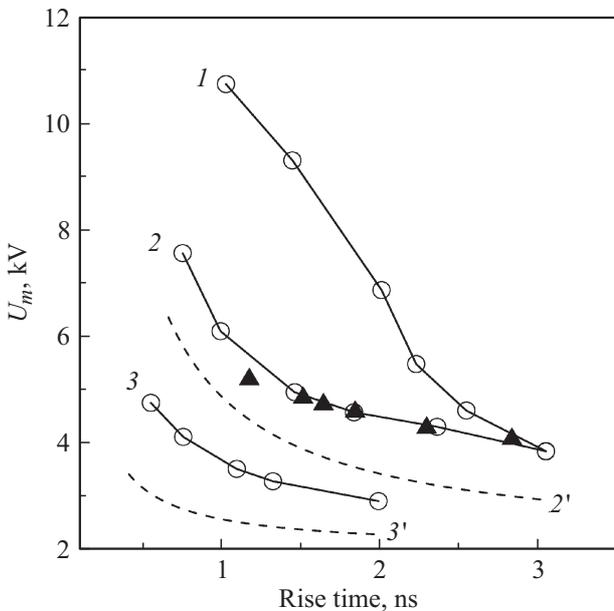
Типичные расчетные зависимости напряжения на тиристоре от времени и их сравнение с экспериментальными осциллограммами показаны на рис. 9. Расчетные зависимости параметров процесса переключения тиристорных представлены на рис. 4, 5 и 10, 11. На этих же рисунках результаты расчетов сравниваются с экспериментом.

Наилучшее совпадение экспериментальных и расчетных зависимостей максимального напряжения от времени его достижения (рис. 10) и от скорости нарастания

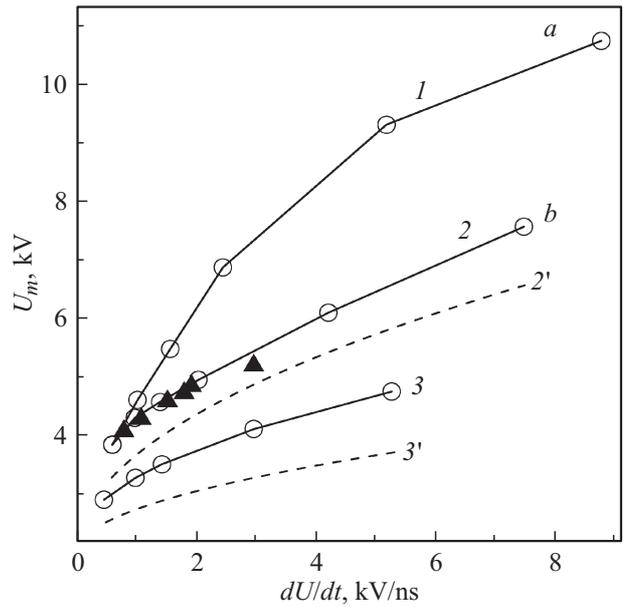
напряжения (рис. 11) получено при  $N_{PI} = 10^{12} \text{ см}^{-3}$  и  $n_0 = 0.5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$  (кривые 2 на рис. 10 и 11). Изменение  $N_{PI}$  и  $n_0$  в большую или меньшую сторону ухудшает согласие с экспериментом. Расчеты, результаты которых показаны на рис. 4, 5 и 9, были проведены при оптималь-



**Рис. 9.** Экспериментальные (сплошные кривые) и расчетные (штриховые кривые) зависимости напряжения от времени на тиристоре диаметром 40 мм при  $R_2 = 44$  и 196 Ом (2). В расчете  $N_{PI} = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_0 = 0.5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ .



**Рис. 10.** Расчетные зависимости максимального напряжения от времени его достижения для тиристора диаметром 40 мм при  $N_{PI} = 10^{11}$ ,  $10^{12}$  и  $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  (сплошные кривые 1, 2 и 3 соответственно) и  $n_0 = 0.5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ . Светлые символы — численный расчет, темные — эксперимент, штриховые линии 2' и 3' — расчет по формуле (15).

