

Влияние радиационных дефектов в полупроводниковой структуре на распределение ЭМП в воздушном зазоре газоразрядной камеры

М.А. Петров¹, О.В. Филонин¹, А.А. Галанин¹

¹Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева, Московское шоссе 34А, Самара, Россия, 443086

Аннотация. Предложена и исследована теоритическая модель процесса влияния полупроводниковой структуры без радиационных дефектов и с их наличием на профиль ЭМП в воздушном зазоре газоразрядной камеры вблизи поверхности структуры. Проведено математическое моделирование и сравнение распределения электрического поля в зазоре для структуры «идеальной» (без дефектов) и структур с различным количеством, размером и распределением дефектов. В качестве полупроводниковой структуры был выбран полевой транзистор. Показана принципиальная возможность использования моделируемого процесса для диагностики радиационных дефектов в РЭА в условиях космоса.

1. Введение

В настоящее время происходит интенсивное освоение космического пространства, как околоземного, так и межпланетного. Эффективность освоения в большой степени зависит от отказоустойчивости РЭА, размещенной на борту различных космических аппаратов (КА), от наноспутников до МКС. Одной из важнейших причин повышенного уровня отказов и сбоев в электронных системах на борту КА является космическое излучение (КИ) - потоки элементарных частиц и ядер атомов.

Основные эффекты воздействия КИ на РЭА обусловлены ионизационными и ядерными потерями энергии частиц в чувствительных объемах элементов интегральных микросхем и дискретных полупроводниковых приборов — транзисторов и диодов. Эти эффекты проявляются через параметрические отказы РЭА вследствие деградации характеристик полупроводниковых компонентов по мере накопления дозы ионизирующего излучения и кратковременные нарушения работы (сбои) ИМС от действия отдельных высокоэнергетических частиц. Последние подразделяются на обратимые сбои Soft Errors, исправляющиеся программным путем, и катастрофические отказы: SEB – пробой истоковой области, SEGR – пробой подзатворного диэлектрика в МОПТ [1]. Таким образом, разработка новых методов исследования влияния КИ на работоспособность полупроводниковых структур в составе РЭА является актуальной задачей.

Известно, что при помещении образцов различной природы, таких как: биологические объекты, смазки, диэлектрики во внешние переменные электромагнитные поля (частоты 10-50 кГц, напряжённость 100-500 кВ/м) в различных газовых средах, в ограниченном диэлектриком газоразрядном промежутке над поверхностью образца возникает газовый разряд. Тип разряда

определяется геометрией образца, величиной напряженности поля, давлением и видом газа, толщиной газоразрядного промежутка, формой напряжения, поданного на электроды. Для минимизации влияния газового разряда на сами объекты исследования используются лавинный, скользящий, коронный разряды, реже стримерный [2,3].

Авторами предлагается использовать лавинный газовый разряд, возникающий в газоразрядном промежутке над поверхностью полупроводникового транзистора для диагностики изменений, связанных с появлением радиационных дефектов при длительном пребывании в космических условиях на борту наноспутника.

2. Взаимодействие КИ с полупроводниковыми структурами в составе РЭА

КИ подразделяется на:

- Солнечные космические лучи (СКЛ). Представляют собой потоки протонов (98%), ядер гелия (1,5%), которые рождаются при вспышках на Солнце. Нейтронов в СКЛ на орбите Земли практически нет, т. к. они распадаются за время полета от Солнца до Земли. Земную орбиту достигают только нейтроны с энергией более 150 МэВ за счет релятивистского замедления времени. СКЛ характеризуются диапазоном энергий ($10^5 \dots 10^{11}$) эВ. Запаздывание прихода СКЛ на Землю составляет от нескольких десятков минут до нескольких часов в зависимости от средней энергии потока. Плотность потока достигает величин порядка $10^6 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.
- Галактические космические лучи (ГКЛ). Представляют собой потоки протонов (95%), ядер гелия (4%), тяжелых ядер (0,5%), электронов, позитронов. Предполагается, что частицы с относительно небольшой энергией приходят из нашей галактики, а частицы сверхвысоких энергий имеют внегалактическое происхождение. Угловое распределение ГКЛ практически изотропно. ГКЛ характеризуются диапазоном энергий ($10^6 \dots 10^{20}$) эВ. Вследствие распада нейтронная компонента космических лучей в их составе практически отсутствует. Плотность потока порядка $1 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

На рисунке 1 а) приведено интегральное распределение потока электронов на орбите высотой 500 км наклонением 97,5 градусов за год. На рисунке 1 б) – распределение плотности потока протонов по энергиям [4].

