

06;12

Сверхбыстрое переключение тока на основе туннельно-ударного ионизационного фронта полупроводниковым кремниевым коммутатором

© С.К. Любутин, С.Н. Рукин, Б.Г. Словиковский, С.Н. Цыранов

Институт электрофизики УрО РАН, Екатеринбург
E-mail: rukin@ier.uran.ru

Поступило в Редакцию 15 июля 2004 г.

В окончательной редакции 8 ноября 2004 г.

Экспериментально реализован и теоретически исследован сверхбыстрый механизм коммутации тока в полупроводниках на основе туннельно-ударного ионизационного фронта. На полупроводниковый прибор, содержащий 20 последовательно соединенных кремниевых диодных структур, подавался импульс напряжения амплитудой 220 kV с временем нарастания 1 ns. После переключения прибора в передающей 50-Ω линии получены импульсы с амплитудой 150–160 kV, импульсной мощностью 500 MW, длительностью 1.4 ns и временем нарастания 200–250 ps. Максимальные скорости роста тока и напряжения составили 10 kA/ns и 500 kV/ns соответственно. Плотность коммутируемого тока — 13 kA/cm². Приводятся результаты численного моделирования, показывающие, что инициирующим фактором процесса коммутации тока является достижение электрическим полем величины 1 MV/cm в окрестности *p-n*-перехода, когда начинается туннельная ионизация кремния.

1. Один из наиболее быстродействующих способов коммутации тока в полупроводниках основан на формировании задержанной ударно-ионизационной волны в базе *p⁺-n-n⁺*-диода, при этом скорость пробега волны заполнения базы электронно-дырочной плазмой в несколько раз превышает насыщенную скорость носителей [1,2]. Для возбуждения волны требуется скорость нарастания обратного напряжения на диоде $\sim 10^{12}$ V/s. Коммутационный процесс начинается с задержкой в 2–4 ns, когда поле в окрестности *p-n*-перехода достигает величины ~ 200 –300 kV/cm. Образующаяся в базе диода электронно-дырочная

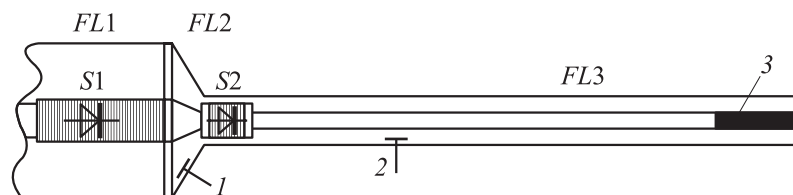


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

плазма с концентрацией порядка 10^{16} cm^{-3} позволяет коммутировать плотность тока в несколько kA/cm^2 за время в сотни ps.

В теоретических работах [3,4] было показано, что процесс формирования и перемещения ионизационного фронта принципиально изменяется, если скорость нарастания напряжения увеличивается до 10^{13} V/s , а база диода не содержит свободных носителей. В этом случае поле у $p-n$ -перехода через время около 1 ns достигает величины $\sim 1 \text{ MV/cm}$, после чего начинается туннельная ионизация кремния. Образующиеся свободные носители инициируют лавинный ударно-ионизационный процесс и формирование ионизационного фронта. Такой туннельно-ударный ионизационный фронт движется со скоростью, в десятки раз превышающей насыщенную скорость носителей, и создает за собой плазму с концентрацией, превышающей 10^{17} cm^{-3} .

Цель работы состоит в практической реализации туннельно-ударного механизма переключения тока в кремниевом диоде, а также исследовании этого процесса методами численного моделирования.

2. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Для создания перенапряжения на исследуемом коммутаторе S2 использовался твердотельный генератор коротких импульсов SM–3NS, содержащий на выходе прерыватель тока на основе SOS-диодов и дополнительную обостряющую секцию, включающую формирующую линию и диодный обостритель импульсов [5]. На рис. 1 приведена выходная часть зарядного генератора, содержащая 50-Ω формирующую линию FL1 с внешним диаметром 90 mm и диодный обостритель S1, работающий в режиме задержанной ударно-ионизационной волны. К выходу зарядного генератора подключена коническая линия FL2 длиной 25 mm. Линия выполняет роль промежуточного емкостного накопителя и согласо-

ывает диаметры линий $FL1$ и $FL3$. Передающая линия $FL3$ имеет волновое сопротивление 48.6Ω при наружном диаметре 30 mm и согласована на конце резистивной нагрузкой Z . Все линии заполнены трансформаторным маслом.

