

## Дискретная модель развития и релаксации локального микропробоя в кремниевых лавинных фотодиодах в режиме Гейгера

© И.В. Ванюшин<sup>\*†</sup>, В.А. Гергель, В.М. Гонтарь\*, В.А. Зимогляд\*, Ю.И. Тишин\*,  
В.А. Холоднов<sup>††</sup>, И.М. Щелева<sup>†††</sup>

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,  
125009 Москва, Россия

\* ООО „Юник Ай Сиз“,  
124482 Зеленоград, Москва, Россия

(Получена 20 июля 2006 г. Принята к печати 27 октября 2006 г.)

Построена новая дискретная теоретическая модель развития и релаксации локального микропробоя в гейгеровском режиме работы кремниевых лавинных фотодиодов. Показано существенное влияние сопротивления растекания в подложке на амплитуду однофотонного импульса и возможность реализации стационарного характера лавинного пробоя, исключая гейгеровский режим работы фотодиода. Модель использована для интерпретации экспериментальных результатов, полученных на тестовых однофотонных ячейках лавинных фотодиодов, изготовленных на основе кремниевой технологии 0.25 мкм с использованием глубокой имплантации для формирования области лавинного размножения носителей. Отмечены высокие функциональные свойства исследованного типа однофотонной (гейгеровской) ячейки. Приведена типичная амплитудная характеристика ячейки для оптического излучения с длиной волны  $\lambda = 0.56$  мкм в диапазоне освещенностей  $10^{-3} - 10^2$  лк, свидетельствующая об экстремально высокой квантовой эффективности фотопреобразования.

PACS: 73.40.Lq, 85.30.Mn, 85.60.Dw

В последнее время все более широкое применение в технике физического эксперимента и многочисленных коммерческих устройствах регистрации фотосигналов находят кремниевые лавинные фотодиоды (ЛФД) в так называемом режиме счета фотонов (режим Гейгера [1–3]). Физической основой такого способа использования ЛФД, обеспечивающего экстремальные значения фоточувствительности, является сравнительно давно и весьма надежно экспериментально установленный факт, что темновой ток ЛФД при надпробойных напряжениях в ряде случаев представляет собой хаотическую последовательность наносекундных импульсов с эквивалентным зарядом  $10^5 - 10^6$  электронов и весьма значительной средней скважностью,  $10^4 - 10^5$ .

Фотогенерация электронно-дырочных пар при освещении увеличивает частоту следования токовых импульсов, что легко регистрируется соответствующими цифровыми устройствами. Отметим, что в достаточно совершенных конструкциях ЛФД квантовая эффективность преобразования фотон  $\rightarrow$  электрон  $\rightarrow$  токовый импульс близка к единице.

К настоящему времени в литературе имеется довольно большое число экспериментальных и теоретических работ [1–8], посвященных исследованию гейгеровского режима работы ЛФД, однако их результаты все еще не образуют достаточно ясной и непротиворечивой физической картины процессов в однофотонных лавинных диодах, которая однозначно определяла бы

условия возникновения гейгеровского режима (большое нагрузочное сопротивление), а главное, закономерности изменения амплитуды и длительности соответствующих однофотонных токовых импульсов от так называемого перенапряжения  $V - V_{BD}$ , где  $V$  — напряжение на диоде,  $V_{BD}$  — напряжение лавинного пробоя диода в непрерывном режиме. По-видимому, соответствующие неудачи предшествующих теоретических работ в этой области [1,4] обусловлены использованием в них стандартного, основанного на уравнениях непрерывности для плотностей электронного и дырочного токов, подхода, который неявно предполагает высокую пространственную однородность плотности тока по площади структуры, равно как и в направлении электронного дрейфа.

В рассматриваемом гейгеровском режиме, когда токовый процесс представляет собой встречное движение локальных, с радиусом не более 100 нм, электронных и дырочных сгустков, которые, будучи разнесенными во времени и в пространстве, практически не взаимодействуют между собой, более адекватным нам представляется использовать сопутствующую систему координат, движущуюся со средней скоростью носителей, именно в ней отмечая соответствующие мгновенные увеличения числа частиц в сгустке в результате последовательных актов ионизации. Этот новый подход и использован в настоящей работе, посвященной построению упрощенной динамической модели формирования и релаксации однофотонного импульса в ЛФД.