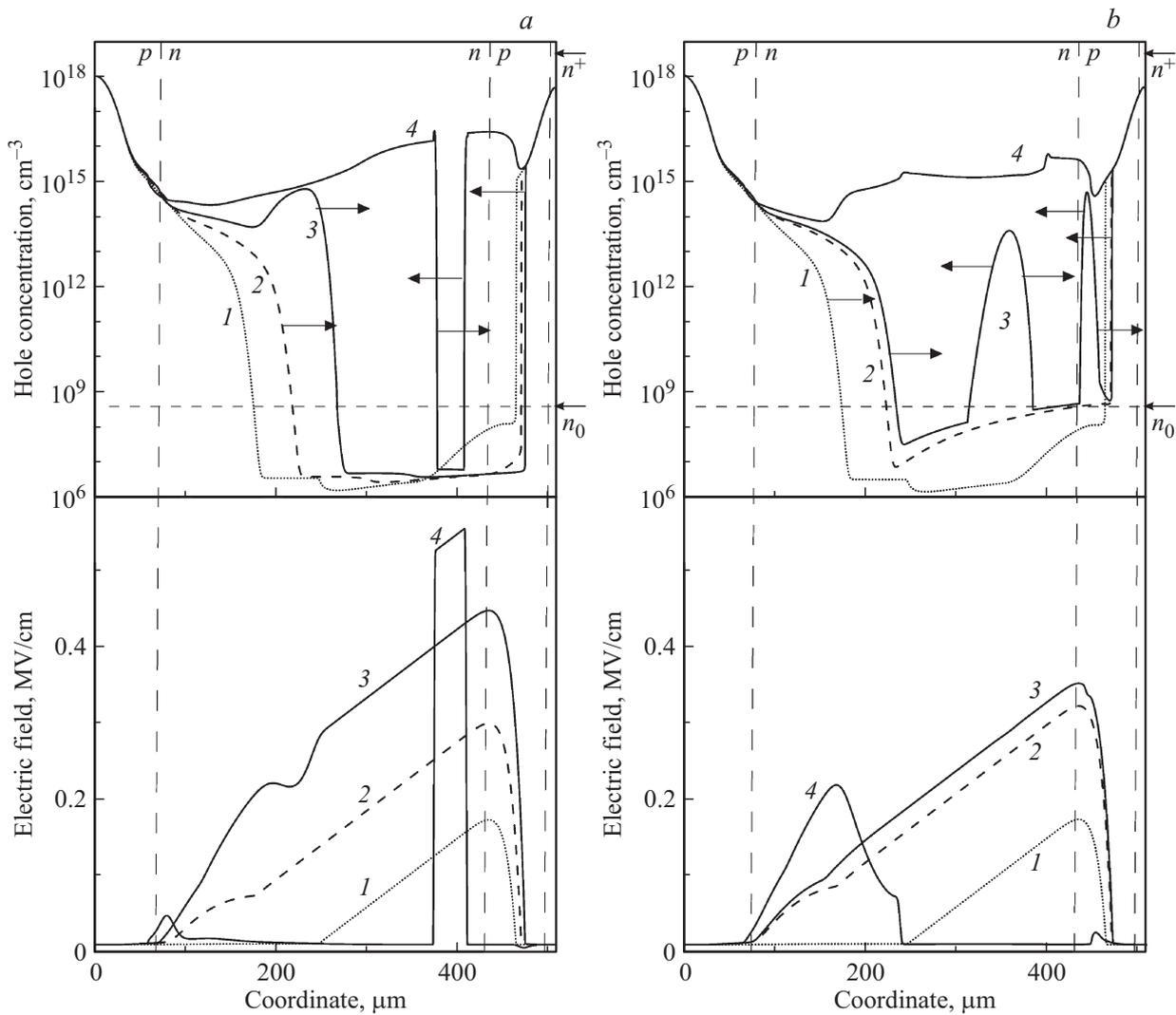


**Рис. 11.** Расчетные зависимости максимального напряжения от скорости роста напряжения на тиристоре диаметром 40 мм при  $N_{PI} = 10^{11}$ ,  $10^{12}$  и  $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  (сплошные кривые 1, 2 и 3 соответственно) и  $n_0 = 0.5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ . Кривая 1 также совпадает с вариантом  $N_{PI} = 0$ . Светлые символы — численный расчет, темные — эксперимент, штриховые линии 2' и 3' — расчет по формуле (16).