Исследуемый коммутатор $S2$ был установлен в начале передающей линии $FL3$ и представлял собой сборку из 20 последовательно соединенных кремниевых диодных структур $p^+ - p - n - n^+$ -типа толщиной $320 \mu\text{m}$ и площадью 0.25 cm^2 каждая. Глубина залегания $p - n$ -перехода в структурах составляла $165 \mu\text{m}$. Общая межэлектронная длина коммутатора, включая толщину промежуточных медных пластин-охладителей, составляла 9 mm .

Для регистрации импульсов напряжения в линиях $FL2$ и $FL3$ использовались емкостные делители напряжения 1 и 2 . Импульсы с делителей выводились на цифровой стробоскопический осциллограф TDS820 с полосой пропускания 6 GHz . Собственное время нарастания сигнала в измерительной системе не превышало 70 ps . Измерения проводились при частоте следования импульсов от 100 до 200 Hz .

При включении генератора $SM - 3NS$ линия $FL1$ заряжается за 3 ns до напряжения $\sim 300 \text{ kV}$, после чего срабатывает коммутатор $S1$ и начинается заряд линии $FL2$. Напряжение на $FL2$ нарастает до $\sim 220 \text{ kV}$ за время около 1 ns , и в этот момент времени включается исследуемый коммутатор $S2$, что приводит к разряду линий $FL1$ и $FL2$ на линию $FL3$ и нагрузку.

Рис. 2 демонстрирует форму импульса с емкостного делителя 2 , установленного в передающей линии $FL3$. Амплитуда импульса напряжения — 156 kV , тока — 3.2 kA , пиковая мощность — 500 MW , длительность импульса на полувывсоте — 1.4 ns , плотность тока в коммутаторе $S2$ — около 13 kA/cm^2 . При зарядке линии $FL2$ через коммутатор $S2$ в течение $\sim 1 \text{ ns}$ протекает ток смещения, создавая в линии $FL3$ предимпульс, амплитуда которого составляет $\sim 10\%$ от амплитуды основного импульса. Поэтому время коммутации тока оценивалось из осциллограмм по уровню $0.2 - 0.9$ от амплитудного значения. При этих условиях измеренное время коммутации составило 214 ps . Максимальные значения скорости роста тока и напряжения в передающей линии $FL3$ составили 10.4 kA/ns и 504 kV/ns соответственно.

3. Теоретическая модель заключалась в совместном решении уравнений Кирхгофа, описывающих работу электрической схемы, и уравнений динамики электронов и дырок в структуре диода. Полагалось, что

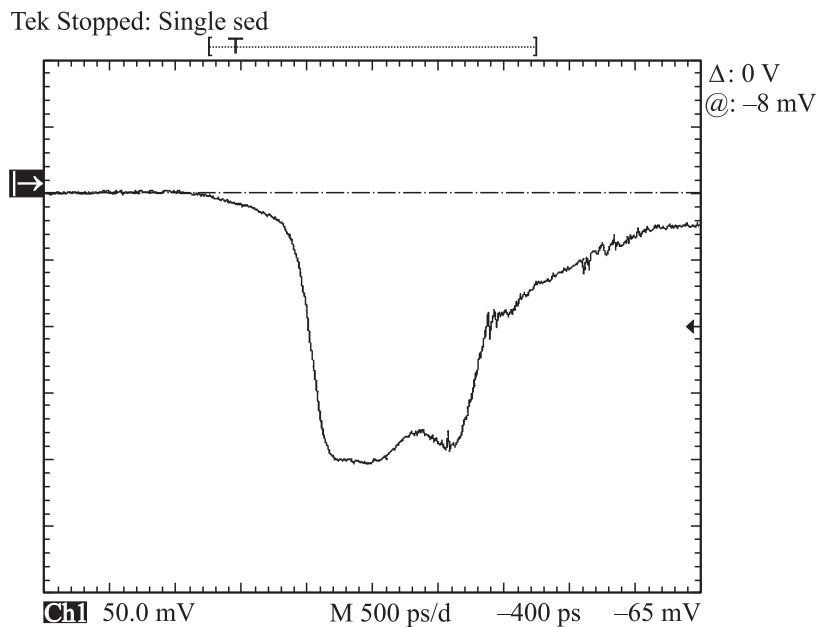


Рис. 2. Осциллограмма импульса напряжения в передающей линии FL3. Масштаб по горизонтали — 500 ps/деление.

