



На правах рукописи

ВЕРХОВЦЕВА АЛЕВТИНА ВИКТОРОВНА

**СТАТИСТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЛАВИННО-
ПРОБОЙНЫХ ПРОЦЕССОВ В КРЕМНИЕВЫХ ПЛАНАРНЫХ
ФОТОДИОДНЫХ СТРУКТУРАХ**

Специальность

05.27.01 –Твердотельная электроника, радиоэлектронные компоненты,
микро- и нанoeлектроника, приборы на квантовых эффектах

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Москва - 2011

Работа выполнена в Учреждении Российской Академии Наук
Институте Радиотехники и Электроники им. В.А. Котельникова

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
профессор
Гергель Виктор Александрович

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук
Фукс Борис Исаакович,
доктор физико-математических наук
Ильичев Эдуард Анатольевич

Ведущая организация:

Московский государственный институт электронной техники, г. Москва

Защита диссертации состоится «23» июня 2011г. в 15 часов на заседании диссертационного совета Д 002.204.01 при Физико-технологическом институте Российской Академии Наук по адресу: 117218, Россия, Москва, Нахимовский проспект, д. 36, корп.1.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке

Физико-технологического института РАН.

Автореферат разослан «20» мая 2011 года.

Ученый секретарь диссертационного совета

кандидат физико-математических наук



Вьюрков В.В.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы

В настоящее время довольно интенсивно развивается научно-техническое направление по созданию различных специализированных фотосенсорных устройств, многие из которых базируются на использовании лавинных фотодиодов (ЛФД). Приборы этого типа обладают высоким быстродействием, относительной конструктивно-технологической простотой, внутренним усилением, возможностью реализации так называемого однофотонного режима регистрации излучения и рядом других достоинств.

Следует отметить, что в основе функционирования лавинного фотодиода лежат довольно сложные явления физики полупроводников, такие как ударная ионизация, разогрев носителей в сильных электрических полях с учетом особенностей электрон-фононного взаимодействия и другие эффекты. Для осуществления ударной ионизации носитель заряда должен приобрести довольно высокую энергию, превышающую ширину запрещенной зоны полупроводника. Это обстоятельство позволяет использовать лавинный фотодиод и в качестве своеобразного инструмента для изучения физики горячих носителей и исследования зонной структуры полупроводника.

Несмотря на большое число экспериментальных и теоретических исследований [1-3], посвященных импульсному режиму работы лавинных фотодиодов, до конца не вполне ясной остается картина целого ряда важных физических процессов в лавинных фотодиодах, таких как условия реализации однофотонного режима; закономерности изменений амплитуды и длительности соответствующих сигнальных импульсов с учетом возможных вариаций параметров внешней электрической цепи и конструктивных особенностей диодной структуры. Понимание этих процессов важно для практики конструирования и использования ЛФД в конкретных фотосенсорных устройствах.

Целью диссертационной работы является изучение динамики импульсного лавинного пробоя; построение и реализация статистической модели зарождения, развития и автовыключения лавинного процесса; выявление конструктивных особенностей лавинных фотодиодных структур, важных в плане реализации импульсного режима работы ЛФД.

В этой связи были поставлены и решены следующие задачи диссертационной работы:

1. Развита новая динамическая модель импульсного пробоя лавинного фотодиода, дающая качественное понимание условий, определяющих режимы работы прибора.

2. Разработаны эффективные алгоритмы вычислительного процесса расчета динамики импульсного пробоя однофотонного лавинного фотодиода, учитывающие локальность области лавинного умножения и запаздывание растекания лавинного тока по площади тылового электрода диода.

3. Построена новая эффективная методика численного моделирования процесса ударной ионизации по методу Монте-Карло, полностью реализующая статистический подход к процессу ударно-ионизационного формирования лавины.

4. По результатам статистических экспериментов сформулированы критерии эффективности инициации лавинного процесса единичным электроном; конструктивные требования, обеспечивающие стабильный импульсный режим работы; условия зарождения и автовыключения лавинного процесса.

Научная новизна работы состоит в следующем:

1. Впервые подробно изучена статистика формирования электронных сгустков в пролетной области и построена функция распределения парциальных коэффициентов усиления результирующей петли положительной обратной связи биполярного ударно-ионизационного процесса.

2. Построена оригинальная динамическая модель лавинообразной разрядки емкости диода, программная реализация которой обеспечивает расчет формы и амплитуды сигнальных импульсов.

3. С использованием метода статистических испытаний (Монте-Карло) определена эффективность преобразования «фотоэлектрон - сигнальный импульс» и ее зависимость от напряжения питания и спектральных характеристик излучения.

4. На основе метода Монте-Карло построена модель спонтанного выключения квазистационарного режима лавинного диода и определена характерная длительность соответствующих микроплазм.

Научная и практическая значимость работы заключается в том, что в ней решены актуальные задачи по исследованию нестационарных лавинно-пробойных процессов в кремниевых лавинных фотодиодах, а также сформулирован ряд количественных требований и ограничений на конструктивно-технологические параметры кремниевых планарных фотодиодных структур, обеспечивающие однофотонный режим регистрации излучения.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Показано, что, в силу выявленной математическим моделированием инерционности лавинного процесса, емкость фотодиода разряжается током сигнального импульса до напряжений существенно меньше пробивного.

2. Установлено, что для реализации импульсного режима работы кремниевого лавинного фотодиода необходимо существенное замедление быстрогодействия внешней цепи (в 100 - 10 раз) относительно быстрогодействия лавинной перезарядки ($\sim 10^{10} \text{ с}^{-1}$).

3. Установлено, что квантовую эффективность преобразования «фотоэлектрон - сигнальный импульс» определяет результативность начального этапа формирования импульса (3 – 5 времен пролета), где в наибольшей степени проявляется случайный характер коэффициента регенерации лавинного процесса.

4. Показано, что достаточно большое сопротивление нагрузки (0,1-1 МОм) приводит к самопроизвольному выключению стационарного состояния лавинного пробоя за времена порядка микросекунд, т.е. формированию так называемых микроплазменных токовых импульсов.

