

Исследование отклика полупроводникового детектора на действие мощного импульсного ионизирующего излучения

Ю. А. Волков, Е. Д. Казаков, Ю. Г. Калинин, М. Б. Марков, Д. Д. Масленников,
М. Ю. Орлов, И. А. Тараканов

Представлены сравнительные результаты экспериментального и численного исследования отклика $p-i-n$ -диода $brw34F$ на воздействие мощного потока ионизирующего излучения. Эксперименты проводились на сильноточном импульсном генераторе электронов РС-20, обеспечивающем ток пучка до 75 кА при напряжении на диоде до 1,5 МВ. Облучение $p-i-n$ -диода осуществлялось рентгеновским излучением, возникающим при торможении электронов в массивной мишени. Математическая модель радиационной проводимости основана на кинетических уравнениях для электронов проводимости и дырок валентной зоны и самосогласованных уравнениях Максвелла. Расчеты проводились на суперкомпьютере ГВК К-100.

Ключевые слова: тормозное рентгеновское излучение, $p-i-n$ -диод, электронные пучки.

Ссылка: Волков Ю. А., Казаков Е. Д., Калинин Ю. Г., Марков М. Б., Масленников Д. Д., Орлов М. Ю., Тараканов И. А. // Прикладная физика. 2020. № 1. С. 58.

Reference: Yu. A. Volkov, E. D. Kazakov, Yu. G. Kalinin, M. B. Markov, D. D. Maslennikov, M. Yu. Orlov, and I. A. Tarakanov, Applied Physics, No. 1, 58 (2020).

Введение

Использование современной электронной аппаратуры для работы в экстремальных условиях повышает требования к радиационной стойкости микроэлектроники. Важно, чтобы используемые изделия обеспечивали

надёжное срабатывание и адекватный отклик под действием ионизирующих излучений. Математическое моделирование является эффективным, а, зачастую, и единственно возможным методом исследования отклика элементов микроэлектроники на радиационные нагрузки.

Моделирование требует одновременного учета множества эффектов, в том числе вторичных, причем как в самих изделиях, так и в окружающей среде [1]. В связи с этим важно соотносить результаты моделирования с экспериментами, в которых мощность потоков ионизирующего излучения сопоставима с условиями космических и экстремальных лабораторных исследований, а также антропогенных катастроф.

В данной работе представлено сопоставление результатов экспериментального и математического моделирования отклика $p-i-n$ -диода $brw34F$ на рентгеновское излучение, возникающее в результате взаимодействия сильноточного электронного пучка с массивной мишенью на установке РС-20. Для моде-

Волков Юрий Александрович^{1,3}, с.н.с., к.ф.-м.н.
Казаков Евгений Давидович^{1,2,3}, нач. лаб., к.ф.-м.н.
Калинин Юрий Григорьевич^{1,2}, нач. отдела, д.ф.-м.н.
Марков Михаил Борисович¹, зам. директора, д.ф.-м.н.
Масленников Дмитрий Дмитриевич², гл. специалист.
Орлов Михаил Юрьевич², инженер.
Тараканов Илья Алексеевич¹, н.с., к.ф.-м.н.

¹ ИППМ им. М. В. Келдыша РАН.

Россия, 125047, Москва, Миусская пл., 4.

E-mail: Kazakov_ED@nrcki.ru

² НИЦ «Курчатовский институт».

Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1.

³ НИУ «МЭИ».

Россия, 111250, Москва, Красноказарменная улица, 14.

Статья поступила в редакцию 12 ноября 2019 г.

© Волков Ю. А., Казаков Е. Д., Калинин Ю. Г.,
 Марков М. Б., Масленников Д. Д., Орлов М. Ю.,
 Тараканов И. А., 2020

лирования кинетики вторичных носителей заряда в полупроводниках используется трехмерная математическая модель. Она основана на кинетических уравнениях для электронов проводимости и дырок валентной зоны и уравнениях Максвелла. Кинетические уравнения описывают движение носителей заряда под действием самосогласованного электромагнитного поля и рассеяние на неидеальностях кристаллической решетки. Уравнения Максвелла включают плотность тока первичных и вторичных носителей заряда, а также плотность тока, обусловленная рабочим полем $p-i-n$ -диода brw34F .