напряжение по последовательно соединенным структурам распределяется равномерно, поэтому процесс коммутации тока рассчитывался для одной полупроводниковой структуры. Учитывался реальный профиль распределения легирующих примесей в структуре. Структура имела толщину $W = 320 \mu\text{m}$ и площадь $S = 0.25 \text{ cm}^2$. База структуры образована n -кремнием с исходной концентрацией 10^{14} cm^{-3} . В структуре p^+ -область образована диффузией бора (10^{21} cm^{-3} ; $85 \mu\text{m}$), p -область — диффузией алюминия (10^{17} cm^{-3} ; $165 \mu\text{m}$), n^+ -область — диффузией фосфора ($5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$; $90 \mu\text{m}$). Цифры в скобках обозначают граничную концентрацию и глубину залегания примеси соответственно.

Для расчета процессов динамики электронов и дырок в структуре диода использовалась фундаментальная система уравнений, состоящая из уравнений непрерывности для электронов и дырок и уравнения

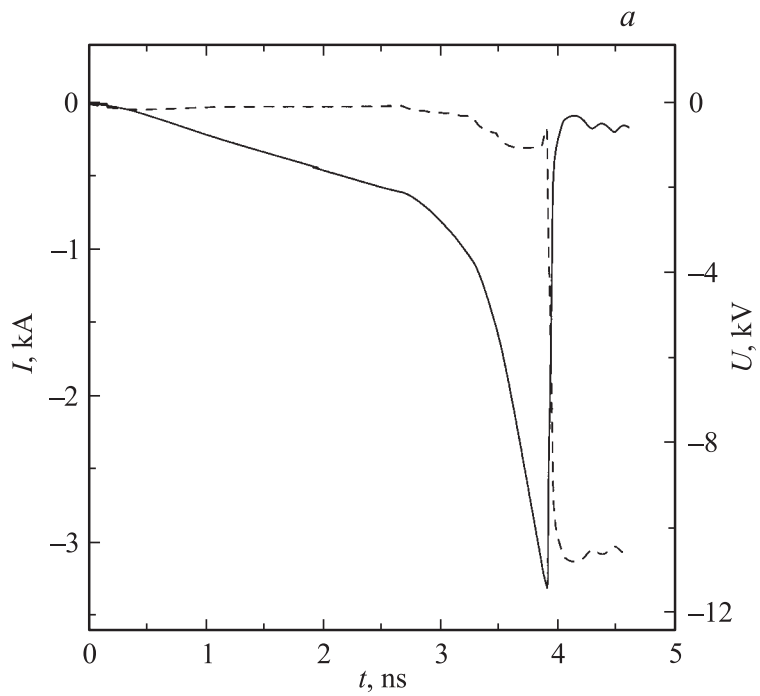


Рис. 3. Расчетные зависимости тока (штриховая линия) и напряжения (сплошная линия) от времени на структуре.

Пуассона для электрического поля. Аналогично работе [3] учитывалась объемная скорость туннельной генерации электронно-дырочных пар. Более подробное описание теоретической модели приведено в [6].

Зависимость действующего напряжения на структуру от времени бралась из эксперимента (сплошная кривая на рис. 3). Она состоит из двух участков. Первый участок — относительно медленный предимпульс — обусловлен протеканием тока смещения через коммутатор *S1* при зарядке линии *FL1*. После срабатывания коммутатора *S1* начинается второй участок — быстрый заряд линии *FL2*.