Апробация работы

Результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на международных и всероссийских научно-технических конференциях:

- International Conference «Micro- and nanoelektronics 2007», <http://icmne.ftian.ru>, Zvenigorod, Russia, October 1-5, 2007;

- 16-я Всероссийская межвузовская научно-техническая конференция студентов и аспирантов «Микроэлектроника и информатика - 2009», Москва, МИЭТ, 2009;

- IV Научная конференция для молодых ученых «Нанoeлектроника, нанофотоника и нелинейная физика», 7-9 сентября 2009, Саратов, Россия.

- International Conference «Micro- and nanoelektronics 2009», <http://icmne.ftian.ru>, Zvenigorod, Russia, October 5-9, 2009.

- 5-ом, 6-ом, 7-ом конкурсах молодых ученых им. Ивана Анисимкина в ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

Публикации

По материалам диссертационной работы опубликовано 11 печатных работ. Из них 5 публикаций в журналах из перечня журналов и изданий, утвержденного Высшей аттестационной комиссией Министерства образования и науки Российской Федерации.

Личный вклад

Все выносимые на защиту результаты и положения, составляющие содержание диссертационной работы, разработаны и получены лично автором, или при его непосредственном участии. Интерпретация основных научных результатов осуществлялась вместе с соавторами публикаций.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, списка цитируемой литературы из 50 наименований. Общий объем работы составляет 98 страниц, 33 рисунка и 2 таблицы.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении дано обоснование актуальности темы диссертационной работы, сформулированы цели работы, ее новизна и практическая значимость, приводятся положения, выносимые на защиту, кратко излагается содержание работы.

В первой главе диссертации, которая, в определенном смысле, имеет вводный характер, обсуждаются основные положения современной теории ударной ионизации и лавинного умножения в полупроводниках и соответствующих полупроводниковых (главным образом, диодных) структурах.

Первый раздел главы посвящен обобщенному рассмотрению эффекта ударной ионизации как акта квантово-механического электрон-электронного рассеяния в системах с энергетической щелью (запрещенной зоной E_g). Чуть более подробно здесь обсуждается и вопрос о пороговой энергии ударной ионизации E_i , которая в силу законов сохранения энергии и импульса может существенно отличаться от E_g ($E_g < E_i < 2E_g$) и, разумеется, существенно превышает тепловую энергию носителей при комнатной температуре. Именно поэтому одними из основных элементов теории ударной ионизации являются закономерности разогрева носителей в электрическом поле.

Обсуждение современных представлений о специфике электроразогрева электронов (и дырок) сосредоточено во втором разделе I главы. Как известно, в полупроводниках, под действием электрического поля, носители заряда приобретают определенную направленную скорость μE , а, следовательно, и дополнительную энергию $\mu E^2 \tau$, где μ – подвижность, а τ – так называемое время релаксации энергии. Эта энергетическая добавка максвеллизирована процессами испускания и поглощения акустических (в слабых полях) фононов и превращается в электронную температуру $T_e = T_0 + \mu E^2 \tau$, превышающую температуру кристаллической решетки, т.е. фоновой подсистемы T_0 .

При более подробном исследовании процессов электроразогрева носителей, различают область малых электрических полей $E < 10^3$ В/см, когда излучаются только акустические фононы, которые «уносят» электронную энергию сравнительно маленькими порциями. При этом температура электронного газа остается меньше энергии оптического фонона, поэтому последние и не излучаются.

В области промежуточных полей 10^3 В/см $< E < 10^4$ В/см процесс терморелаксации усиливается и усложняется за счет испускания оптических фононов. При этом существенно уменьшается время

релаксации импульса, а дрейфовая скорость носителей перестает зависеть от электрического поля (выходит на насыщение).

В области так называемых больших полей $E \geq 10^5$ В/см электронная температура увеличивается примерно пропорционально полю E и достигает достаточно больших значений (порядка нескольких тысяч градусов), что и активизирует ударную ионизацию зона-зона.

Здесь же обсуждаются и основные теоретические положения известных фундаментальных работ [4,5,6,7], рассматривается специфика электроразогревного процесса достижения электроном (дыркой) пороговой энергии E_i .

Как правило, при интерпретации экспериментальных данных, общепринята довольно простая аппроксимация полевой зависимости коэффициентов ударной ионизации

$$\alpha(E) = A \cdot \exp\left[-\left(\frac{b}{E}\right)^m\right]. \quad (1)$$

Конкретные значения параметров A , b и m для основных полупроводников в наше время можно считать надежно установленными [8].

В третьем разделе главы внимание обращается на важную особенность ударной ионизации в полупроводниках, а именно на ее биполярность, то есть на тот факт, что ионизационные акты могут инициироваться как достаточно разогретым электроном так и не менее горячей дыркой. Именно эта биполярность ударной ионизации обуславливает эффективную внутреннюю положительную обратную связь ионизационного процесса в области сильного поля p - n перехода. Именно эти парциальные обратные связи суммируются уравнением непрерывности тока в известных моделях стационарного лавинного пробоя, в которых напряжение лавинного пробоя определяется, как особенность соответствующего коэффициента умножения:

$$M = \frac{1}{1 - Q_{n,p}(V)}, \quad Q_n(V) = \int_0^d \beta \cdot \exp\left[\int_0^x (\alpha - \beta) dx'\right] dx. \quad (2)$$

Поскольку рассматриваемые в диссертационной работе лавинные фотодиодные структуры работают именно в области надпробойных напряжений, а их реакция на облучение имеет ярко выраженный импульсный (нестационарный) характер, при построении адекватного теоретического описания функционирования лавинных фотодиодов, модель стационарного пробоя оказывается практически бесполезной. В настоящей работе в качестве исходного момента используется лишь

формула (1) с экспериментально установленными значениями коэффициентов из [8]:

$$\alpha(E) = 74 \cdot \exp\left(-\frac{118}{E}\right) [\text{мкм}^{-1}];$$

$$\beta(E) = 141 \cdot \exp\left(-\frac{195}{E}\right) [\text{мкм}^{-1}],$$
(3)

Вторая глава диссертационной работы посвящена построению базовой теории импульсного режима работы кремниевого лавинного фотодиода с заглубленным катодным p^+ -слоем, полученным ионной имплантацией (рис.1).

