

## МОДЕЛИРОВАНИЕ БЫСТРЫХ ИОНИЗАЦИОННЫХ ВОЛН ПРИ ПРОБОЕ В КРЕМНИЕВЫХ $p-n$ -ПЕРЕХОДАХ

© А.Ф.Кардо-Сысоев, М.В.Попова

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
(Получена 30 мая 1995 г. Принята к печати 7 июня 1995 г.)

Представлены результаты моделирования «задержанного пробоя» и генерации быстрой ионизационной волны в кремниевых  $p^+ - n - n^+$ -структурах с концентрацией в  $p$ -слое  $10^{18} \text{ см}^{-3}$  и  $n$ -слое  $1.25 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Толщина  $n$ -слоя изменялась в пределах  $100 \div 350 \text{ мкм}$ , площадь структуры — в пределах  $0.005 \div 0.022 \text{ см}^2$ , используемые скорости нарастания напряжения составляли 2 и  $4 \text{ кВ/нс}$ .

Моделирование показывает, что когда волна достигает нейтральной области, скорость нарастания тока уменьшается, и в течение некоторого времени ( $t_d$ ) ток ограничен малой проводимостью нейтральной области и остается почти постоянным. Затем происходит быстрая ионизация однородно по всей нейтральной области и скорость возрастания тока снова резко увеличивается. Эксперименты никогда не показывают такой двухступенчатой зависимости. Указанное несоответствие связывается с пространственной неоднородностью процесса (токовое шнурование), и предлагается следующая модель неоднородности: полная площадь структуры разбивается на две части — одна балластная, через которую не течет ток проводимости, а во второй имеет место однородная ионизация. Как и ожидалось, для некоторого отношения включенной площади к общей, равного  $K = 0.1 \div 0.25$ , «полка» постоянного тока становится короче и почти исчезает при  $K < 0.1$ .

Известно, что начало пробоя твердых диэлектриков носит волновой характер — образуется тонкий ионизационный канал, распространяющийся от одного электрода к другому со скоростью, превышающей скорость дрейфа носителей в поле промежутка и обычно называемый стриммером.

В полупроводниковых приборах с  $p-n$ -переходом, смещенным запирающим напряжением, меньшим чем напряжение лавинного пробоя, при последующем увеличении смещения со скоростью нарастания  $\sim 10^{12} \text{ В/с}$  возбуждается и распространяется быстрая ударно-ионизационная волна с плоским фронтом и однородной по сечению плотностью тока. Скорость движения фронта волны определяется лишь быстротой развития ионизационных процессов в перенапряженной области и может значительно (на порядки величин) превышать насыщенную скорость ( $v_s$ ) носителей в полупроводнике. Таким образом, объем полупроводника заполняется хорошо проводящей плазмой в течение десятков пикосекунд [1,2].

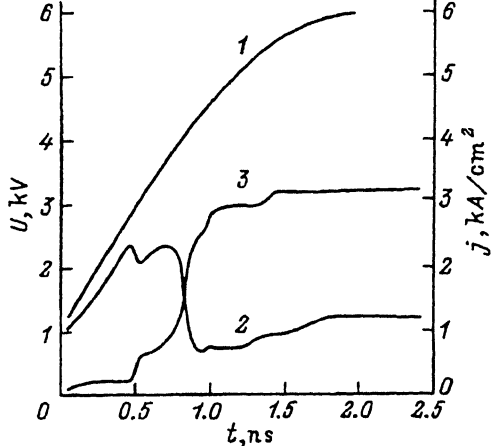


Рис. 1. Расчетные зависимости: 1 — напряжение источника; 2 — падение напряжения на диоде в разные моменты времени; 3 — плотность тока, протекающего через диод, в разные моменты времени.  $S = 0.022 \text{ см}^2$ ;  $w = 220 \text{ мкм}$ ;  $dU/dt = 4 \cdot 10^{12} \text{ В/с}$ .