ных значениях  $N_{PI} = 10^{12} \text{ см}^{-3}$  и  $n_0 = 0.5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ . Как видно из этих рисунков, получено хорошее количественное согласие с экспериментом и эмпирическими зависимостями при расчете величин напряжения включения и времени его достижения. Расчетный процесс спада напряжения на тиристоре при его переходе в проводящее состояние значительно отличается от экспериментальных осциллограмм (рис. 9). Этот вопрос обсуждается в заключительной части работы.

В расчетах существенное влияние на процесс включения тиристора оказывает величина концентрации глубоких примесей  $N_{PI}$  при ее изменении в диапазоне от  $10^{11}$  до  $10^{13} \text{ см}^{-3}$  (см. рис. 10, 11). При изменении  $N_{PI}$  от 0 до  $10^{11} \text{ см}^{-3}$  различие в процессе переключения тиристора отсутствовало. Далее рассматривается динамика плазмы и электрического поля в структуре тиристора в процессе его включения для двух вариантов параметра  $N_{PI} = 0$  и  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ , которые соответствуют точкам *a* и *b* на рис. 11. Скорость нарастания напряжения на тиристоре  $dU/dt$  для точек *a* и *b* лежала в диапазоне 7–9 кВ/нс. Результаты численных расчетов приведены на рис. 12.

Перед подачей импульса запуска на исследуемые тиристоры к ним прикладывается напряжение внешнего смещения  $U_0 = 2 \text{ кВ}$ . Это приводит к формированию в низколегированной *n*-базе области, обедненной основными носителями заряда (ООЗ), шириной около 180 мкм с концентрацией носителей менее  $10^7 \text{ см}^{-3}$  и максимумом поля в плоскости *n-p*-перехода  $E_0 = 160 \text{ кВ/см}$



**Рис. 12.** Профили распределения концентрации дырок и напряженности электрического поля в различные моменты времени в структуре тиристора диаметром 40 мм для  $N_{pl} = 0$  (a) и  $10^{12} \text{ см}^{-3}$  (b), соответствующие расчетным точкам a и b на рис. 11. Момент времени и соответствующее ему напряжение на структуре: a — 0 нс, 2 кВ (1); 0.96 нс, 5.9 кВ (2); 1.56 нс, 10.7 кВ (3) и 2.39 нс, 2 кВ (4); b — 0 нс, 2 кВ (1); 1.06 нс, 6.6 кВ (2); 1.17 нс, 7.6 кВ (3) и 1.59 нс, 2 кВ (4). Стрелки указывают направление движения ударно-ионизационных фронтов.

(кривая 1 на рис. 12). База тиристора имеет ширину  $W_n = 350 \text{ мкм}$ , поэтому в ней остается нейтральная область размером  $170 \text{ мкм}$ , заполненная основными носителями. Далее, в аналитических оценках будем полагать, что все напряжение на тиристоре формируется в  $n$ -базе, а напряжение в других частях структуры отсутствует.

Распределение электрического поля в ООЗ определяется соотношением

$$E = \frac{q}{\epsilon} N_d (w - x), \tag{7}$$

где  $w$  — ширина ООЗ в  $n$ -базе,  $x$  — координата, отсчитываемая от границы ООЗ в направлении  $n$ - $p$ -перехода,  $N_d$  — концентрация доноров,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость кремния,  $q$  — заряд электрона. Напряжение

на ООЗ запишется как

$$U = \frac{q}{\epsilon} \frac{N_d w^2}{2}. \tag{8}$$

Из (7) и (8) следует

$$U = \frac{\epsilon}{2qN_d} E_m^2, \tag{9}$$

где  $E_m$  — напряженность электрического поля в плоскости  $n$ - $p$ -перехода. В соответствии с (8) и (9) рост напряжения на тиристоре приводит к увеличению как ширины ООЗ, так и максимума поля  $E_m$ .