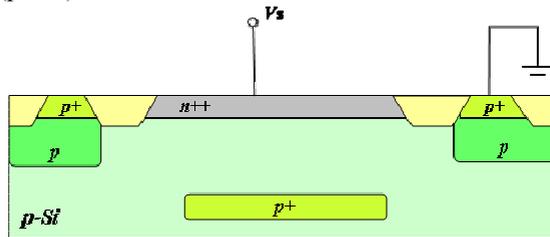


Рис.1 Поперечный разрез структуры планарного кремниевого лавинного фотодиода, сформированного на подложке p -типа с удельным сопротивлением $\rho \approx 10 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ ($p_0 \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$) с помощью двух базовых имплантаций: поверхностной n^{++} с дозой 10-100 мкК и заглубленной p^+ с дозой порядка 1 мкК.

Глубина p^+ -слоя d определяющим образом влияет на напряжение лавинного пробоя $V_{п.}$. Отметим, для конкретики, что при $d = 0.7 \text{ мкм}$ $V_{п.} \approx 20 \text{ В}$, а уже при $d = 1 \text{ мкм}$ $V_{п.} \approx 30 \text{ В}$. В этом диапазоне напряжений нарастание величины электрического поля, обусловленное концентрацией фоновой примеси ($p_0 \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$), оказывается сравнительно малым, что и позволяет считать электрическое поле между слоями постоянным $E = \text{const}^1$.

Во втором разделе, в пренебрежении актами дырочных ионизаций, методами классической статистики исследован процесс формирования электронных сгустков в области сильного поля из единственного электрона, стартующего с катода. Получена функция распределения

¹ Поскольку все дальнейшее рассмотрение производится с использованием численных методов анализа, это упрощение ($E = \text{const}$) не является принципиальным, а служит лишь для облегчения понимания физических результатов исследования.

кратности электронного умножения при однократном пролете области сильного поля:

$$P_n = \exp(-\alpha d) \cdot (1 - \exp(-\alpha d))^{n-1}. \quad (4)$$

Функция распределения (4), представленная на рис.2 при трех различных значениях параметра αd , максимальна при $n = 1$ (безионизационный пролет), демонстрирует значительную протяженность в сторону больших n . Ее максимальное значение уменьшается с ростом αd , но ее протяженность в область больших n увеличивается более значительно, так, что среднее число электронов в сгустке у анода

$$\langle n \rangle = \sum_{n=1}^{\infty} n P_n = \exp(\alpha d) \quad (5)$$

существенно растет.

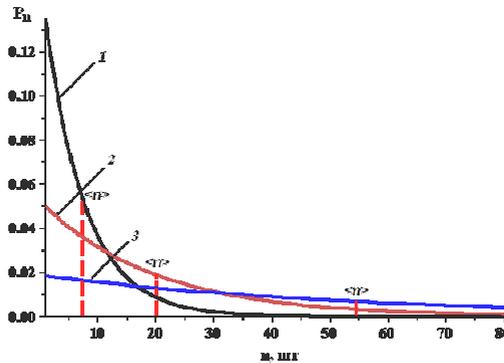


Рис. 2. Распределение вероятности кратности электронного умножения при различных значениях параметра αd : 1 – $\alpha d = 2$; 2 – $\alpha d = 3$; 3 – $\alpha d = 4$.

Следует обратить внимание также на аномально широкую дисперсию этого распределения при больших средних $\langle n \rangle$

$$\langle (n - \langle n \rangle)^2 \rangle = \exp(\alpha d) \cdot (\exp(\alpha d) - 1) = \langle n \rangle^2 - \langle n \rangle. \quad (6)$$

Адекватность полученных классически особенностей функции распределения кратности электронного умножения подтверждена математическим моделированием по методу Монте-Карло.

В третьем разделе второй главы вводится понятие коэффициента усиления петли обратной связи лавинного процесса, для замыкания которой необходим учет дырочных ионизаций. Предполагая выполненным условие $\beta/\alpha \ll 1$ (в силу асимметрии коэффициентов

ударной ионизации), в рассматриваемой статистике можно ограничиться учетом лишь двух альтернативных событий: 1) пролет дыркой интервала α^{-1} без ионизации с вероятностью $(1 - \beta\alpha^{-1})$, и 2) пролет с единичной ионизацией, т.е. генерацией нового электрона с вероятностью $\beta\alpha^{-1} \ll 1$.

Использование такой бинарной функции распределения вероятности для дырок совместно с функцией распределения (4) позволяет записать вероятности различных реализаций первой стадии развития лавинного процесса, заканчивающейся генерацией дырками некоторого количества новых электронов в прикатодном слое пролетной области протяженностью α^{-1} . Соответствующие аналитические выражения имеют вид:

$$\begin{aligned} Q_{(0)} &= \sum_{n=1}^{\infty} \exp(-\alpha d) \cdot (1 - \exp(-\alpha d))^{n-1} \left(1 - \frac{\beta}{\alpha}\right)^n, \\ Q_{(1)} &= \sum_{n=1}^{\infty} n \frac{\beta}{\alpha} \exp(-\alpha d) \cdot (1 - \exp(-\alpha d))^{n-1} \left(1 - \frac{\beta}{\alpha}\right)^{n-1}, \\ Q_{(2)} &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n(n-2)}{2} \left(\frac{\beta}{\alpha}\right)^2 \cdot \exp(-\alpha d) \cdot (1 - \exp(-\alpha d))^{n-1} \left(1 - \frac{\beta}{\alpha}\right)^{n-2}. \end{aligned} \quad (7)$$

После сравнительно несложных преобразований формулы (7), при условии $\exp(\alpha d) \gg 1 \gg \beta/\alpha$, трансформируются в довольно простые выражения

$$\begin{aligned} Q_{(0)} &= (1+q)^{-1}, & Q_{(1)} &= q(1+q)^{-2}, \\ Q_{(2)} &= q^2(1+q)^{-3}, & Q_{(3)} &= q^3(1+q)^{-4}, \end{aligned} \quad (8)$$

где обозначено $q = \frac{\beta}{\alpha} e^{\alpha d}$.