Такие волновые процессы пробоя нашли широкое применение для быстрой ( $\sim 10^{-10} \text{ с}$ ) коммутации больших мощностей полупроводниковыми приборами.

В данной работе приводятся результаты численного моделирования быстрых ионизационных волн в кремниевых несимметричных  $p-n$ -переходах, имеющих степень легирования в  $p$ -слое  $N_d = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , в  $n$ -слое  $N_d = 1.25 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ .

В начальный момент времени при  $t = 0$  диод с  $p-n$ -переходом включен в запирающем направлении. Концентрация электронов и дырок в области объемного заряда, соответствующая току утечки перехода  $\sim 10^{-7} \text{ А/см}^2$ , составляет  $n_0 = p_0 = 10^6 \text{ см}^{-3}$ ; в нейтральной базовой области концентрация электронов —  $n_{00} = N_d$ , а концентрация дырок принималась равной нулю —  $p_{00} = 0$ .

На такой диод с последовательно включенным с ним сопротивлением  $R = 50 \text{ Ом}$  в момент времени  $t = 0$  подается ступенька напряжения, изменяющаяся во времени по закону  $U = U_0 + U_1 \sin \omega t$  (при  $t < \pi/2\omega$ ) и  $U = U_0 + U_1$  (при  $t \geq \pi/2\omega$ ) (см. рис. 1).

Рассматривались процессы только в высокоомной  $n$ -области диода с резким  $p^+-n$ -переходом. Перенос носителей предполагался полевым (диффузией и рекомбинацией пренебрегали).

Решали систему уравнений непрерывности совместно с уравнением Пуассона, записанным в виде

$$\epsilon\epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t} = j - j_c, \quad (1)$$

где  $j$  — полный ток,  $j_c$  — ток проводимости,  $\epsilon\epsilon_0 = 102.66 \cdot 10^{-14} \text{ Ф/см}$ .

Найденные для данного момента времени величины поля ( $E$ ), концентрации дырок ( $p$ ) и электронов ( $n$ ) брались как начальные значения для последующего времени и т. д. Применялся метод конечных разностей с итерациями [3].

Использовались следующие зависимости дрейфовой скорости носителей от поля [4]:

$$v = v_s \frac{E/E_s}{[1 + (E/E_s)^2]^{1/2}}. \quad (2)$$

Для электронов  $v_s = 1.1 \cdot 10^7$  см/с,  $E_s = 8 \cdot 10^3$  В/см; для дырок —  $v_s = 9.5 \cdot 10^6$  см/с,  $E_s = 1.95 \cdot 10^4$  В/см.

Коэффициенты ударной ионизации электронов и дырок описывались известной зависимостью

$$\alpha = \alpha_\infty \exp(-b_{n,p}/E), \quad (3)$$

где для электронов  $\alpha_\infty = 7.4 \cdot 10^5$  см<sup>-1</sup>,  $b_n = 1.16 \cdot 10^6$  В/см, для дырок  $\alpha_\infty = 7.25 \cdot 10^5$  см<sup>-1</sup>,  $b_p = 2.2 \cdot 10^6$  В/см. Параметры  $\alpha_\infty$  и  $b_{n,p}$  для электронов и дырок взяты из работы [5].

Ввиду сильной нелинейности задачи для повышения устойчивости решения использовался метод сглаживания, предложенный в [6].

Моделирование проводилось для следующих наборов параметров полупроводниковых структур.

1. При площади сечения  $S = 0.022$  см<sup>2</sup> толщины  $n$ -слоя составляли  $w = 100, 150, 220, 350$  мкм.

2. Для каждой из толщин  $n$ -слоя  $w = 100, 220$  мкм брались площади сечения  $S = 0.005, 0.01, 0.015$  и  $0.022$  см<sup>2</sup>.

Расчеты также производились при разных скоростях подъема напряжения на полупроводниковых структурах. Максимальное значение скорости подъема напряжения составляло  $4 \cdot 10^{12}$  В/с.