При подаче на тиристор импульса запуска, нарастающего со скоростью  $\beta = dU/dt$ , ширина ООЗ растет, а размер нейтральной области сокращается. Скорость движения границы поля  $V_E$  можно записать, дифференцируя

по времени (8) и используя (7), в следующем виде

$$V_E = \frac{\beta}{E_m}. \quad (10)$$

При выполнении условия  $\frac{\beta}{E_m} > V_s$  скорость движения границы поля  $V_E$  начинает превышать насыщенную скорость носителей в кремнии  $V_s \sim 10^7$  см/с. В интервале времени 1–2 (рис. 12) величина  $V_E$  при  $E_m > 2 \cdot 10^5$  В/см и  $\beta > 7$  кВ/нс примерно в 3 раза превышает  $V_s$ . Это приводит к проникновению поля в нейтральную область и образованию в его распределении характерного изгиба в окрестности  $p$ – $n$ -перехода (кривая 2 на рис. 12). С ростом напряжения поле в окрестности  $p$ – $n$ -перехода быстро увеличивается, что приводит к увеличению инжекционного тока дырок в базу через  $p$ – $n$ -переход. При этом увеличивается и встречный поток электронов из  $n$ -базы со скоростью, близкой к  $V_s$ .

Процессы, описанные выше для интервала времени 1–2, мало отличаются в вариантах  $a$  и  $b$ . В последующие моменты времени динамика поля и плазмы начинает сильно зависеть от величины  $N_{PI}$ . Рассмотрим сначала процесс включения тиристора, структура которого не содержит глубоких уровней ( $N_{PI} = 0$ , рис. 12,  $a$ ). Из-за отсутствия генерации дополнительных носителей из глубоких уровней рост поля и напряжения на структуре продолжается до более высоких значений, чем в рассмотренном далее случае при  $N_{PI} = 10^{12}$  см $^{-3}$ . Тиристор включается при  $U_m = 10.7$  кВ,  $E_m = 4.4 \cdot 10^5$  В/см и времени нарастания напряжения  $t_r = 1.56$  нс (распределение 3 на рис. 12,  $a$ ).

Инжекция дырок через  $p$ – $n$ -переход в  $n$ -базу приводит к накоплению избыточных носителей с концентрацией, большей  $n_0$ , что запускает процесс лавинного размножения (интервал времени 2–3 на рис. 12,  $a$ ). Далее формируется ионизационный фронт, который пересекает и заполняет  $n$ -базу плотной плазмой. Аналогичный ионизационный фронт формируется и в  $p$ -базе и движется навстречу фронту в  $n$ -базе. Средняя скорость заполнения структуры плазмой в процессе спада напряжения (интервал времени 3–4 на рис. 12,  $a$ ) достигает  $3V_s$ , а плотность плазмы —  $1.4 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$ .

В случае  $N_{PI} = 10^{12}$  см $^{-3}$  (рис. 12,  $b$ ) из-за процессов ионизации глубоких уровней к моменту времени 2 в ООЗ накапливаются избыточные носители, концентрация которых достигает величины  $n_0$ . Этот процесс занимает время  $t_1 = 1.06$  нс, а напряжение на структуре достигает значения  $U_1 = 6.6$  кВ (кривая 2 на рис. 12,  $b$ ). Далее включается процесс лавинного размножения носителей. Поле в структуре продолжает расти еще в течение промежутка времени  $t_2 = 0.11$  нс, достигая максимального значения  $E_m = 3.5 \cdot 10^5$  В/см при  $U_m = 7.6$  кВ (кривая 3 на рис. 12,  $b$ ). Далее наступает процесс спада напряжения, при котором заряд избыточных носителей начинает экранировать внешнее поле. Таким образом, полное время нарастания напряжения  $t_r = 1.17$  нс и определяется суммой двух составляющих — медленной фазы  $t_1$  и быстрой  $t_2$ .

К моменту времени  $t_r$  формируются два характерных максимума концентрации, которые расположены по обе стороны от плоскости  $n$ – $p$ -перехода (кривая 3 на рис. 12,  $b$ ). Всего в структуре образуется шесть ударно-ионизационных фронтов (стрелки на рис. 12,  $b$ ), движущихся навстречу друг другу и заполняющих структуру плотной плазмой. Средняя скорость заполнения структуры плазмой во время процесса спада напряжения достигает  $5V_s$ , а плотность плазмы —  $0.5 \cdot 10^{16}$  см $^{-3}$  (момент времени 4 на рис. 12,  $b$ ). Отметим, что на рис. 12,  $a$  и  $b$  процесс спада напряжения проиллюстрирован до момента времени, когда напряжение на структуре достигает исходного значения  $U_0 = 2$  кВ.