Обобщая соотношения (8), получим искомую формулу для вероятности того или иного значения k – парциального коэффициента усиления единичной петли обратной связи:

$$Q_{(k)} = \frac{1}{q+1} \left(\frac{q}{1+q}\right)^k, \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (9)$$

Эта функция распределения парциальных значений коэффициента усиления петли обратной связи (9) нормирована на единицу. Как и функция (4), выражение (9) максимально при минимальном k ($k=0$), последнее означает, что наивероятнейшим результатом регенерации единичного электрона является негативное событие, т.е. выключение лавины уже на первой стадии ее развития. Функция распределения (9) дает правильную величину среднего коэффициента регенерации:

$$\langle k \rangle = q = \frac{\beta(E)}{\alpha(E)} \exp(d \cdot \alpha(E)) \quad (10)$$

Итак, предположим, что вследствие неких причин в момент времени t_i в окрестности катодного края (i - p переход, $x = 0$) диода появилось $n_i(0)$ электронов. В свою очередь для каждого из этих электронов имеется вероятность совершить $d \cdot \alpha(E) > 1$ актов ударной ионизации на пути к анодной границе (i - n переход, $x = d$). При этом в среднем за время пролета $t_{np} = d/v_s$ (v_s – скорость насыщения) в n - область синфазно уйдут $n_i(0)$ электронных сгустков со средним числом $\exp(d \cdot \alpha(E))$ электронов в каждом, то есть

$$n_{i+1}(d) = n_i(0) \cdot \exp(d \cdot \alpha(E)). \quad (11)$$

В результате тех же актов электронной ударной ионизации в течение временного интервала $\Delta t = 2t_{np}$ окрестность катодной границы пересечет такое же количество дырок. Эти дырки, несмотря на сравнительно небольшую величину ионизационного интеграла, создадут в слое протяженностью α^{-1} у катодной границы ($x = 0$) в момент времени $t_{i+1} = t_i + \Delta t$ новые электроны в количестве

$$n_{i+1}(0) = n_i(0) \cdot \exp(d \cdot \alpha(E)) \cdot \frac{\beta(E)}{\alpha(E)} = q \cdot n_i(0) \quad (12)$$

которые и «запустят» следующую стадию формирования лавинного процесса.

В четвертом разделе второй главы построен эффективный алгоритм расчетной процедуры определения формы токовых импульсов и приведены результаты численного моделирования.

Чтобы проследить развитие лавинного процесса разрядки емкости диода при превышении напряжения на диоде над пороговым, необходимо, наряду с формулой для среднего коэффициента усиления (10), также учитывать изменение напряжения на лавинном фотодиоде, определяющего численное значение коэффициента (10). При этом диод с одной стороны, разряжается внутренним током электронных сгустков и дырочных «хвостов», а с другой – дозаряжается током от источника питания V через нагрузочное сопротивление R_H . Упрощенная эквивалентная схема, иллюстрирующая этот процесс, показана на рис 3.

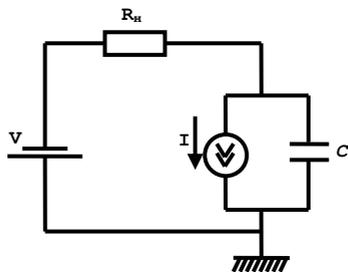


Рис. 3. Упрощенная эквивалентная схема однофотонного лавинного фотодиода.

Приведенной схеме включения отвечает парциальное изменение напряжения на диоде за интервал $\Delta t = 2t_{np}$ дискретизации текущего времени:

$$V_{i+1} = V_i - \left(e \cdot n_{i+1}(d) - \frac{(V - V_i) \cdot \Delta t}{R_n} \right) \cdot C^{-1} \quad (13)$$

где $C = \epsilon\epsilon_0 \cdot S/d$ - емкость диода, e - элементарный заряд.

Система уравнений (11, 12, 13) представляет собой простую итерационную модель развития лавинного процесса в фотодиоде. Для корректной реализации модели использовались только целочисленные значения n_i , что особенно важно для числа иницирующих электронов. При этом, как только $n_i(0)$ становится равным нулю в предложенной итерационной схеме, лавинный пробой автоматически «выключается», что позволяет току во внешней цепи через R_n восстановить напряжение на диоде до исходного напряжения источника питания. При моделировании использовались следующие начальные значения параметров: $V_0 = V$ - напряжение источника питания, $n_0(d) = 0$ - число электронов у анодной границы в начальный момент времени t_0 , $n_0(0) = 1$ - первичный фотоэлектрон у катодной границы в начальный момент времени t_0 . Остальные необходимые для расчета технологические параметры лавинного фотодиода и эквивалентной схемы: емкость диода C , длину пролетной области d , сопротивление нагрузки R_n - программа позволяет легко задавать и варьировать.

На рисунке 4 приведены зависимости напряжения на лавинном фотодиоде, включенном одиночным электроном, от времени для напряжения источника $V = 26$ В при нескольких характерных значениях сопротивления нагрузки $R_n = 1, 2, 4$ кОм. Оказалось, что значению $R_n = 1$ кОм отвечает своеобразное аperiодическое «включение» стационарного пробоя с напряжением $V_n = 23,8$ В и током, определяемым

падением избыточного напряжения (перенапряжения) $(V - V_n)$ на нагрузочном сопротивлении. А при $R_n \geq 2$ кОм происходит восстановление напряжения питания на фотодиоде в результате полного выключения лавинного тока во временном промежутке, когда напряжение на диоде было выше порогового.

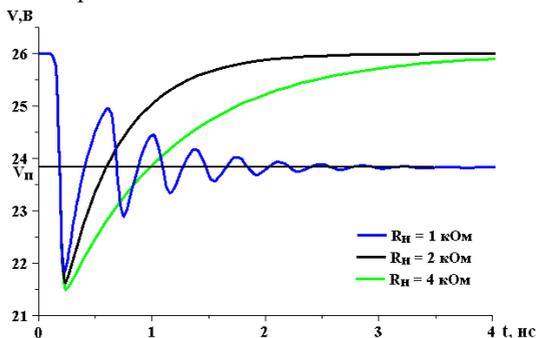


Рис. 4. Характерные временные зависимости напряжения на диоде (результаты численного моделирования $d = 0,7$ мкм, $C = 250$ фФ)

Следует отметить практически одинаковое поведение всех этих кривых на первом этапе релаксационного процесса, который распространяется до напряжения существенно меньшего, чем V_n , что обусловлено специфической инерционностью лавинного процесса.