На рис. 1 представлены расчетные зависимости плотности тока через диод и напряжения на нем как функции времени для структуры с площадью  $S = 0.022$  см<sup>2</sup> и толщиной базы  $w = 220$  мкм. Для этой же структуры на рис. 2 приведены кривые распределения поля ( $E$ ) по

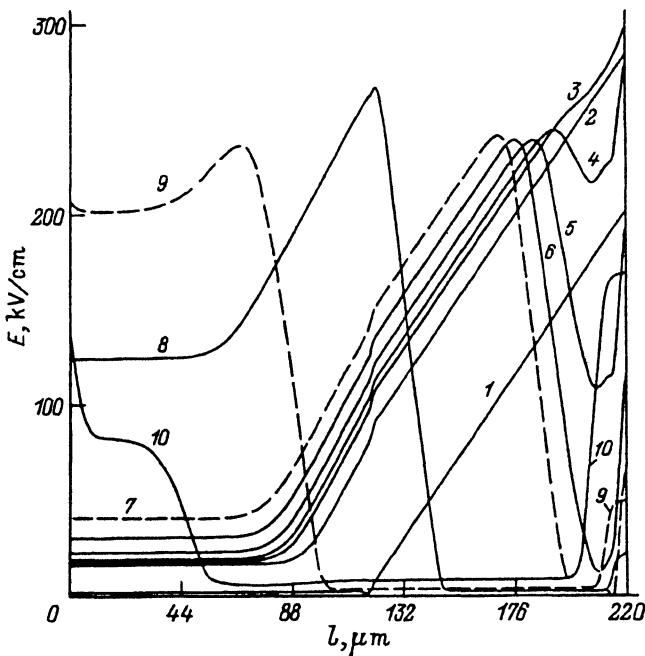


Рис. 2. Кривые распределения поля  $E$  в базе диода в разные моменты времени  $t$  (для случая рис. 1).  $t$ , нс: 1 — 0.4, 2 — 0.46, 3 — 0.48, 4 — 0.5, 5 — 0.52, 6 — 0.54, 7 — 0.71, 8 — 0.81, 9 — 0.91, 10 — 0.93.

длине базы  $l$  в разные моменты времени. Сравнение рис. 1 с рис. 2 позволяет проследить динамику процесса переключения.

При быстром нарастании напряжения через прибор идет небольшой емкостной ток. Начало образования быстрой волны и ее прохождение через часть толщины диода, занятую областью объемного заряда (ООЗ)  $p$ - $n$ -перехода сопровождается резким ростом тока и резким падением напряжения на структуре со временем (рис. 1 и 2). Одновременно увеличивается поле в квазинейтральной области (НО) и, следовательно, падение напряжения на ней. Пока напряжение на НО меньше напряжения лавинного пробоя, концентрация носителей в НО определяется ее исходным легированием и к ООЗ подключается большое последовательное сопротивление нейтральной области, ограничивающее ток. Наблюдается резкое замедление скорости роста тока в течение некоторого времени ( $t_d$ ). За это время поле в нейтральной области становится больше напряжения лавинного пробоя, в ней начинается быстрая ионизация, ток снова начинает расти, а напряжение на структуре резко падает.

Так как в нейтральной области нет градиента поля, ионизация в ней происходит однородно, исчезает ее волновой характер. Вся толща базы оказывается заполненной электронно-дырочной плазмой. Прибор переходит в проводящее состояние.

С уменьшением толщины базы  $w$  при постоянной площади структуры уменьшается соответственно квазинейтральная область и размер полки тока  $t_d$ . При  $w = 100$  мкм вся  $n$ -база занята областью объемного заряда и при быстром нарастании напряжения волна ионизации проходит всю толщу  $n$ -базы, а полка тока  $t_d$  исчезает (рис. 3). Общее время переключения структуры ( $t_s$ ), т. е. время ее перехода из непроводящего в проводящее состояние, уменьшается (рис. 3).