### 3.3. Аналитические оценки

При условии  $E < 5 \cdot 10^5$  В/см зависимость частоты ионизации глубокого уровня  $M$  от электрического поля  $e_{PI}$  из [11] можно представить в следующем приближенном виде:

$$e_{PI} = a \left( 1 - b \cdot \exp \left( - \left( \frac{E}{c} \right)^2 \right) \right), \quad (11)$$

где  $a = 3 \cdot 10^6$  1/с,  $b = 1.16$ ,  $c = 2.6 \cdot 10^5$  В/см.

Полагая, что наиболее интенсивная ионизация носителей происходит в максимуме электрического поля, расположенном в плоскости  $n$ – $p$ -перехода, и величина поля растет в соответствии с (9), как  $E_m^2 = E_0^2 \left( 1 + \frac{\beta}{U_0} t \right)$ , запишем условие достижения величины  $n_0$  при генерации носителей в виде

$$n_0 = N_{PI} \int_0^{t_1} e_{PI}(E_m(t)) dt, \quad (12)$$

где  $t_1$  — время достижения величины  $n_0$ .

Приближенное решение (12) с учетом (11) позволяет записать величину приращения напряжения относительно  $U_0$  к моменту времени  $t_1$  следующим образом:

$$\frac{\beta}{U_0} t_1 = 0.8 \left( \frac{2}{a \cdot b} \left( \frac{c}{E_0} \right)^2 \exp \left( \left( \frac{E_0}{c} \right)^2 \right) \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{k \cdot n_0}{N_{PI}} \frac{\beta}{U_0} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (13)$$

где  $k = 2$  — подгоночный параметр. Введение параметра  $k$  связано со следующим обстоятельством. Во время генерации электронно-дырочных пар при ионизации глубоких уровней электрическое поле смещает дырки и электроны в противоположных направлениях, уменьшая тем самым концентрацию носителей в плоскости  $n$ – $p$ -перехода. По этой причине концентрация носителей достигает величины  $n_0$  не в плоскости  $n$ – $p$ -перехода, а в областях структуры, смещенных на  $\sim 100$  мкм в  $n$ -базу и на  $\sim 20$  мкм в  $p$ -базу. Снижение концентрации носителей в плоскости  $n$ – $p$ -перехода учитывается поправочным коэффициентом  $k$ , величина которого выбрана из анализа результатов численного расчета.

Далее оценим напряжение на тиристоре  $U_1$  в момент времени  $t_1$ . Перепишем (13) в виде

$$\frac{\beta}{U_0} t_1 = \gamma \left( \frac{k \cdot n_0}{N_{PI}} \frac{\beta}{U_0} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (14)$$

где  $\gamma = 1.19 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{1/2}$ . Используя (9) и (14), можно записать выражение для  $U_1$  в зависимости от времени  $t_1$  (15) и скорости нарастания напряжения  $\beta$  (16):

$$U_1 = U_0 \left( 1 + \gamma^2 \left( \frac{k \cdot n_0}{N_{PI}} \right) \frac{1}{t_1} \right), \quad (15)$$

$$U_1 = U_0 \left( 1 + \gamma \left( \frac{k \cdot n_0}{N_{PI}} \frac{\beta}{U_0} \right)^{\frac{1}{2}} \right). \quad (16)$$

Зависимости (15) и (16) для двух вариантов  $N_{PI}$  показаны на рис. 10, 11. Кривые смещены вниз по оси напряжения относительно кривых, полученных в численном расчете, поскольку  $U_m > U_1$  и  $t_r > t_1$  (переход от  $U_1$  к  $U_m$  требует дополнительного времени  $t_2$  для развития процессов лавинного размножения носителей).

#### 4. Обсуждение результатов

Процесс переключения тиристора можно разделить на две последовательные стадии — нарастание напряжения до переключения тиристора и спад напряжения на нем при переходе в проводящее состояние. Основные результаты исследования первой стадии приведены на рис. 4, 5 и 10, 11, второй — на рис. 6–9.

Зависимости  $U_m$  от  $t_r$  (рис. 4 и 10) отражают общую закономерность процесса пробоя всех диэлектрических сред — увеличение пробивного напряжения при сокращении длительности воздействующего импульса перенапряжения. Хотя физические процессы пробоя диэлектриков различаются в разных средах, соотношения, описывающие эти явления, могут быть схожими. В частности, эмпирическое соотношение (1), полученное в настоящей работе, с точностью до коэффициентов совпадает с эмпирическим соотношением, полученным при исследовании пробоя перенапряженных промежутков в газе [13]. В нашем случае увеличение времени воздействия напряжения на полупроводниковую структуру приводит в соответствии с (12) и (15) к тому, что начальная концентрация носителей  $n_0$  достигается при меньшем напряжении.