Чтобы в наибольшей степени сфокусировать внимание читателей на вопросах динамики формирования однофотонных импульсов, мы постарались предвари-

<sup>†</sup> E-mail: vanyushin@uniqueics.com  
Fax: (495)5344043

<sup>††</sup> E-mail: Khol.Orion@g23.relcom.ru  
Fax: (495)2038414

<sup>†††</sup> E-mail: ira@mail.cplire.ru

тельно максимально упростить аналитическое описание собственно ионизационного процесса в ЛФД. Для этого в качестве тестовой структуры будет рассматриваться кремниевая  $n^+ - i - p^+$ -структура с однородным электрическим полем  $E$  в  $i$ -области (области умножения), а в качестве соответствующих коэффициентов ударной ионизации электроном,  $\alpha(E)$ , и дыркой,  $\beta(E)$ , будет использована линейная аппроксимация экспериментальных зависимостей, полученных авторами [9], приведенных также в сборнике [10] (см. с. 106):

$$\alpha(E) = 5 \cdot 10^5 \exp(-10^6/E) \text{ см}^{-1},$$

$$\beta(E) = 5 \cdot 10^5 \exp(-1.5 \cdot 10^6/E) \text{ см}^{-1}. \quad (1)$$

Итак, пусть в некоторый момент времени  $t_i$  при соответствующем текущем значении напряжения на  $i$ -слое диода, равном  $V_i$ , в окрестности катодного края  $i$ -слоя ( $i - p^+$ ,  $x = 0$ ) в силу каких-либо причин появилось  $N_i(0)$  электронов. Поскольку для каждого из них имеется вероятность совершить  $W\alpha(V_i/W) > 1$  актов ионизации на пути к анодной ( $n^+ - i$ ) границе  $x = W$ , через время пролета  $W/v_s$  ( $v_s$  — скорость насыщения) в  $n^+$ -область синфазно уйдут  $N_i(0)$  электронных сгустков по  $2^{W\alpha(V_i/W)}$  электронов в каждом, т. е.

$$N_{i+1}(W) = N_i(0) \cdot 2^{W\alpha(V_i/W)}. \quad (2)$$

При этом в результате последнего акта электронной ударной ионизации в окрестности анодной границы появляются дырки в количестве

$$P_{i+1}(W) = 0.5N_i(0) \cdot 2^{W\alpha(V_i/W)}, \quad (3)$$

которые, дрейфуя к аноду, несмотря на сравнительно небольшую величину дырочного ионизационного интеграла, создадут у анодной границы ( $x = 0$ ) в момент времени  $t_{i+1} = t_i + \Delta t \approx t_i + 2W/v_s$  новые электроны числом

$$N_{i+1}(0) = N_i(0) \cdot 2^{W\alpha(V_i/W)} \cdot 0.5W\beta(V_i/W), \quad (4)$$

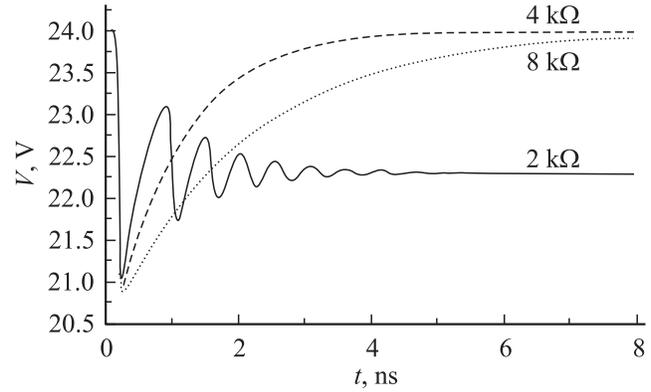
что и „запустит“ следующую стадию формирования лавинного процесса. Ясно, однако, что одного лишь условия на эффективный коэффициент обратной связи