С уменьшением  $w$  увеличиваются поле в волне и концентрация плазмы, увеличивается ток включенного прибора (рис. 3), а остаточное напряжение после переключения уменьшается (рис. 4).

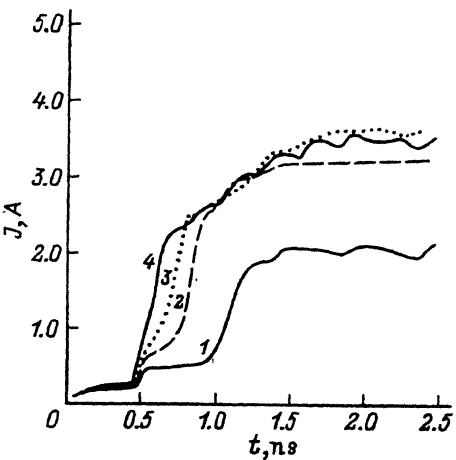


Рис. 3. Расчетные зависимости тока  $J$  через диод от времени.  $S = 0.022 \text{ см}^2$ ;  $dU/dt = 4 \cdot 10^{12} \text{ В/с}$ .  $w$ , мкм: 1 — 350, 2 — 220, 3 — 150, 4 — 100.

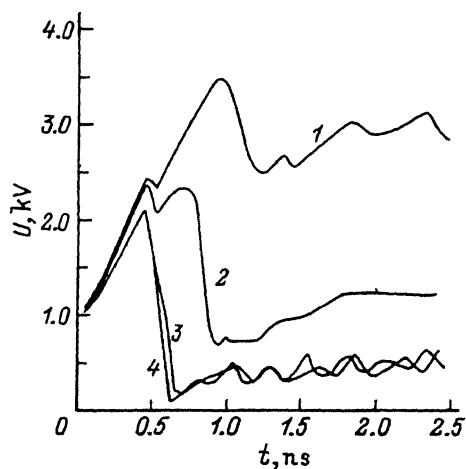


Рис. 4. Расчетные зависимости падения напряжения на диоде.  $S = 0.022 \text{ см}^2$ ;  $dU/dt = 4 \cdot 10^{12} \text{ В/с}$ .  $w$ , мкм: 1 — 350, 2 — 220, 3 — 150, 4 — 100.

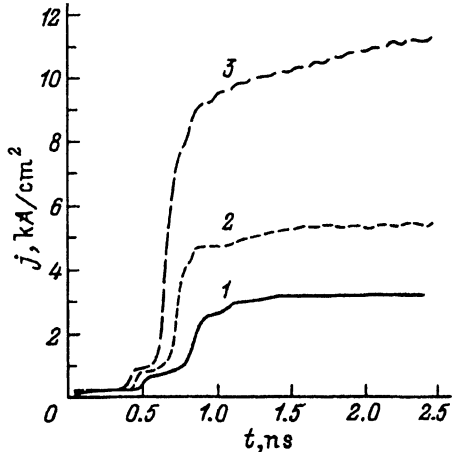


Рис. 5. Расчетные зависимости плотности тока через диод от времени.  $w = 220$  мкм;  $dU/dt = 4 \cdot 10^{12}$  В/с.  $S, \text{см}^2$ : 1 — 0.022, 2 — 0.01, 3 — 0.005.

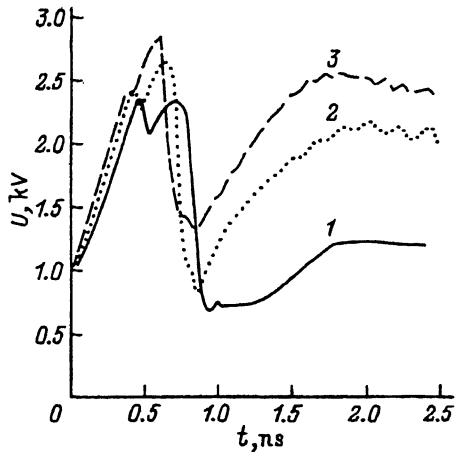


Рис. 6. Расчетные зависимости падения напряжения на диоде от времени.  $w = 220$  мкм,  $dU/dt = 4 \cdot 10^{12}$  В/с.  $S, \text{см}^2$ : 1 — 0.022, 2 — 0.01, 3 — 0.005.