Анализируя результаты построенной простой теоретической модели работы кремниевое лавинного фотодиода, можно сформулировать несколько основных выводов:

- в режиме лавинного пробоя в области умножения кремниевое фотодиода подавляющее число ионизаций инициируется электронами ($\alpha > \beta$);

- преобладание электронных ионизаций компенсирует недостаток дырочных, так что результирующий коэффициент положительной обратной связи не превышает разумных значений $\sim 2,5$;

- форму однофотонного импульса отличает быстрая стадия лавинной разрядки емкости диода с характерной длительностью около $0,1 - 0,3$ нс, и относительно медленная стадия (восстановления) дозарядки, длительность которой определяют электрические параметры внешней цепи;

- при слишком быстрой дозарядке диод переходит в состояние стационарного лавинного пробоя с напряжением $V = V_n$ и стационарным током $(V - V_n)/R_n$.

Третья глава диссертационной работы посвящена построению усложненной физико-математической модели динамики токовых импульсов с учетом латеральной неоднородности лавинного тока. В ней сочетается адекватный учет локальности области лавинного пробоя, инициированного единичным электроном, и специфическая временная задержка, обусловленная растеканием заряда по площади встроенного коллектора.

В первом разделе рассматривается сложная пространственная структура задачи, а именно, высокая локализация исследуемого нестационарного процесса лавинной перезарядки по площади диодной структуры. Поскольку главная фаза нестационарного процесса лавинной разрядки емкости диода, инициированная единичным электроном в какой-то случайной точке его площади, столь быстротечна (несколько десятых наносекунд), естественно предположить, что в это малое время перезарядиться до глубоко подпороговых значений сможет относительно малая часть площади диода. Поэтому в конкурирующем процессе дозарядки емкости диода от источника напряжения появится дополнительная временная задержка на растекание локального инжектированного заряда по площади катодного коллекторного p^+ -слоя структуры (см. Рис. 1), что может кардинально проявиться в кинетике дозарядки, а, следовательно, повлиять (количественно) на соответствующий критерий самовыключения лавинного процесса.

Подробно рассматривается электрическая реакция лавинного фотодиода (Рис. 5) на «прибытие» в центральную (для простоты) точку p^+ -катода очередной порции положительного дырочного заряда, в характерный промежуток времени $\Delta t = 2t_{pp} \approx 2 \cdot 10^{-11}$ с.

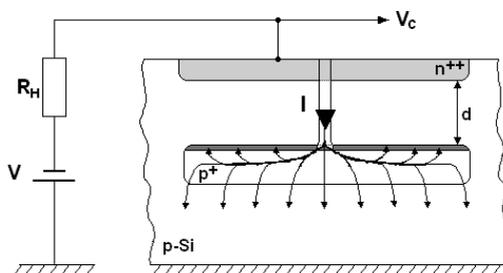


Рис. 5. Условная картина растекания электрического тока при локальном пробое лавинного фотодиода. V – напряжение источника питания, R_H – сопротивление нагрузки, V_c – сигнальное напряжение.

Вводится определение локального потенциала в катодном p^+ -слое диодной структуры $\phi(r,t)$, зависящего от времени и внутренней латеральной координаты r , тогда ток во внешней цепи задается интегральным соотношением:

$$I(t) = \int dS \frac{\phi(r,t)}{\rho_s h_s} = \frac{S \int dS \phi(r,t)}{\rho_s h_s S} = \frac{\int dS \phi(r,t)}{R \cdot S}, \quad (14)$$

где $\rho_s \approx 10$ Ом·см удельное сопротивление подложки, $h_s \approx 10$ мкм - толщина ее слоя между p^+ -обкладкой и заземляющей шиной, S - площадь диода (p^+ -слоя). Соответственно полный емкостной заряд определяется выражением:

$$Q = V \cdot C - \left(\frac{R_n}{R} + 1 \right) C_0 \int dS \phi(r,t) = Q_0 - \delta Q(t), \quad (15)$$

где удельная емкость диода $C_0 = \epsilon \epsilon_0 / d \approx 10^{-8}$ Ф/см².

Комбинируя выражения (14), (15), получим

$$\frac{\delta Q}{(R_n + R)C} = -I = -\frac{d\delta Q}{dt} \quad (16)$$

Отсюда следует интересная особенность «сконструированной» для упрощения задачи внешней цепи (протяженный электрод заземления), заключающаяся в том, что любой нестационарный заряд Q релаксирует с одной и той же постоянной времени $C(R+R_n)$ вне зависимости от формы его распределения по площади p^+ -обкладки конденсатора (диода). Тем не менее, это обстоятельство необходимо учитывать для расчета текущих значений коэффициентов умножения α и β , поскольку для этого необходимы текущие значения потенциала $\phi(0,t) = \Phi_t$, при $r=0$, т.е. в «точке» пробоя.

Для этого рассматривается известное решение двумерного телеграфного уравнения [9], описывающего центрально-симметричное расплывание заряда из окрестности точки $r=0$

$$\phi(r,t) = \phi_0 \frac{t_0}{t} \cdot \exp\left(-\frac{r^2 R C_0}{4t}\right), \quad (17)$$

где $R \approx 10$ кОм - сопротивление p^+ -слоя, $\phi_0 t_0$ - постоянная интегрирования. В качестве t_0 , естественно, выбирается характерное время задачи $\tau \approx 2t_{np} \approx 2 \cdot 10^{-11}$ с. Интегрирование по площади потенциала (27), умноженного на C_0 , дает соответствующий заряд

$$q = \int dS C_0 \phi(r,t) = \frac{4\pi t_0}{R} \phi_0 \quad (18)$$

Здесь коэффициент $4\pi t_0 / R = \Delta C$, тем больший, чем меньше сопротивление растекания R , отражает характерное расплывание

отдельной порции локального дырочного заряда за время его «введения» в систему. Он играет роль дискреты эффективной емкости растекания, которая, увеличиваясь со временем, достигает номинальной емкости диода C за время $t = n\tau$, где $n = C/\Delta C$ - число временных интервалов τ , за которое введенный заряд успевает распространиться по всей площади диода. При этом, в соответствии с формулой (18), интересующий потенциал центральной точки Φ_i уменьшается обратно пропорционально дискретному времени $i\tau$, достигая стационарного значения при $i = n$.

Сама же формула (18) позволяет по величине парциального заряда q_i , локально инжектированного на соответствующей стадии лавинного процесса в p^+ -обкладку исследуемой диодной структуры, рассчитать амплитуду $\varphi(0, i)$ – компоненту потенциала, отвечающего компоненте заряда q_i .