$$\gamma = 2^{W\alpha(V_i/W)}(W/2)\beta(V_i/W) \geq 1 \quad (5)$$

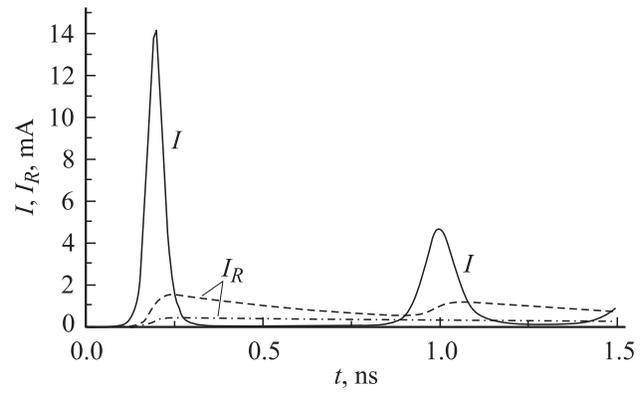
недостаточно, чтобы судить о направлении развития лавинного процесса. Кроме этого, совершенно необходимо проследить и за парциальным изменением за время  $\Delta t$  напряжения на ЛФД, который, с одной стороны, разряжается внутренним током прибывших электронных и дырочных сгустков, а с другой — дозаряжается током от источника питания  $V^0$  через нагрузочное сопротивление  $R$ , что можно записать как

$$V_{i+1} = V_i - C^{-1} [qN_{i+1}(W) - (V^0 - V_i)\Delta t/R], \quad (6)$$

где  $C = \varepsilon\varepsilon_0S/W$  — емкость диода,  $S$  — его площадь,  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость,  $\varepsilon_0$  — электрическая постоянная,  $q$  — элементарный заряд.



**Рис. 1.** Зависимости напряжения  $V$  на включаемом одиночным электроном ЛФД от времени  $t$ . Напряжения источника  $V^0 = 24$  В, нагрузочное сопротивление  $R = 2, 4, 8$  кОм.

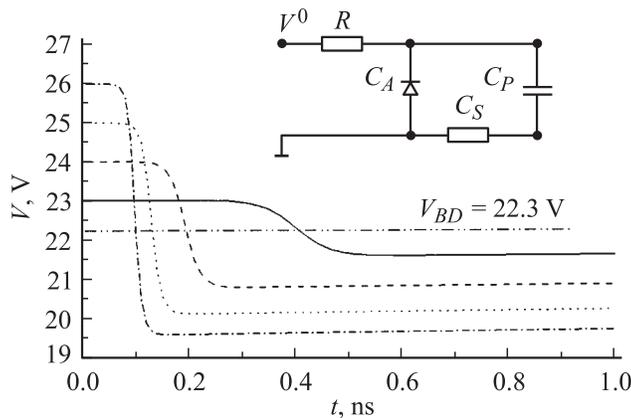


**Рис. 2.** Расчетные временные зависимости внутреннего тока разрядки  $I$  и внешнего тока зарядки  $I_R$  для двух значений нагрузочного сопротивления  $R = 2, 8$  кОм.

Система уравнений (2), (4), (6) представляет собой итерационную модель развития лавинного процесса, которая была программно реализована при соблюдении неперемного условия целочисленности значений  $N_i$ , что особенно важно для числа инициирующих электронов  $N_i(0)$ . Как только  $N_i(0)$  становится равным нулю, пробой „выключается“, что позволяет внешнему току через  $R$  восстановить напряжение на диоде до исходного.

Приступим теперь к изложению результатов численного моделирования рассматриваемых процессов, проведенных при значении параметров  $W = 0.7$  мкм,  $C = 250$  фФ,  $\Delta t = 10^{-11}$  с, при этом использованы очевидные начальные значения  $V_0 = V^0$ ,  $N_0(W) = 0$ ,  $N_0(0) = 1$  — первичный фотозлектрон.

На рис. 1 приведены зависимости напряжения на включаемом одиночным электроном ЛФД от времени для напряжения источника  $V^0 = 24$  В и нескольких характерных значений нагрузочного сопротивления  $R = 2, 4, 8$  кОм. Легко видеть, что наименьшему значению  $R$  отвечает своеобразное аperiodическое „включение“ стационарного пробоя с  $V_{BD} = 22.3$  В, с током, определя-



**Рис. 3.** Расчетные зависимости начального участка релаксационных кривых, отвечающих импульсному режиму ( $R = 100$  кОм) для нескольких различных значений напряжения источника  $V^0$ .

емым падением избыточного напряжения (перенапряжения)  $V - V_{BD}$  на нагрузочном сопротивлении, в то время как большим  $R$  отвечает „выключение“ лавины,  $N_i(0) = 0$ , в некоторый момент времени  $t_i = i\Delta t$  и последующее восстановление напряжения на ЛФД до исходного  $V^0$ . При этом следует особо отметить практически одинаковое поведение всех этих кривых на первом этапе релаксации, который простирается до напряжения, существенно меньшего чем  $V_{BD}$ , что обусловлено специфической инерционностью лавинного процесса. Это обстоятельство поясняет рис. 2, где приведены расчетные временные зависимости внутреннего тока разрядки  $I = qN_i(W)/\Delta t$  и внешнего тока зарядки  $I_R = (V^0 - V_i)/R$  для двух значений  $R$ .