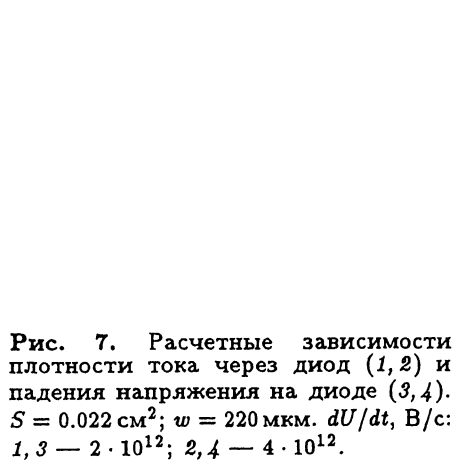
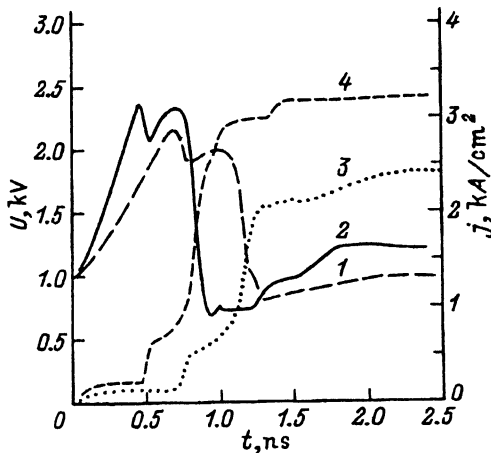


Рис. 7. Расчетные зависимости плотности тока через диод (1, 2) и падения напряжения на диоде (3, 4).  $S = 0.022 \text{ см}^2$ ;  $w = 220$  мкм.  $dU/dt, \text{В/с}$ : 1, 3 —  $2 \cdot 10^{12}$ ; 2, 4 —  $4 \cdot 10^{12}$ .



Влияние площади поперечного сечения структуры ( $S$ ) на переходный процесс показано на рис. 5. Расчеты показали, что с уменьшением  $S$  растет скорость перемещения волны, концентрация плазмы становится больше, увеличивается плотность тока включенного прибора. Полное время переключения структуры ( $t_s$ ), включающее в себя длительность полки, с уменьшением  $S$  уменьшается.

На рис. 6 видно, что величина остаточного напряжения ( $U_r$ ) уменьшается при увеличении площади прибора, что представляется достаточно очевидным.

Важным параметром является скорость подъема напряжения на структуре ( $\partial U/\partial t$ ). Из приведенных на рис. 7 зависимостей плотностей тока через диод для различных ( $\partial U/\partial t$ ) следует, что чем больше скорость подъема напряжения на структуре, тем при большем напряжении начинается лавинное размножение носителей. Вследствие

большого поля во фронте волны растет концентрация плазмы и падает остаточное напряжение.

При уменьшении постоянного смещения на  $p-n$ -переходе при той же самой скорости нарастания напряжения на нем начало образования быстрой волны, сопровождающееся резким ростом тока, сдвигается в сторону больших времен.

Добавление к ударной ионизации слагаемого, учитывающего возможность туннельной ионизации, показывает, что туннельная добавка всегда только уменьшает поле в волне и уменьшает темп ионизации, ухудшая переключающие характеристики структуры.

Сопоставление расчетных кривых формы тока и напряжения при переключении структуры с такими же экспериментальными зависимостями показывает, что при разных параметрах прибора, несмотря на хорошее совпадение основных параметров (задержки при включении, полного времени включения, величины тока включенного прибора и остаточного напряжения), имеются некоторые различия.