Схема эксперимента

Эксперименты проводились на сильноточном генераторе релятивистского электронного пучка PC-20 [2, 3]. Генератор представляет собой LC-контур, замкнутый через плазменный прерыватель тока (ППТ) – отрезок коаксиальной линии, электроды которой в нужный момент соединены между собой плазменной перемычкой, предварительно создаваемой плазменными пушками. При включении генератора импульсов напряжения (ГИН) нарастающий во времени ток контура «ГИН–ППТ» замыкается через плазменную перемычку, так что часть электрической энергии преобразуется в магнитную. При определенных условиях импеданс ППТ резко (примерно за 100 нс) увеличивается – происходит обрыв тока. Запасенная энергия магнитного поля выделяется в виде потоков ускоренных частиц в ППТ и шунтирующем его вакуумном

диоде. Поток электронов, возникающий в вакуумном диоде за счет взрывной эмиссии, попадает в массивную мишень, расположенную на аноде, порождая тормозное рентгеновское излучение. Длительность его импульса соответствует длительности существования пучка в диоде до замыкания его плазмой.

В зависимости от геометрии диодного узла, напряжения зарядки и ряда других факторов, амплитудные значения напряжения на диоде и тока через него варьируются в диапазоне 800–1500 кВ и 20–100 кА соответственно. Ток в диоде измерялся с помощью безындуктивного шунта, расположенного за анодной пластиной. Напряжение определялось по показаниям делителя напряжения, расположенного на выходе ГИН, и току через ГИН, регистрируемому с помощью шунта. Схема диодного узла приведена на рис. 1.

Исследуемый $p-i-n$ -диод brw34F устанавливался за пределами вакуумной камеры под анодом вблизи оси диодного узла. Рядом располагался калиброванный рентгеновский дозиметр СКД, который обеспечивал контроль уровня облучения. Оба детектора располагались в экранирующих алюминиевых боксах для защиты от электромагнитных наводок. Расстояние от поверхности мишени до детектора варьировалось от 20 до 115 см. Это позволяло контролировать факт, что детекторы работают в линейном режиме, не достигая тока насыщения.

Питание $p-i-n$ -диода осуществлялось от трёх последовательно соединённых девяти вольтовых элементов питания, также расположенных внутри защитного бокса.

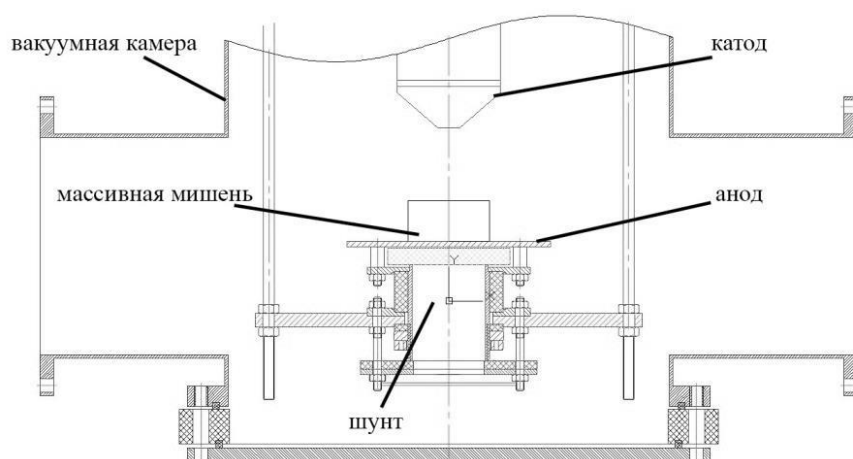


Рис. 1. Схема диодного узла.

Математическая модель радиационной проводимости

Электромагнитное поле $p-i-n$ -диода в общем случае создается как рабочим напряжением прибора, так и движением носителей заряда в кристалле, и определяется из уравнений Максвелла:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{\varepsilon_0}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi\sigma}{c} \mathbf{E} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\mathbf{j} = e \left(\int \mathbf{v} f_h \, t, \mathbf{r}, \mathbf{p} \frac{2d\mathbf{p}}{2\pi\hbar^3} - \int \mathbf{v} f_e \, t, \mathbf{r}, \mathbf{p} \frac{2d\mathbf{p}}{2\pi\hbar^3} \right) + \mathbf{j}_0. \quad (2)$$