Расчеты показали, что на первом участке в течение ~ 3 ns, когда напряжение на структуре медленно нарастает до ~ 2 kV, происходит

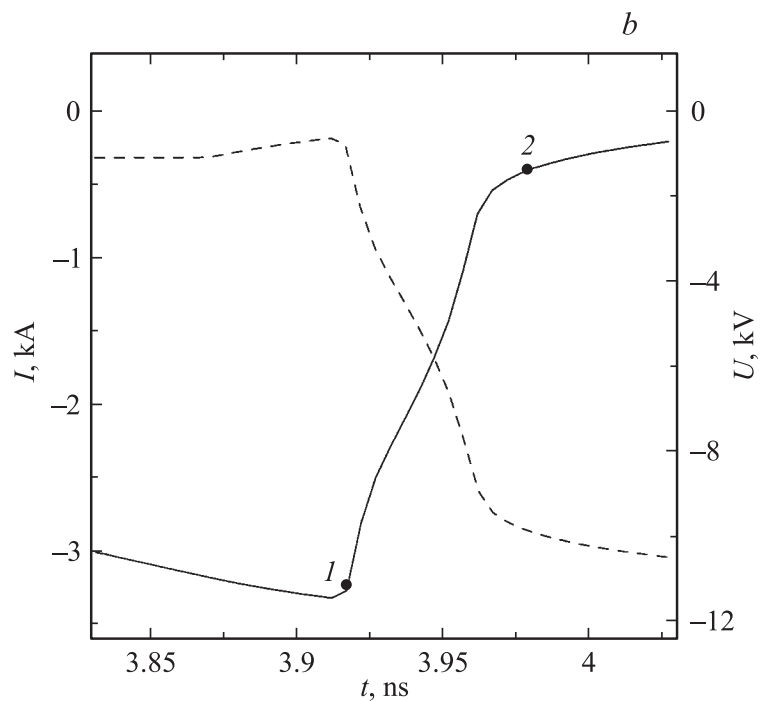


Рис. 3 (продолжение).

вынос основных носителей из низколегированных p - и n -областей и формируется область сильного поля с максимумом в районе p - n -перехода. На втором участке напряжение быстро увеличивается со скоростью 10 – 15 kV/ns и через 0.9 ns достигает величины 11.4 kV, после чего за ~ 60 ps падает практически до нуля, а ток возрастает до ~ 3 kA (рис. 3).

В момент максимального напряжения на структуре поле в районе p - n -перехода достигает величины $E_m \sim 1$ MV/cm, и начинается туннелирование носителей, которые инициируют лавинное размножение и запускают туннельно-ионизационную волну. Волна распространяется в обе стороны от p - n -перехода, заполняя низколегированные p - и n -области плазмой высокой плотности. На рис. 4 показаны распределе-

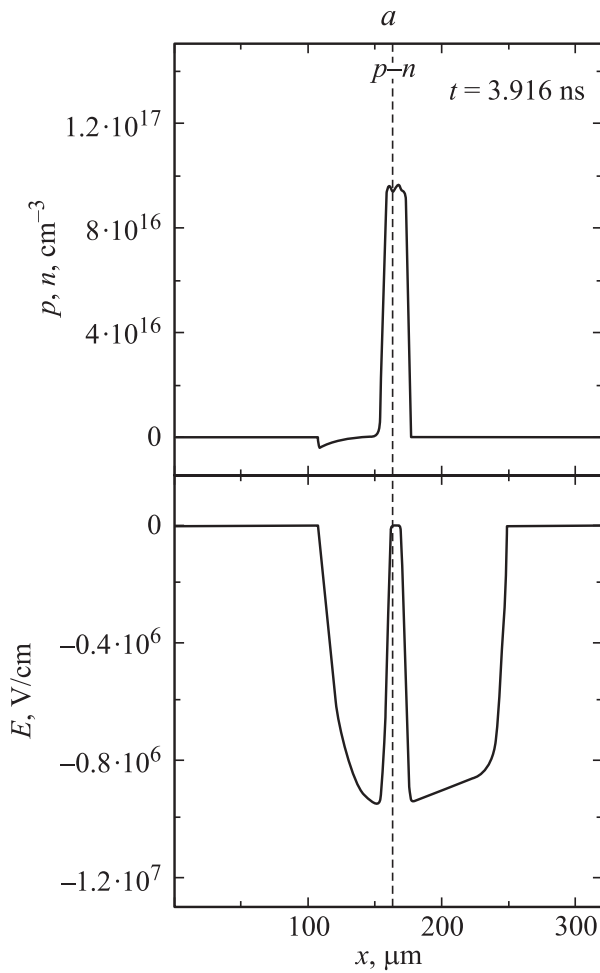


Рис. 4. Профили распределения концентрации избыточной плазмы и напряженности электрического поля в структуре для момента времени 1 на рис. 3 (a) и момента времени 2 (b).