В расчетных кривых, как отмечалось выше (рис. 1), между двумя резкими подъемами тока имеется полка замедленного роста тока в течение некоторого времени  $t_d$  (рис. 1,3). На экспериментальных кривых этих эффектов не было обнаружено.

Рассмотрим возможные причины такого несоответствия (отсутствия ярко выраженной полки в экспериментальных данных).

В эксперименте всегда присутствует паразитная емкость ( $C_p$ ), включенная параллельно диоду, — например, емкость корпуса диода, устройства крепления, контактов. Кроме того, переключение кремниевых диодных обострителей большой площади может происходить не по всей площади, а по локальным каналам, так как плоская ионизационная волна, ответственная за включение прибора, может быть поперечно неустойчивой. Фронт волны «разбивается» на быстро и медленно движущиеся части. Поле в отставшей части может опускаться ниже

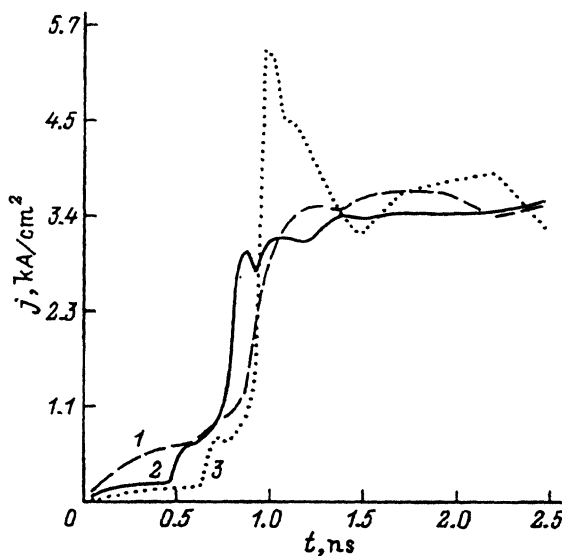


Рис. 8. Расчетные зависимости плотности тока через диод от времени при подключенной параллельно к структуре емкости  $C$ ,  $10^{-12}$  Ф: 1 — 1, 2 — 4, 3 — 7.2.

порога ионизации ( $E_f$ ) и оставшийся участок останавливается. После этого весь ток протекает через быстро движущийся участок фронта, скорость движения которого превосходит скорость однородного фронта во столько раз, во сколько его площадь меньше площади диода [7].

В первом приближении неоднородность включения диода можно представить моделью, состоящей из диодной структуры  $n^+ - n - p$ , в которой распространяется плоская волна, и подключенной параллельно к структуре емкости, имитирующей ту часть диода, в которой волна отсутствует.

Эффект влияния паразитной емкости рассматривался для одного из принятых в данной работе набора параметров ( $U_0 = 1000$  В;  $\omega = 4 \times 10^3$  с $^{-1}$ ;  $U_1 = 5000$  В;  $\partial U/\partial t = 2 \cdot 10^{12}$  В/с,  $w = 220$  мкм;  $S = 2.2 \cdot 10^{-2}$  см $^2$ ) при различных значениях емкостей  $C_p$  от  $10^{-12}$  до  $7 \cdot 10^{-12}$  Ф.

Влияние паразитной емкости на форму изменения тока в нагрузке сказывается двояким образом.

С одной стороны, увеличение емкости ведет к более быстрому нарастанию тока через включенную (модулируемую) область и более быстрому росту концентрации плазмы в ней (рис. 8). С увеличением емкости  $C_p$  от  $10^{-12}$  до  $7 \cdot 10^{-12}$  Ф максимальная плотность тока через структуру увеличилась от 3.50 до 5.45 кА/см $^2$ .