Различное поведение тиристорov разного диаметра на стадии роста напряжения обусловлено различием удельного сопротивления исходного кремния, из которого они были изготовлены. Тиристор диаметром 32 мм ( $\rho = 110 \cdot 120 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ) при одних и тех же значениях  $t_r$  (рис. 4) и  $dU/dt$  (рис. 5) имеет на  $\sim (10-20)\%$  более высокие экспериментальные значения  $U_m$ , чем тиристор диаметром 40 мм ( $\rho = 80-85 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ ). Поскольку в тиристоре с увеличенным удельным сопротивлением поле в структуре распределяется более однородно, то

для его пробоя требуется большее напряжение. Это подтверждается как численным расчетом, так и следует из соотношений (15) и (16).

Численное моделирование показало, что для объяснения экспериментальных зависимостей напряжения включения  $U_m$  от времени его достижения  $t_r$  и скорости нарастания напряжения  $dU/dt$  необходим учет процесса ионизации глубоких уровней. Наилучшее согласие с экспериментом достигнуто при концентрации глубоких уровней  $N_{PI} = 10^{12} \text{ см}^{-3}$  (рис. 4, 5). Моделирование процесса включения тиристора, структура которого не содержит глубоких уровней ( $N_{PI} = 0$ ), приводит к значительному повышению напряжения включения по сравнению с экспериментом (рис. 10, 11, кривые 1). Процесс включения тиристора при этом отличается и качественно. В структуре тиристора при  $N_{PI} = 0$  образуется два ударно-ионизационных фронта за счет инжекции дырок через  $p-n$ -переход и электронов через  $p-n^+$ -переход. При  $N_{PI} = 10^{12} \text{ см}^{-3}$  кроме данных двух фронтов в структуре образуется еще четыре фронта, возникающие при ионизации глубоких уровней (рис. 12, b).

Необходимость учета процесса ионизации глубоких уровней при включении тиристора была также подтверждена аналитически при выводе соотношений (15) и (16), которые имеют хорошее количественное согласие с экспериментом.

Анализ результатов исследования стадии спада напряжения на тиристоре показал следующее. Из эмпирического соотношения (4), описывающего зависимость времени спада напряжения  $t_s$  от величины  $U_m$  (рис. 6), следует, что в приближенном виде величина  $t_s \sim 1/(U_m - U_0)^2$  или  $t_s \sim 1/(E_m - E_0)^2$ . Эти соотношения подтверждают вывод о том, что процесс спада напряжения обусловлен распространением в структуре тиристора ударно-ионизационных волн, для которых скорость движения фронта пропорциональна величине  $(E_m - E_b)^2$ , где  $E_b$  — поле стационарного пробоя [14].

Слабая зависимость отношения времени нарастания напряжения к времени его спада  $t_r/t_s$  от величины  $U_m$  (рис. 8) связана с тем, что увеличение времени  $t_r$  влечет за собой снижение величины поля  $E_m$ , при котором включается тиристор. Снижение поля замедляет скорость движения ударно-ионизационных волн и соответственно увеличивает также и время переключения  $t_s$ . Отношение  $t_r/t_s$ , называемое коэффициентом обострения импульса, для диодных обострителей достигает  $\sim 10$  [5,15]. В нашем случае коэффициент обострения находился в диапазоне от 5 до 7 (рис. 8).

Результаты численного моделирования процесса спада напряжения демонстрируют значительное расхождение с экспериментом (рис. 9). Причем это различие увеличивается по мере спада напряжения на тиристоре. В численном расчете при спаде напряжения величина поля в структуре уменьшается, что ведет к снижению скорости распространения ударно-ионизационных волн и замедлению процесса спада напряжения.

На наш взгляд, расхождение расчетных и экспериментальных данных может быть обусловлено неоднородностью распределения тока по площади структуры, которое в модели не учитывается. В ряде работ для согласования расчетных и экспериментальных данных на стадии спада напряжения предполагалось, что ток протекает только по части площади структуры [16,17]. Такой подход, приводящий к увеличению плотности тока и скорости процесса коммутации, может быть использован и в нашем случае для снижения расчетного времени переключения. Этому вопросу будет посвящено отдельное исследование.