Во втором разделе третьей главы на основе физических принципов и формул предыдущего раздела предлагается модифицированная итерационная схема моделирования с учетом динамики растекания в катодном слое. Обозначив число электронов, инициирующих i -ю стадию процесса, генерированных в прикатодном слое протяженностью α^{-1} , на предыдущей $(i-1)$ стадии как N_{i-1} , можно записать сначала парциальный заряд электронного сгустка, пришедшего на анод в i интервал дискретного времени:

$$q_i = eN_{i-1} \exp\{\alpha(V - \Phi_{i-1}) \cdot d\}. \quad (19)$$

Точно такой же величине равен и парциальный заряд дырок, пришедших на катод за временной интервал $2t_{\text{пр}}$, сгенерировав при этом

$$N_i = N_{i-1} \exp\{\alpha(V - \Phi_{i-1}) \cdot d\} \cdot \frac{\beta(V - \Phi_{i-1})}{\alpha(V - \Phi_{i-1})} \quad (20)$$

новых электронов для инициации следующей $(i+1)$ стадии процесса. Полный дополнительный заряд на обкладках диода увеличивается за счет поступления очередной порции лавинного тока и уменьшается, «вытекая» во внешнюю цепь:

$$Q_i = \sum_{j=1}^i q_j \exp\left\{-\frac{\tau}{\tau_n}(i-j)\right\}, \quad (21)$$

где $\tau_n = (R+R_n)C$.

Соответственно, ток во внешней цепи равен

$$I_i = \frac{1}{\tau_n} \sum_{j=1}^i q_j \exp\left\{-\frac{\tau}{\tau_n}(i-j)\right\}, \quad (22)$$

а напряжение на диоде $V - IR_n$.

Чуть более сложный вид имеет формула для локального потенциала Φ в точке пробоя

$$\Phi_i = \sum_{j=1}^{\infty} \frac{q_j}{\Delta C} \frac{\exp\left\{-\frac{\tau}{\tau_n}(i-j)\right\}}{\min\left\{(i-j+1); \frac{C}{\Delta C}\right\}}. \quad (23)$$

Следует обратить внимание, что числитель в формуле (23) отвечает «утеканию» инжектированных зарядов во внешнюю цепь, а знаменатель – их «растеканию» из «точки» пробоя по площади диода.

В третьем разделе третьей главы рассматриваются и обсуждаются результаты физико-математического моделирования динамики токовых импульсов с учетом латеральной неоднородности лавинного тока. Исследуется влияние сопротивления растекания на лавинный релаксационный процесс при типичных значениях параметров структуры. На рис. 6 приведены кривые релаксации для значений $R_n = 30$ и 12 кОм. И в том, и в другом случае зависимости демонстрируют быструю лавинную стадию разрядки емкости диода до значений существенно ниже напряжения пробоя (горизонтальный участок линии 2).

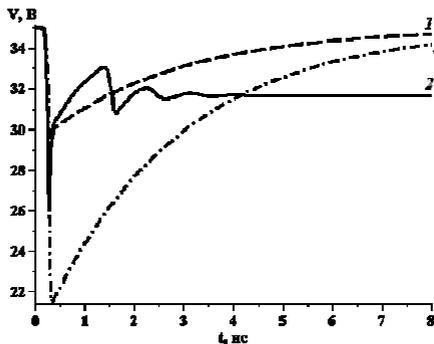


Рис.6. Результаты моделирования возможных режимов ЛФД с емкостью 90 фФ и сопротивлением 10 кОм для $R_n = 30$ кОм (кривая 1) и $R_n = 12$ кОм (кривая 2). Для сравнения приведена кривая релаксации (3) ЛФД с малым (0.1 кОм) сопротивлением растекания.

Тем не менее, на стадии восстановления явно различаются два этапа. В быстром этапе превалирует восстановление локального потенциала за счет растекания по площади p^+ -катода дырочного заряда, инжектированного в точку пробоя. Этот этап достаточно близко подводит локальный потенциал (снизу) к потенциалу V_n стационарного режима лавинного процесса ($q = 1$), облегчая при этом задачу второго, более медленного этапа обычной $R_n C$ дозарядки (уход оставшегося

неравновесного дырочного заряда во внешнюю цепь через подложку). Задачей второго этапа является смещение общего уровня потенциала так, чтобы его локальное (в точке пробоя) значение превзошло критический потенциал $V_{п}$. В этом случае лавина сможет развиться снова, если к тому времени в ней останется сколько-нибудь значимое количество инициирующих электронов. Последнее обстоятельство объясняет тот важный аспект, что для выключения лавинного процесса необходимо соответствующее замедление $R_n C$ дозарядки и увеличение критического сопротивления нагрузки с 1 до порядка 20 кОм.

Продлав значительную серию численных экспериментов для широкой области значений внешних параметров C и R , были получены зависимости критического сопротивления нагрузки R_n^k от сопротивления имплантированного слоя R (рис. 7)

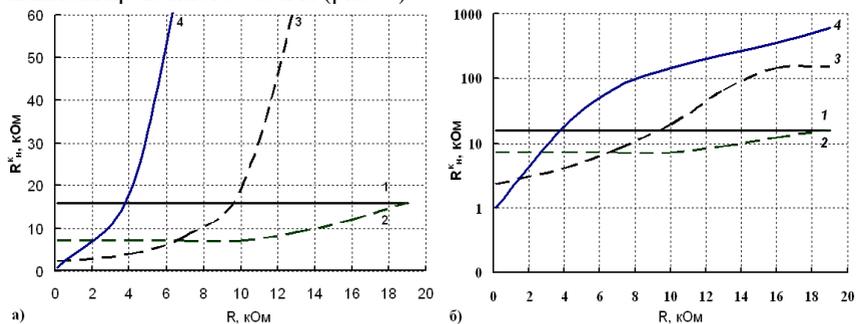


Рис. 7. Результаты серии численных экспериментов по определению значений критического сопротивления нагрузки: а) в линейном масштабе; б) в логарифмическом масштабе. Кривые на графиках соответствуют следующим значениям емкости C , фФ: 1 – 10, 2 – 30, 3 – 90, 4 – 270.