С другой стороны, увеличение балластной емкости ведет к замедлению спада напряжения на структуре и, соответственно, к замедлению роста тока в нагрузке. Тем не менее в любом случае с ростом емкости величина остаточного напряжения на структуре уменьшается (рис. 9) вследствие большей концентрации носителей, оставшихся после прохода волны, причем рост концентрации «обгоняет» рост тока. Как следует из рис. 8, в момент переключения ток через диод за счет разряда емкости может значительно превосходить ток нагрузки.

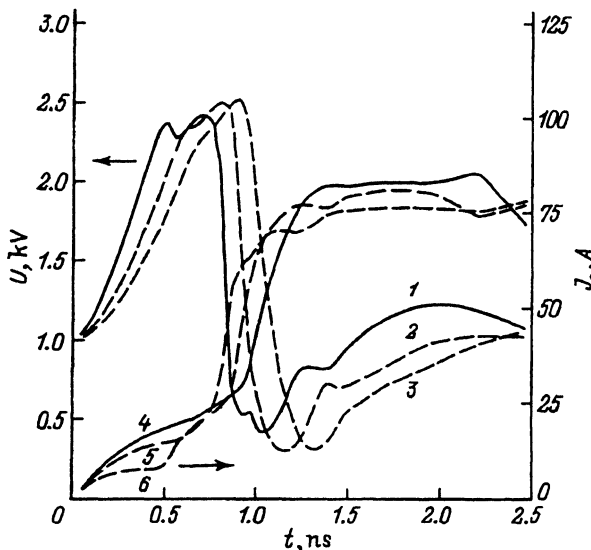


Рис. 9. Расчетные зависимости падения напряжения на диоде (1-3) и тока нагрузки  $J_0$  (4-6) от времени.  $w = 220$  мкм,  $S = 0.022$  см $^2$ ,  $dU/dt = 4 \cdot 10^{12}$  В/с. Подключенная к структуре емкость  $C$ ,  $10^{-12}$  Ф: 1, 6 — 1; 2, 5 — 4; 3, 4 — 7.

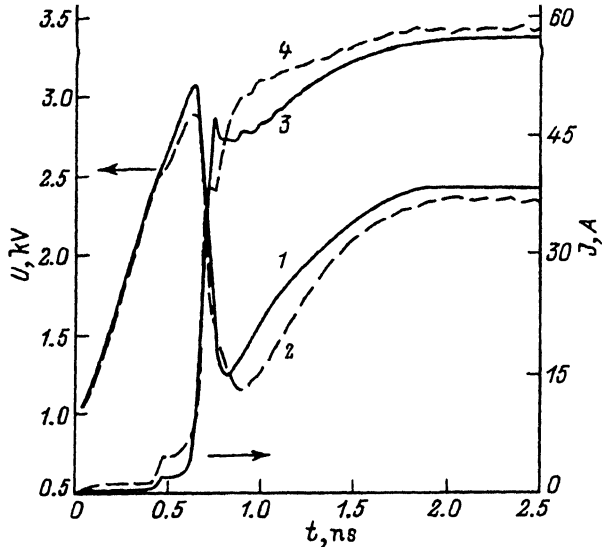


Рис. 10. Расчетные зависимости падения напряжения на диоде (1, 2) и тока через диод (3, 4).  $w = 220 \text{ мкм}$ ,  $S = 0.022 \text{ см}^2$ ,  $dU/dt = 4 \cdot 10^{12} \text{ В/с}$ . 1, 3 —  $K = 0.1$ ; 2, 4 —  $K = 0.25$ .

Очевидно, что увеличение  $C_p$  увеличивало ток нагрузки еще до появления волны за счет увеличения доли емкостного тока. При больших  $C_p$  этот емкостной ток сливался с полкой тока ( $t_d$ ), обсуждавшейся ранее, в единый «пьедастал».