Здесь \mathbf{E} – напряжённость электрического поля, \mathbf{H} – напряжённость магнитного поля, c – скорость света, ε_0 – относительная диэлектрическая проницаемость кремния. Выделение энергии электронами отдачи, образующимися при рассеянии тормозных фотонов ускорителя РС-20, нарушает равновесие носителей заряда в кристалле. Динамика неравновесных носителей заключена в функциях распределения f_e, f_h , зависящих от квазиимпульса \mathbf{p} , положения \mathbf{r} и времени t . Соответственно первое слагаемое в правой части (2) описывает плотность самосогласованного тока электронов проводимости и дырок. Свободные электроны генерируют в кремнии плотность тока \mathbf{j}_0 . В формулах (1) σ – проводимость электрон-дырочной плазмы, $\sigma = en_e\mu_e + en_h\mu_h$, e – заряд электрона, n_e, n_h – концентрации, μ_e, μ_h – подвижности электронов и дырок. При вычислении подвижностей носителей заряда с энергией ε учитывались процессы рассеяния на акустических и оптических фонах и рассеяние на заряженных примесях. Полное время свободного пробега τ квазичастицы с энергией ε определяется соотношением

$$1/\tau(\varepsilon) = 1/\tau_{ac}(\varepsilon) + 1/\tau_{opt}(\varepsilon) + 1/\tau_{imp}(\varepsilon).$$

Так как концентрации электронов зоны проводимости и дырок валентной зоны малы

по сравнению с концентрацией электронов в валентной зоне, то подвижность носителей заряда имеет классический тип, т. е. вклад дают все состояния [4]:

$$\mu_{e(h)} = \frac{e \langle \tau_{e(h)} \rangle}{m_{e(h)}^*},$$

$$\langle \tau_{e(h)} \rangle = \frac{\int \tau_{e(h)}(\varepsilon) \varepsilon^{3/2} \exp -\varepsilon/k_B T \, d\varepsilon}{\int \varepsilon^{3/2} \exp -\varepsilon/k_B T \, d\varepsilon},$$

где $m_{e(h)}^*$ – эффективная масса электропроводности электрона (дырки), T – температура кристалла, k_B – константа Больцмана.

Величина $\sigma\mathbf{E}$ представляет собой собственно ток радиационной проводимости. Концентрации и подвижности носителей заряда изменяются под действием импульса ионизирующего излучения и вычисляются статистическим методом частиц.

Численный алгоритм решения системы кинетических уравнения и уравнений Максвелла основан на статистическом методе частиц и схеме FDTD [5, 6]. Расчеты проводились на гетерогенном вычислительном кластере ГВК К-100.

Сравнение экспериментальных результатов и численного моделирования

После серии проведенных экспериментов для сравнения с численным моделированием выбран один из наиболее показательных опытов. На рис. 2 приведены синхронизованные сигналы тока напряжения и сигнала $p-i-n$ -диода, полученные в эксперименте.

Красной чертой на рисунке обозначен момент, когда вакуумный диод замыкается плазмой. Ненулевой ток $p-i-n$ -диода brw34F, вероятно, связан с особенностями детектора (не слишком высокое временное разрешение). По результатам электротехнических измерений параметров пучка построен спектр электронов, взаимодействующих с массивной анодной мишенью. Этот спектр, а также физико-геометрическая модель эксперимента служили входными данными для математического моделирования. Спектр рассчитывался в

предположении, что электроны пучка в достаточно короткий период времени $t_0 + \Delta t$ набирают энергию, соответствующую напряжению на диоде в этот период времени. Количество электронов определялось по величине тока диода.