Действительно, на первой стадии лавинного пробоя,  $V^0 > V_i > V_{BD}$ , когда коэффициент положительной обратной связи (5) больше единицы, лавина нарастает до довольно больших численных значений,  $N(W) \sim 10^5$ , и поэтому для следующей стадии — „включения“ лавины (при  $V < V_{BD}$ ,  $\gamma < 1$ ) требуется сравнительно большое число временных шагов  $n$ , чтобы количество иницирующих электронов  $N(0)$  обратилось в нуль. Ясно, что, если за это время  $n\Delta t$  внешний ток  $(V^0 - V_i)/R$  успеет зарядить емкость диода до  $V > V_{BD}$ , произойдет очередная „вспышка“ лавинного умножения несколько меньшей интенсивности, через определенное число которых лавинный процесс выйдет на стационарный режим. В противоположном случае, когда рассматриваемый лавинный процесс полностью „выключается“ при  $V < V_{BD}$ , дальнейшая релаксация напряжения  $V \rightarrow V^0$  лишь подготавливает наш ЛФД к акту следующей фотоинициации.

На рис. 3 приведены расчетные зависимости начального участка релаксационных кривых, отвечающих импульсному режиму ( $R = 100$  кОм) для нескольких различных значений напряжения источника  $V^0$ . Они свидетельствуют о заметном ускорении процесса разрядки ЛФД с увеличением напряжения. Кроме того, на-

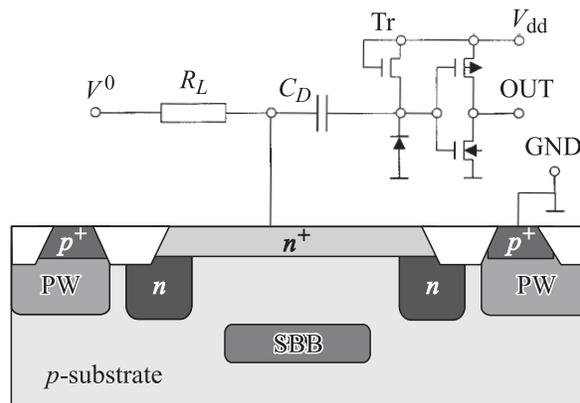
блюдается специфическая особенность, обусловленная отмеченной инерционностью гашения лавины и заключающаяся в том, что амплитуда импульса напряжения, т.е.  $V^0 - V_{min}$ , оказывается примерно в 2 раза больше перенапряжения  $V^0 - V_{BD}$ .

Кратко сформулируем основные выводы построенной теоретической модели работы ЛФД.

- 1) В режиме лавинного пробоя в области размножения происходит сравнительно небольшое число электронных ионизаций (3–4), поэтому число электронов в так называемых электронных сгустках сравнительно невелико (10–30).
- 2) Указанный переизбыток электронных ионизаций в определенной степени компенсируется недостатком дырочных (типичные вероятности 0.1–0.3), так что результирующий коэффициент положительной обратной связи не превышает разумных значений,  $\sim 3$ .
- 3) Форму однофотонного импульса отличает быстрая стадия разрядки, характерная длительность которой порядка 10 времен пролета, и относительно медленная стадия дозарядки, длительность которой определяют электрические параметры внешней цепи.

Экспериментальные исследования особенностей функционирования однофотонных ЛФД были проведены на серии тестовых кремниевых микросхем, изготовленных по технологии 0.25 мкм, содержащих ряд лавинных  $n^+ - p - p^+$ -фотодиодов с имплантированной  $p^+$ -областью и соответствующее устройство счета импульсов, как это показано на схеме типичной однофотонной ячейки, представленной на рис. 4.

Прежде чем приступить к изложению соответствующих экспериментов, следует обратить внимание на весьма существенное обстоятельство, заключающееся в том, что поперечный размер лавины ( $< 1$  мкм) значительно меньше поперечного размера  $p^+$ -слоя ( $\sim 50$  мкм), определяющего эффективную площадь, а следовательно, и



**Рис. 4.** Структура однофотонной ячейки с  $p^+$ -слоем (SBB),  $p$ -карманами (PW),  $n^+$ -анод диода и входная цепь счетчика импульсов.  $R_L = 100$  кОм — внешнее нагрузочное сопротивление,  $C_D$  — разделительная емкость,  $V^0$  — напряжение высоковольтного источника питания,  $V_{dd}$  — напряжение питания счетчика импульсов.