При моделировании неоднородности удобно ввести новый параметр  $K$ , характеризующий отношение включенной площади, по которой только идет ток проводимости, к полной площади диода. Как следует из сравнения рис. 1, 10 и 11, действительно, в резко неоднородном случае ( $K = 0.1$ ) относительная величина полки резко снижается. Крутизна роста как тока нагрузки, так и тока диода увеличиваются, а

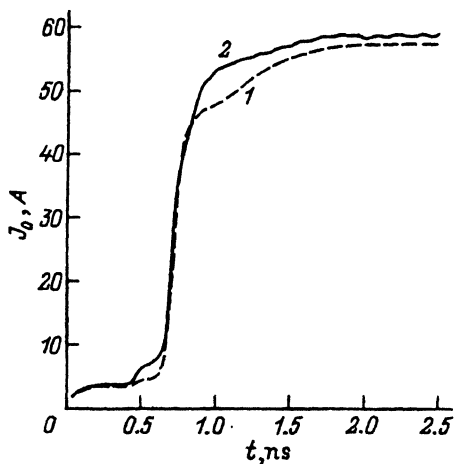


Рис. 11. Зависимость тока нагрузки  $J_0$  от времени.  $w = 220 \text{ мкм}$ ,  $S = 0.022 \text{ см}^2$ ,  $dU/dt = 4 \cdot 10^{12} \text{ В/с}$ . 1 —  $K = 0.1$ ; 2 —  $K = 0.25$ .



остаточное напряжение на диоде уменьшается. Следует заметить, что последние два фактора соответствуют картине, описанной выше для случая большой паразитной емкости.

Таким образом, следует ожидать, что наличие паразитной емкости, а также шнурование тока могут существенно влиять на реальные переключательные характеристики диодов при возбуждении в них быстрых ионизационных волн.

### Список литературы

- [1] И.В. Грехов, А.Ф. Кардо-Сысоев. Письма ЖТФ, 5, 950 (1979).
- [2] И.В. Грехов, А.Ф. Кардо-Сысоев, Л.С. Костина, С.В. Шендерея. ЖТФ, 51, 1709 (1981).
- [3] А.Н. Тихонов, А.А. Самарский. Уравнения математической физики (М., Наука, 1972).
- [4] D.M. Canghey, R.E. Thomas. Proc. IEEE, 52, 2192 (1967).
- [5] В.А. Кузьмин, Н.Н. Крюкова, А.С. Кюрегян, Т.Т. Мнацаканов, В.Б. Шуман. ФТП, 9, 735 (1975).
- [6] А.И. Жмакин, А.А. Фурсенко. ЖВМ и МФ, 20, 10, 21 (1980).
- [7] А.М. Минарский, П.Б. Родин. Письма ЖТФ, 20, вып. 12, 38 (1994).

Редактор Л.В. Шаронова

## Modeling of fast ionization waves in silicon $p-n$ junctions under breakdown

*A.F. Kardo-Sysoev, M.V. Popova*

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

The current work represents the results of simulation of «delayed breakdown» and fast ionization wave generation in Si  $p^+nn^+$  structures with doping  $p$ -layer —  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  and  $n$ -layer —  $1.25 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . The  $n$ -layer thickness has been varied inside  $100 \div 350 \mu\text{m}$  range, the structures area are inside  $0.005-0.022 \text{ cm}^2$  range. Used voltage rise rates are 2 and 4 kV/ns.

The simulation shows that when the wave reaches the neutral region, the current rise rate decreases, and during some time ( $t_d$ ) the current is limited by neutral region small conductivity to be nearly constant. Than fast ionization starts over all neutral region uniformly and the current rise rate increases sharply again. Experiments never show such two step picture. It is suggested that the discrepancy is associated with the spatial nonuniformity of the processes (current filamentation) due to the inherent instability of wave ionization process.

Such instability has been modeled assuming that the total structure area consists of two parts: the one-ballast, through which no conduction current flows and no ionization happens (only displacement current); in the second the ionization occurs uniformly over the area. The simulation shows that, as expected, for some ratio of «switched on» area to «switched off» one  $K \approx 0.1-0.25$  the «flat» part becomes shorter and nearly disappeared at  $K < 0.1$ .