ния концентрации плазмы и электрического поля в структуре в начале процесса коммутации тока (соответствует моменту времени 1 на рис. 3) и при его окончании (момент времени 2). Разница во времени между

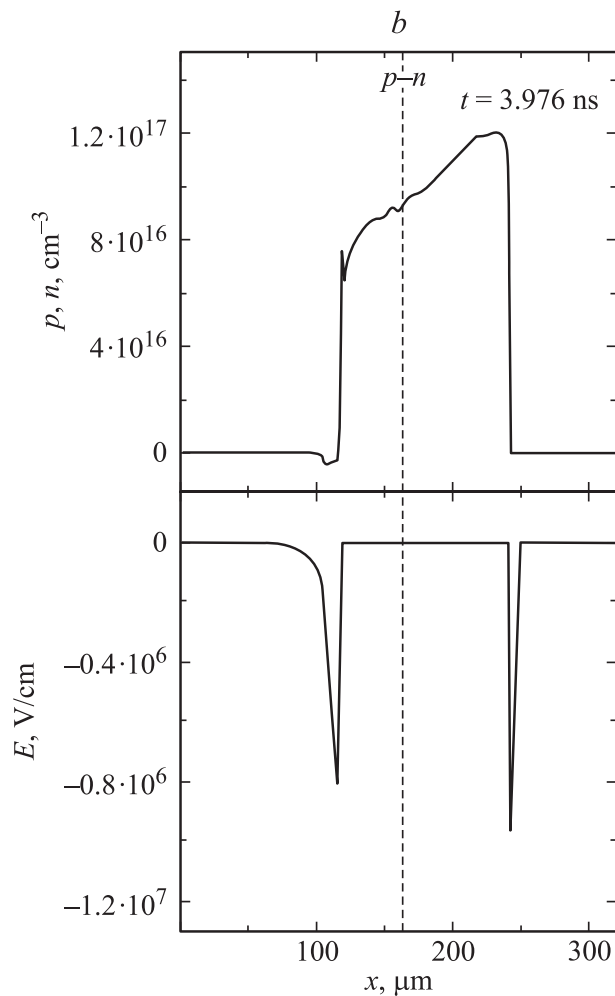


Рис. 4 (продолжение).

распределениями на рис. 4 (точками 1 и 2 на рис. 3) составляет 60 ps. Средняя концентрация плазмы в структуре составляет 10^{17} cm^{-3} , что на порядок превышает концентрацию плазмы, образующейся при обычной ударно-ионизационной волне.

Численные расчеты показали принципиально важную роль медленного предимпульса напряжения, который выполняет функцию источника обратного смещения и обеспечивает удаление основных носителей из низколегированных областей структуры перед процессом быстрого нарастания напряжения. Замена экспериментальной кривой нарастающего напряжения с предимпульсом на линейную зависимость роста напряжения на структуре со скоростью 10 kV/ns приводит к тому, что поле в структуре не достигает значения, при котором начинается туннельная ионизация. Процесс лавинного размножения носителей начинается при достижении полем величины $200\text{--}300 \text{ kV/cm}$. При этом происходит формирование обычной ударно-ионизационной волны с концентрацией плазмы около 10^{16} cm^{-3} .

Учитывая то обстоятельство, что ток в процессе коммутации в обедненных p - и n -областях структуры переносится только током смещения, а поле в этих областях не может превышать величины E_m , соответствующей началу процесса туннельной ионизации, можно получить скорость движения границ поля и плазмы в следующем виде:

$$V = \frac{J}{e \cdot (N_d - N_a)}, \quad (1)$$

где J — плотность тока, N_d и N_a — концентрации доноров и акцепторов, e — заряд электрона.