Результаты, представленные на рисунках 6 и 7, убедительно доказывают важность рассмотренного физического явления (растекания тока) в формировании импульсной реакции лавинного фотодиода на однофотонное возбуждение. Поскольку именно учет своеобразной динамики растекания заряда из точки пробоя переводит расчетные значения требуемых нагрузочных сопротивлений в область реальных величин, соответствующих практике эксперимента и проектирования сенсорных устройств на основе лавинных фотодиодов. Не менее важно, что данная модифицированная модель позволяет определить необходимую дозу имплантации p^+ -слоя, которую обычно, в целях минимизации дефектности активной области приборных структур, стремятся уменьшить.

Последняя, **четвертая глава** диссертации посвящена, главным образом, исследованию начальной стадии развития лавинного процесса со сравнительно малым количеством носителей в области сильного поля, где в наибольшей степени проявляется случайность процесса регенерации тока.

В первом разделе, анализируя элементарный акт регенерации, получены функции распределения его результатов для одного, двух и трех электронов на «входе» единичной петли обратной связи. Показано, что с ростом числа носителей на входе петли обратной связи наблюдается тенденция к уменьшению относительных флуктуаций числа частиц в лавине уже на первых этапах развития процесса. Вероятность нулевой результативности единичной регенерации существенно подавляется, что позволяет сформулировать критерий эффективности, как по меньшей мере удвоение иницирующего электрона уже на первой стадии процесса размножения:

$$K = \sum_{k=2}^{\infty} Q_{(k)} = \sum_{k=2}^{\infty} \frac{1}{1+q} \left(\frac{q}{1+q} \right)^k = \left(\frac{q}{1+q} \right)^2. \quad (24)$$

Во втором разделе, учитывая случайность координаты фотогенерации первичного электрона в области сильного поля, получена спектральная зависимость $K_{\phi}(\lambda)$ усреднением аналога формулы (24) по функции поглощения световых квантов $P(x) = \eta(\lambda) \cdot e^{-\eta(\lambda) \cdot x}$, где $\eta(\lambda)$ - коэффициент поглощения в кремнии:

$$K_{\phi} = \langle K(x) \rangle + \left\langle \frac{q(x)}{(1+q(x))^2} \right\rangle K + K e^{-\eta(\lambda) d}, \quad (25)$$

Соответствующие зависимости $K_{\phi}(\lambda)$ приведены на рисунке 8.

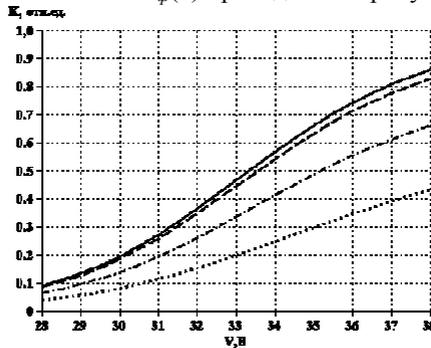


Рис. 8. Зависимость эффективности фотоэлектрического преобразования $K_{\phi}(\lambda)$ от напряжения при возбуждении монохроматическим излучением (l - $\lambda = 0,5$ мкм; 2 - $\lambda = 0,6$ мкм; 3 - $\lambda = 0,8$ мкм; 4 - K по формуле (24).

Графики 1,2,3 демонстрируют рост эффективности для более красных фотонов, поскольку последние генерируют первичный фотоэлектрон в прикатодном α^{-1} слое с большей вероятностью.

В третьем разделе главы, чтобы преодолеть сомнения в адекватности оценки эффективности по результатам усиления первой петли обратной связи, была разработана специализированная Монте-Карло модель эволюции лавинного процесса на более длительном промежутке времени, включающего несколько (вплоть до десяти) петель обратной связи. Критерием неэффективности в модели служило отсутствие электронов на выходе из последней петли. Программная реализация Монте-Карло модели эффективности и полученные численные результаты (кривая 2 на рис. 9) демонстрируют ожидаемое существенное падение эффективности в окрестности напряжения пробоя и достаточную близость к аналитической зависимости (24) (кривая 1 на рис. 9) при сравнительно больших надпробойных напряжениях. Полученный результат, в частности $K = 0,08$ при $q=1$, позволил оценить характерную длительность импульсов квазистационарного лавинного тока (микроплазменный режим), сформулировав критерий самовыключения лавинного процесса при $q=1$. Соответствующие вычисления показывают, что при сопротивлениях нагрузки порядка нескольких сотен кОм, длительность микроплазменных импульсов находится в диапазоне 0,1-10 мкс, что согласуется с известными экспериментальными данными.

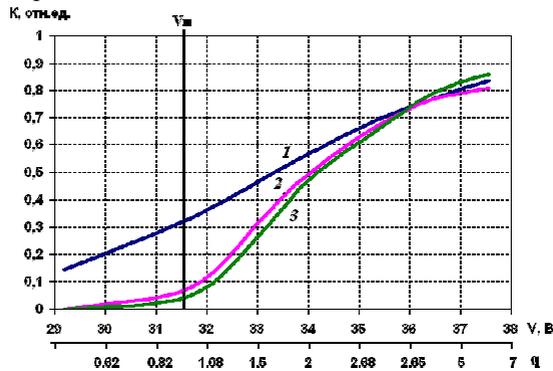


Рис. 9. Зависимости коэффициента эффективности одноэлектронного возбуждения лавины от напряжения, рассчитанные: 1 – теоретически (по результативности одной петли обратной связи); 2 – упрощенная Монте-Карло модель (раздел 4.3); 3 – обобщенная Монте-Карло модель с высокой степенью дискретизацией.

В последнем четвертом разделе четвертой главы построена обобщенная Монте-Карло модель лавинного процесса с высокой степенью дискретизации пространственно-временных координат. В принципе, эта модель, свободная от использованных ранее упрощений ($\alpha \ll \beta$, $\Delta t = 2t_{пр}$ и т.п.), дает наглядную картину статистически разупорядоченных начальных стадий развития лавины.

Полученная в рамках этой высокоточной, но более трудоемкой (вычислительно) модели, эффективность преобразования фотоэлектрона в сигнальный импульс (кривая 3 на рис. 9), практически полностью совпадает с предыдущей зависимостью (кривая 2 на рис. 9), что подтверждает правомочность разработанной в разделе 4.3 укороченной Монте-Карло модели включения, равно как и адекватность использованных в работе упрощений при анализе импульсных переходных процессов в ЛФД (главы II, III).