емкость исследуемой диодной структуры. При использованных дозах легирования  $\sim 1$  мкКл сопротивление  $p^+$ -слоя составляет величину  $\sim 1$  кОм, и с учетом этого естественно полагать, что соответствующая временная задержка разрядки периферийной по отношению к лавине части емкости диода может существенно повлиять на характер релаксации микролавины. В рамках развиваемой упрощенной модели мы можем отразить это обстоятельство, разделив полную емкость ЛФД на активную часть  $C_A$ , отвечающую некой малой площади, непосредственно примыкающей к лавине, и сравнительно большую периферийную  $C_P \approx C$ , параллельно подсоединенную к  $C_A$  через эффективное сопротивление растекания  $R_S$ , как это показывает эквивалентная схема на вставке к рис. 3. Ясно, что в предложенной итерационной модели процесса уравнение (6) следует теперь модифицировать к виду

$$V_{i+1} = V_i - C_A^{-1} [qN_{i+1}(W) - (V^0 - V_i)\Delta t/R - (V_i^P - V_i)\Delta t/R_S] \quad (7)$$

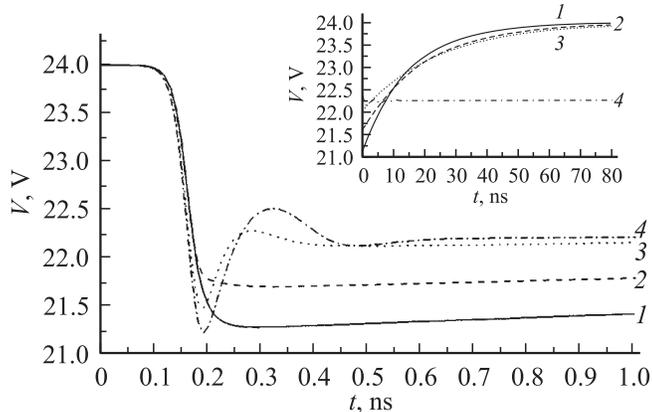
и ввести дополнительное уравнение разрядки

$$V_{i+1}^P = V_i^P + (V_i - V_i^P)\Delta t/R_S C_P, \quad (8)$$

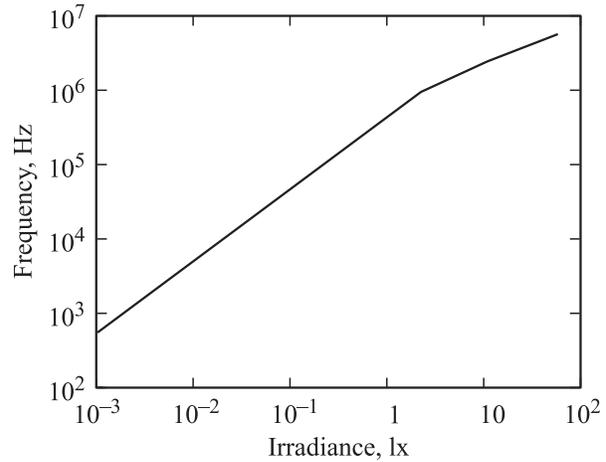
где  $V_i^P$  — напряжение на периферийной емкости.

Результаты соответствующих расчетов  $V(t)$ , выполненных для значений параметров:  $C_A = 50$  фФ,  $C_P = 200$  фФ и  $R_S = 0.1, 0.2, 0.7, 1.2$  кОм, приведенные на рис. 5, показывают существенное влияние внутренней электрической релаксации на амплитуду однофотонного импульса  $(V^0 - V_{BD}) < V_{\max} < 2(V^0 - V_{BD})$ . Более того, эти расчеты показывают, что предотвращение „включения“ нежелательного стационарного пробоя в некотором диапазоне значений эффективного сопротивления растекания (в нашем случае при  $1 < R_S < 10$  кОм) накладывает определенные ограничения на конструкцию ЛФД.

В конкретной ситуации нашего эксперимента амплитуда однофотонных импульсов была близка к величине



**Рис. 5.** Результаты расчетов, выполненных для значений параметров:  $C_A = 50$  фФ,  $C_P = 200$  фФ и  $R_S = 0.1$  (1),  $0.2$  (2),  $0.7$  (3),  $1.2$  кОм (4).