При продвижении волны в p -область одновременно с ростом плотности тока растет и концентрация акцепторов. Поэтому скорость волны в p -области почти не меняется. Поскольку в n -области концентрация доноров постоянна, то с ростом плотности тока скорость волны растет, достигая величины $\sim 30 V_s$ ($V_s \sim 10^7 \text{ cm/s}$ — насыщенная скорость носителей). При проникновении волны в высоколегированную n^+ -область скорость волны резко падает. В расчетах средняя скорость движения волны в p -области составляла $8 V_s$, в n -области — $14 V_s$, а полная скорость заполнения структуры плазмой — $22 V_s$.

Рост скорости волны приводит к растягиванию области объемного заряда на границе плазмы, что увеличивает максимум поля E_m , и, как следствие, интенсивность процессов лавинного размножения. В n -области величина E_m на быстром участке роста тока достигает значения 1.1 MV/cm , а концентрация плазмы возрастает от $1 \cdot 10^{17}$ до $1.2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Обратная картина наблюдается в p -области, где величина E_m уменьшается от 1 до 0.8 MV/cm , а концентрация плазмы

от $1 \cdot 10^{17}$ до $0.7 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ (рис. 4). Необходимо отметить, что, поскольку носители, инициирующие процесс лавинного размножения, могут появиться только посредством туннелирования, величина поля E_m в расчете не опускается ниже $0.8\text{--}0.9 \text{ MV/cm}$.

4. Таким образом, в работе экспериментально реализован туннельно-ударный механизм переключения тока в кремниевом диоде. Для полупроводникового прибора достигнуты рекордные значения по скорости коммутации: скорость переключения напряжения — 500 kV/ns , тока — 10 kA/ns , плотность коммутируемого тока — 13 kA/cm^2 при времени коммутации менее 250 ps .

Численное моделирование показало, что инициирующим фактором процесса коммутации тока является достижение электрическим полем величины 1 MV/cm в окрестности $p\text{--}n$ -перехода, когда начинается туннельная ионизация кремния. Учет реального профиля легирования структуры с глубоким залеганием $p\text{--}n$ -перехода позволил установить, что в структуре формируются два ионизационных фронта, одновременно распространяющиеся от плоскости $p\text{--}n$ -перехода в обе стороны — как в n -базу, так и в p -область, снижая тем самым общее время заполнения структуры плазмой. Суммарная скорость заполнения структуры плазмой в 22 раза превышает насыщенную скорость носителей.

Значения напряжения, при котором начинается процесс переключения, и коммутируемого тока, полученные в расчете, практически совпадают с экспериментальными данными. Основное расхождение между численным расчетом и экспериментом состоит в различном времени переключения тока — 60 и $\sim 200 \text{ ps}$ соответственно. Расхождение связано с конечной геометрической длиной коммутатора $S2$ и его индуктивностью. Оценки минимально возможной длительности фронта импульса в условиях данного эксперимента дали следующие результаты. Время распространения электромагнитной волны по длине прибора в трансформаторном масле и время установления волны в передающей линии $FL3$ составляют 95 ps , время нарастания импульса напряжения в передающей линии, обусловленное индуктивностью коммутатора, составляет 150 ps . Учитывая, что собственное время нарастания сигнала в тракте регистрации составляет $\sim 70 \text{ ps}$, можно утверждать, что длительность фронта импульса напряжения, регистрируемая в эксперименте, не может быть менее $\sim 190 \text{ ps}$.

Список литературы

- [1] *Грехов И.В., Кардо-Сысоев А.Ф.* // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. В. 15. С. 950–953.
- [2] *Грехов И.В., Кардо-Сысоев А.Ф., Костина Л.С., Шендерей С.В.* // ЖТФ. 1981. Т. 51. В. 11. С. 1709–1711.
- [3] *Rodin P., Ebert U., Hundsdorfer W., Grekhov I.* // J. of Appl. Phys. 2002. V. 92. N 2. P. 958–964.
- [4] *Rodin P., Ebert U., Hundsdorfer W., Grekhov I.* // J. of Appl. Phys. 2002. V. 92. N 4. P. 1971–1980.
- [5] *Аличкин Е.А., Любутин С.К., Пономарев А.В. и др.* // ПТЭ. 2002. № 4. С. 106–111.
- [6] *Рукин С.Н., Цыранов С.Н.* // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. В. 1. С. 43–50.