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ

1. Разработана динамическая модель лавинообразной перезарядки емкости фотодиода с учетом локальности области лавинного умножения и запаздывания растекания тока по площади тылового электрода. Реализация модели обеспечила возможность расчета формы и амплитуды сигнальных импульсов и соответствующих альтернативных режимов работы устройства.

2. Выявлена существенная статистическая неопределенность начальной стадии развития лавинного процесса инициированного единичным электроном. Разработана статистическая (Монте-Карло) модель начальной стадии нарастания лавинного тока в сигнальном импульсе.

3. В силу выявленной математическим моделированием инерционности лавинного процесса, емкость фотодиода разряжается током сигнального импульса до напряжений существенно меньше пробивного.

4. Для реализации импульсного режима работы кремниевого лавинного фотодиода необходимо существенное увеличение задержки во внешней цепи (в 100 - 10 раз) относительно времени лавинной перезарядки ($\sim 10^{-10}$ с).

5. Квантовую эффективность преобразования «фотоэлектрон - сигнальный импульс» определяет результативность начального этапа формирования импульса (3 - 5 времен пролета), где в наибольшей степени проявляется случайный характер коэффициента регенерации лавинного процесса.

6. Достаточно большое сопротивление нагрузки (0,1-1 МОм) приводит к самопроизвольному выключению стационарного состояния лавинного пробоя за времена порядка микросекунд, т.е. формированию так называемых микроплазменных токовых импульсов.

Указанные результаты позволили сформулировать ряд количественных требований и ограничений на конструктивно-технологические параметры кремниевых планарных фотодиодных структур, обеспечивающих устойчивость однофотонного режима регистрации оптического излучения.

Основное научные результаты опубликованы в следующих работах:

- A1. Верховцева А. В., Гергель В. А., Зеленый А. П., Зимогляд В. А., Тишин Ю. И. «Исследование динамики развития локального микропробоя в кремниевых лавинных фотодиодных структурах», «Радиотехника и электроника», 2009, т.54, №3, с.371-376.
- A2. Верховцева А. В., Гергель В. А. «Динамика локального микропробоя в гейгеровском режиме работы лавинных фотодиодов», «Физика и техника полупроводников», 2009, т.43, №7, с.966-970.
- A3. Верховцева А. В., Гергель В. А., Зимогляд В. А. «Статистика регистрации мультифотонных вспышек сцинтилляторов многоэлементным массивом кремниевых лавинных фотодиодов», «Радиотехника и электроника», 2009, т.54, №4, с.504-506.
- A4. Верховцева А. В., Гергель В. А. «Эффективность генерации однофотонных токовых импульсов в гейгеровском режиме работы кремниевых лавинных фотодиодов», «Физика и техника полупроводников», 2009, т.43, №9, с.1244-1248.
- A5. Верховцева А. В., Ванюшин И. В., Гергель В. А., Зеленый А. П., Зимогляд В. А., Тишин Ю. И. «Статистические особенности зарождения процесса лавинного умножения в полупроводниках с различающимися коэффициентами ударной ионизации», «Радиотехника и электроника», 2009, т.54, №11, с.1403-1414.
- A6. Верховцева А. В. «Моделирование динамики развития локального микропробоя в кремниевых лавинных фотодиодных структурах», «Нелинейный мир», 2009, т.7, № 3, с.212.
- A7. Верховцева А. В., Гергель В. А. «Статистика одноэлектронного старта импульсов лавинного тока в кремниевых лавинных фотодиодах», «Нелинейный мир», 2010, т.8, № 2, с.100.
- A8. Верховцева А. В., Ванюшин И. В., Гергель В. А., Зимогляд В. А., Тишин Ю. И. «Статистика однофотонных токовых импульсов в

гейгеровском режиме кремниевых лавинных фотодиодов малой площади» //Сборник трудов IV научно-технической конференции «Системы наблюдения, мониторинга и дистанционного зондирования земли», Москва, 2007.

- A9. Верховцева А. В., Ванюшин И. В., Гергель В. А., Горшкова Н. М., Зимогляд В. А., Тишин Ю. И. «Single photon current impulses statistics of the small square silicon avalanche photodiodes in Geiger's mode» // Сборник трудов International Conference «Micro- and nanoelektronics 2007», Zvenigorod, Russia, October 1-5, 2007.
- A10. Верховцева А.В. «Исследование динамики микропробоя в кремниевых лавинных фотодиодных структурах» // Сборник тезисов докладов 16-й Всероссийской межвузовской научно-технической конференции студентов и аспирантов «Микроэлектроника и информатика - 2009», Москва, МИЭТ, 22-24 апреля 2009, с. 35.
- A11. Верховцева А. В., Гергель В. А «Статистика зарождения процесса лавинного умножения в кремнии» // Сборник тезисов докладов IV Научной конференции для молодых ученых «Нанoeлектроника, нанoфотоника и нелинейная физика», 7-9 сентября 2009, Саратов, Россия, с. 18-19

Список цитируемой литературы

1. Spinelli A. Physics and Numerical Simulation of Single Photon Avalanche Diodes / Spinelli A., Lacaita A.L. // IEEE Trans. Electron Devices. – 1997. – v. 44, n. 11. – p.1931-1943.
2. McIntyre R.J. A New Look at Impact Ionization – Part I. // IEEE Trans. Electron Devices. – 1999. – v. 46, n. 8. – p.1623-1631.
3. Yuan P. *et al.* New Look at Impact Ionization – Part II. // IEEE Trans. Electron Devices. – 1999. – v. 46, n. 8. – p.1632-1639.
4. Shockley W., Solid-State Electronics, 2, 35 (1961).
5. Wolff P.A. Theory of electron multiplication in Si and Ge // Phys. Rev. – 1954. – v. 95.-p. 1415.
6. Baraff G.A. Distribution functions and ionization rates for hot electrons in semiconductors.// Phys. Rev., 128, 2507, (1962).
7. Ridley B.K., J. Phys. C, 16, 3373 (1983a).
8. Грехов И.В. Лавинный пробой *p-n* –перехода в полупроводниках / Грехов И.В., Сережкин Ю.Н. – Л.: Энергия. Ленингр. отделение, 1980. – 152с., ил.
9. Корн Г.Справочник по математике для научных работников и инженеров / Корн Г., Корн Т. – М.: Наука, 1977. – 832 с.