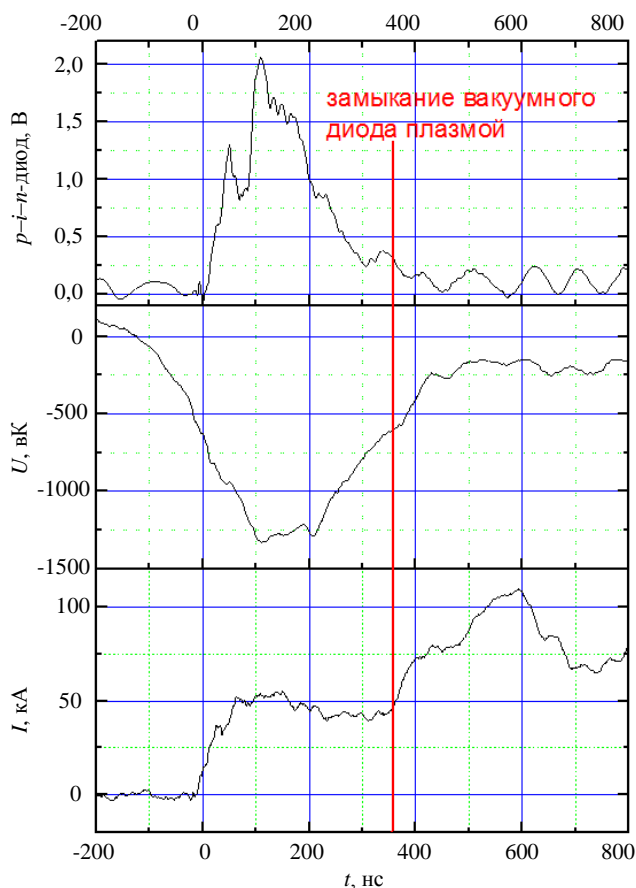


Рис. 2. Результаты измерения параметров электронного пучка.

Временной ход импульса рентгеновского излучения, падающего на $p-i-n$ -диод, задавался с помощью аналитической зависимости, наиболее приближенной к сигналу, зарегистрированному с калиброванного детектора СКД. Экспериментальный сигнал и аналитическая зависимость приведены на рис. 3.

Сравнение расчётного и экспериментально измеренного тока утечки представлено на рис. 4. Сравнение показывает качественное совпадение расчетных данных с экспериментальными данными. Пик в районе 50-й наносекунды на расчетной кривой отсутствует. Это связано с формой аналитической кривой, выступавшей в качестве входных данных расчета.

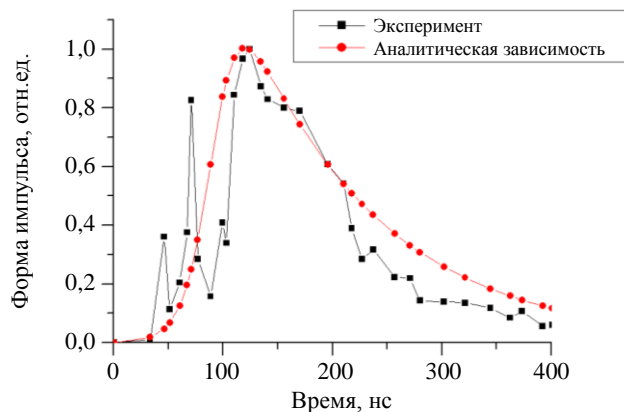


Рис. 3. Временной ход импульса рентгеновского излучения, попадающего на рентгеновские детекторы.

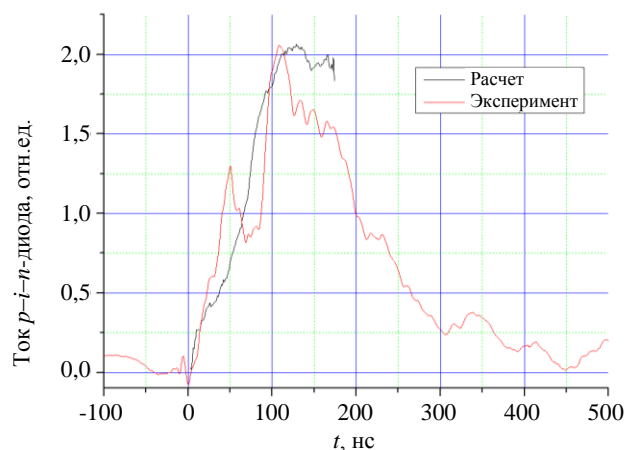


Рис. 4. Сравнение расчётной и экспериментальной зависимости тока утечки $p-i-n$ -диода $brw34F$ от времени.

Анализ экспериментальных данных оказал, что при дозах до 100 Р и мощностях дозы до 250 МР/с $p-i-n$ -диод даёт отклик, пропорциональный получаемой дозе.

Заключение

Проведено экспериментальное исследование отклика $p-i-n$ -диода $brw34F$ на воздействие тормозного рентгеновского излучения мощного импульсного генератора РС-20. Выбрано оптимальное расстояние для работы детектора в линейном режиме. На основе физико-геометрической модели эксперимента проведено численное моделирование с расчетом тока утечки через $p-i-n$ -диод.