**Рис. 6.** Зависимость частоты импульсов выходного сигнала от освещенности.

перенапряжения,  $V_{\max} \approx V^0 - V_{BD}$ , что, согласно развитой модели, свидетельствует об определенной критичности конструкции нашей однофотонной ячейки. Повидимому, при меньших дозах имплантации при формировании  $p^+$ -области реализация гейгеровского режима в таком ЛФД была бы невозможной, поскольку его лавинный пробой оказался бы стационарным. К счастью, этого не случилось, а так как работа схемы счета импульсов практически не зависит от амплитуды, если последняя превышает соответствующее пороговое значение ( $\sim 0.5$  В), на исследованной тестовой однофотонной ячейке (рис. 4) получены отличные функциональные характеристики типа приведенной на рис. 6 зависимости частоты импульсов выходного сигнала от освещенности, измеренной для излучения в центре оптического участка этой кривой отвечает эффективности преобразования фотонэлектрический импульс  $\sim 0.5$ , что вполне может быть за счет отражения от многослойной диэлектрической изоляции микросхемы, а за небольшой „завал“ на больших интенсивностях ответственно недостаточно высокое быстродействие счетчика импульсов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 04-02-17681).

## Список литературы

- [1] A. Spinelli, A.L. Lacaita. IEEE Trans. Electron, Dev., **44**, 1931 (1997).
- [2] R.J. McIntyre. IEEE Trans. Electron. Dev., **46**, 1623 (1999).
- [3] C. Groves, C.H. Tan, J.P.R. David, G.J. Rees. M.M. Hayat. IEEE Trans. Electron. Dev., **52**, 1527 (2005).
- [4] S. Barber. Electronic Engineering, 63 (May 1984).
- [5] M. Ghioni, S. Cova, A. Lacaita, G. Ripamonti. Electron. Lett., **24**, 1476 (1988).
- [6] N.G. Woodard, E.G. Hufstedler, G.P. Latyatis. Appl. Phys. Lett., **64**, 1177 (1994).

- [7] D. Stoppa, L. Pancheri, M. Scandiuzzo, M. Malfatti, G. Pedretti, L. Gonzo. *Proc. ESSCIRC* (Grenoble, France, 2005) p. 487.
- [8] C. Niclass, A. Rochas, P.-A. Besse, E. Charbon. *IEEE J. Sol. St. Circuits*, **40**, 1847 (2005).
- [9] C.A. Lee, R.A. Logan, R.L. Batdorf, J.J. Kleimack, W. Wiegmann. *Phys. Rev.*, **134**, A761 (1974).
- [10] *Техника оптической связи: фотоприемники*, под ред. У. Тсанга (М., Мир, 1988). [Пер. с англ.: *Lightwave Communication Technology*, ed. by W.T. Tsang. Pt D: *Photodetectors* (Orlando–San Diego–N.Y.–London–Toronto–Montreal–Sydney–Tokyo, Academic Press, 1985)].

Редактор Л.В. Шаронова

## A micro-breakdown propagation and relaxation discrete model for the Geiger mode of silicon avalanche photodiodes

I.V. Vanyushin\*, V.A. Gergel, V.M. Gontar\*,  
V.A. Zimoglyad\*, Yu.I. Tishin\*, V.A. Kholodnov,  
I.M. Scheleva

*Institute of Radio Engineering and Electronics,  
Russian Academy of Sciences,  
125009 Moscow, Russia*

\* LLC „Unique IC’s“

*124482 Zelenograd city, Moscow, Russia*

**Abstract** A new theoretical micro-breakdown propagation and relaxation discrete model for the Geiger mode of silicon avalanche photodiodes is developed. Essential influence of the spreading resistance in a substrate on the amplitude of a single-photon electrical pulse and capability to form a steady avalanche breakdown, excluding Geiger mode of an avalanche photodiode are presented. This model is used for interpretation of experimental results obtained on an avalanche photodiode single-photon cells, produced on the basis of  $0.25\ \mu\text{m}$  CMOS technology with the use of deep  $p^+$  implantation, which forms the region for avalanche carriers multiplication. High functionality properties of the investigated single-photon type (Geiger) photocell are mentioned. A typical amplitude characteristics of the photocell for optical radiation with  $\lambda = 0.56\ \mu\text{m}$  in the irradiance range of  $10^{-3} - 10^2\ \text{lx}$ , which shows extremely high quantum efficiency, is also adduced.