Авторы выражают благодарность А.В. Ставцеву и А.А. Писареву за предоставленную информацию по профилю легирования структуры исследованных тиристорov.

Работа выполнена в рамках темы государственного задания № 0389-2014-0005, поддержана грантами РФФИ № 14-08-31348 и 15-08-07821 и проектом УрО РАН № 15-17-2-42.

## Список литературы

- [1] Ю.В. Аристов, В.Б. Воронков, И.В. Грехов, А.К. Козлов, С.В. Коротков, А.Г. Люблинский. ПТЭ, № 2, 87 (2007).
- [2] С.В. Коротков, Ю.В. Аристов, В.Б. Воронков, А.Л. Жмодиков, Д.А. Коротков, А.Г. Люблинский. ПТЭ, № 5, 90 (2009).
- [3] I.V. Grekhov, S.V. Korotkov, P.V. Rodin. IEEE Trans. Plasma Sci., **PS-36** (2), 378 (2008).
- [4] I.V. Grekhov. IEEE Trans. Plasma Sci., **PS-38** (5), 1118 (2010).
- [5] В.М. Тучкевич, И.В. Грехов. *Новые принципы коммутации больших мощностей полупроводниковыми приборами* (Л., Наука, 1988).
- [6] А.И. Гусев, С.К. Любутиц, С.Н. Рукин, С.Н. Цыранов. Изв. вузов. Физика, № 12/2, 152 (2014).
- [7] А.И. Гусев, С.К. Любутиц, С.Н. Рукин, С.Н. Цыранов. ПТЭ, № 3, 65 (2015).
- [8] <http://www.proton-electrotex.com>
- [9] С.К. Любутиц, С.Н. Рукин, Б.Г. Словиковский, С.Н. Цыранов. ФТП, **46** (4), 535 (2012).
- [10] А.И. Гусев, С.К. Любутиц, С.Н. Рукин, Б.Г. Словиковский, С.Н. Цыранов. ФТП, **48** (8), 1095 (2014).
- [11] P. Rodin, A. Rodina, I. Grekhov. J. Appl. Phys., **98**, 094 506 (2005).
- [12] E.V. Astrova, V.B. Voronkov, V.A. Kozlov, A.A. Lebedev. Semicond. Sci. Technol., **13**, 488 (1998).
- [13] Г.И. Сканава. *Физика диэлектриков (область сильных полей)* (М., Физматлит, 1958) гл. 5, с. 141.
- [14] A. Minarsky, P. Rodin. J. Appl. Phys., **113**, 144 512 (2013).
- [15] A.F. Karido-Sysoev. In: *Ultra-wideband radar technology*, ed. by J.D. Taylor (CRC Press, Boca Raton—London—N.Y.—Washington, 2001).
- [16] А.Ф. Кардо-Сысоев, М.В. Попова. ФТП, **30** (5), 803 (1996).
- [17] П.Б. Родин, А.М. Минарский, И.В. Грехов. Письма ЖТФ, **38** (11), 78 (2012).

Редактор К.В. Емцев

## High-power thyristors switching by nanosecond rise time overvoltage pulse

A.I. Gusev<sup>\*+</sup>, S.K. Lyubutin<sup>\*</sup>, S.N. Rukin<sup>\*</sup>, S.N. Tsyranov<sup>\*+</sup>

<sup>\*</sup> Institute of Electrophysics,  
Ural Branch of Russian Academy of Sciences,  
620016 Ekaterinburg, Russia  
<sup>+</sup> Ural Federal University,  
620002 Ekaterinburg, Russia

**Abstract** High-power thyristor switching from the blocking state to the conducting state by using an overvoltage pulse with a nanosecond rise time has been investigated. Low-frequency tablet thyristors with the maximum operating voltage of 2 kV were chosen for this investigation. An external overvoltage pulse was applied across the thyristor main electrodes, which ensured a voltage rise rate from 0.5 to 6 kV/ns. Under such conditions, the time of switching a thyristor into the conducting state was within 200 to 400 ps. Empirical relations were obtained based on the experimental data. The relations connect main parameters of the switching process: the switch-on voltage, the voltage rise time before switching, and the thyristor closing time. It was shown by numerical simulations that the ionization of deep levels in silicon needs to be taken into consideration to explain the results obtained.