Сравнение экспериментальных данных с результатами моделирования даёт приемлемый уровень совпадения по абсолютной величине.

чине тока утечки лучше 20 %, а также по форме сигнала отклика. Показано что при дозах до 100 Р и мощностях дозы до 250 МР/с $p-i-n$ -диод даёт отклик, пропорциональный получаемой дозе.

Продемонстрировано, что для рассмотренного диапазона математическая модель радиационной проводимости в $p-i-n$ -диоде обеспечивает приемлемое совпадение тока утечки с экспериментом.

Экспериментальная часть работ выполнена при поддержке НИЦ «Курчатовский институт» (приказ от 16.07.2019 № 1569).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Watkin's G. Radiation Damage in Semiconductors.* – N. Y.: Academic Press, 1965.
2. *Бакишев Ю. Л., Долгачев Г. И., Казаков Е. Д., Калинин Ю. Г., Масленников Д. Д., Мижирицкий В. И., Федоткин А. С., Ходеев И. А., Шведов А. А.* // Приборы и техника эксперимента. 2016. № 3. С. 69.
3. *Долгачев Г. И., Казаков Е. Д., Калинин Ю. Г., Масленников Д. Д., Шведов А. А.* // Физика плазмы. 2019. Т. 45. № 4. С. 303.
4. *Протасов Ю. С., Чувашинов С. Н.* Твердотельная электроника. – М.: Из-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2003.
5. *Березин А. В., Волков Ю. А., Марков М. Б., Тараканов И. А.* // Математическое моделирование. 2016. Т. 28. № 6. С. 18.
6. *Березин А. В., Воронцов А. С., Марков М. Б., Плющенко Б. Д.* // Математическое моделирование. 2006. Т. 18. № 4. С. 43.

PACS: 07.85.-m, 02.60.Cb

Experimental and numerical study semiconductor detector response to the action of ionizing radiation from the powerful pulsed generator RS-20

Yu. A. Volkov^{1,3}, E. D. Kazakov^{1,2,3}, Yu. G. Kalinin^{1,2}, M. B. Markov¹, D. D. Maslennikov², M. Yu. Orlov², and I. A. Tarakanov¹

¹ Keldysh Institute of Applied Mathematics RAS
4 Miusskaya sq., Moscow, 125047, Russia
E-mail: Kazakov_ED@nrcki.ru

² National Research Center “Kurchatov Institute”
1 Akademika Kurchatova pl., Moscow, 123182, Russia

³ National Research University “MPEI”
14 Krasnokazarmennaya st., Moscow, 111250, Russia

Received November 12, 2019

This paper present the results of experimental and numerical studies of the bpw34F pin diode response to the action of a powerful ionizing radiation flux. The experiments were carried out on a high-current pulsed electron generator RS-20, providing a beam current of up to 75 kA with a diode voltage of up to 1.5 MV. The pin diode was irradiated by X-ray radiation, which occurs when electrons are braked in a massive target. The mathematical model of radiation conductivity is based on the kinetic equations for conduction electrons and holes of the valence band and the self-consistent Maxwell equations. The calculations were carried out on the GVK K-100 supercomputer.

Keywords: X-ray bremsstrahlung, pin-diode, electron beams.

REFERENCES

1. G. Watkin's, *Radiation Damage in Semiconductors* (N. Y.: Academic Press, 1965).
2. Y. L. Bakshaev, G. I. Dolgachev, E. D. Kazakov, Yu. G. Kalinin, I. A. Khodeev, A. A. Shvedov, D. D. Maslennikov, V. I. Mizhiritskii, and A. S. Fedotkin, *Instruments and Experimental Techniques* **59** (3), 398 (2016).
3. G. I. Dolgachev, E. D. Kazakov, Y. G. Kalinin, D. D. Maslennikov, and A. A. Shvedov, *Plasma Physics Reports* **45** (4), 315 (2019).
4. Yu. S. Protasov and S. N. Chuvashov, *Solid-state electronics. Textbook for universities* (Moscow, Published by Bauman MSTU, 2003).
5. A. V. Berezin, Y. A. Volkov, M. B. Markov, and I. A. Tarakanov, *Mathematical Models and Computer Simulations* **9** (1), 13 (2017).
6. A. V. Berezin, A. S. Vorontsov, M. B. Markov, and B. D. Pluschenkov, *Mathematical modeling* **18** (4), 43 (2006).