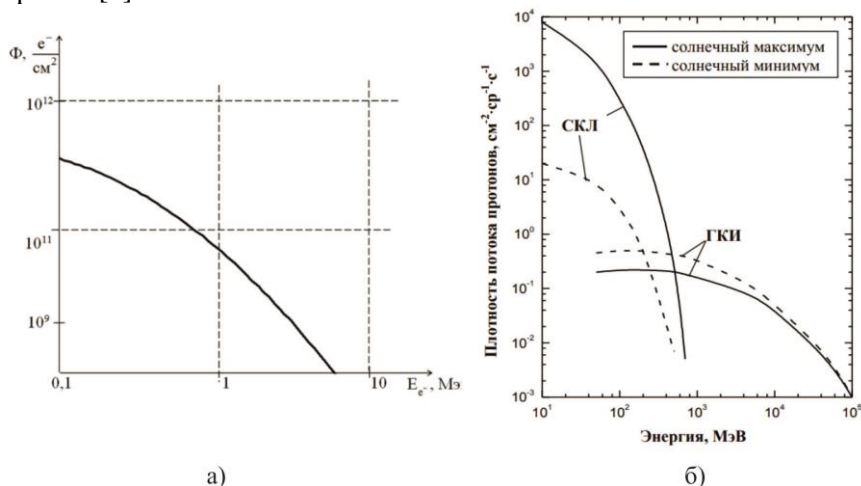


Рисунок 1. Распределение потока частиц КИ по энергиям. а) электроны, б) протоны.

Распределение и концентрация радиационных дефектов в полупроводнике существенно зависят от массы бомбардирующих частиц. При облучении легкими ионами вдоль траектории иона возникают отдельные точечные дефекты. При облучении тяжелыми ионами вокруг трека иона образуется с микроскопической точки зрения большая трехмерная область, содержащая точечные дефекты очень большой концентрации. Данная область становится аморфной, так как упорядоченная ее структура теряется. При ионном облучении происходят как упругие удары с атомами структуры, которые приводят к образованию пары Френкеля, так и неупругие, в

первую очередь возбуждающие электронную оболочку атома и приводящие к ионизации [5]. Такой механизм реализуется в диэлектриках и полупроводниках. В металлах же энергия, переданная ионом электронной оболочке атома при столкновении, переходит в итоге в тепловую. Если энергия, которой обладает первичный смещённый в междоузлие атом, превосходит примерно 1000 эВ, то такой атом в свою очередь может при движении генерировать пары Френкеля вблизи своей траектории. Результатом каскада соударений является образование дефектных разупорядоченных областей - радиационных кластеров с характерным линейным размером порядка ($10^{-6} \dots 10^{-5}$) см. При этом концентрация компонентов пар Френкеля в кластере может достигать ($10^{21} \dots 10^{22}$) см^{-3} [6].

Концентрацию избыточных электронно-дырочных пар, возникших в результате ионизации под действием радиации, можно оценить по формуле [6]:

$$\Delta n_r = \Delta p_r = \frac{\varphi c \tau}{e},$$

где φ - мощность дозы радиации, c - коэффициент преобразования, зависящий от вида частиц и их энергетического спектра, τ - время жизни неравновесных носителей заряда, e - элементарный заряд.

3. Теоретическая модель

В случае приложения медленно меняющегося (по сравнению с характерным временем газоразрядных процессов) электрического поля к конденсатору, в котором расположен исследуемый транзистор, однородное поле в газоразрядном промежутке над поверхностью транзистора искажается за счет наличия внутри него примесных зон определенной геометрии с определенной объемной плотностью заряда.

Под воздействием космического излучения в объеме полупроводника накапливаются радиационные дефекты, которые характеризуются собственной геометрией и объемной плотностью заряда. Соответственно, и потенциал, и напряженность электрического поля на поверхности полупроводника искажаются по сравнению с аналогичными у необлученного транзистора. В силу неоднородности распределения потенциала по поверхности полупроводника в некоторых точках потенциал превышает потенциал зажигания, в них инициируется газовый разряд, и образуется лавина. Таким образом, «информация» о наличии радиационного дефекта в полупроводнике «передается» в газовый разряд, свечение которого суммирует информацию о наличии и концентрации радиационных дефектов в структуре.

На рисунке 2 а) приведена расчетная 2D-модель p-полупроводника с диэлектрической проницаемостью ϵ и объемной плотностью заряда ρ_1 , в котором имеется цилиндрический дефект с объемной плотностью заряда ρ_2 . За счет ионизационных процессов $\rho_2 > \rho_1$. Дефект расположен на глубине h от поверхности полупроводника и имеет радиус R . 1 – металлический непрозрачный электрод, 2 – полупроводник, 3 – газоразрядный промежуток, 4 – микрометрический винт, регулирующий величину газоразрядного промежутка, 5 – оптически прозрачный диэлектрик, 6 – металлический электрод, напыленный на диэлектрик, 7 – радиационный дефект. Данная модель является оценочной, поэтому объемная плотность заряда принята постоянной.

Внешнее электрическое поле E_0 в отсутствие дефекта можно считать однородным. Результирующий потенциал возмущенного поля φ в каждой из областей 1,2,3, обозначенных на рисунке 2 соответствующими цифрами в круге определится в силу суперпозиции:

$$\varphi = \varphi_0 + \varphi_i \quad (1)$$

где φ_i - потенциал вторичного поля в i -й области, $i=1,2,3$; φ_0 - потенциал внешнего, «невозмущенного» поля, определяемый по формуле:

$$\varphi_0 = -E_0(s + d - y) = -E_0(s + d - r \cos \alpha) \quad (2)$$

где s - толщина прозрачного диэлектрика, d - толщина газоразрядного зазора. За нулевой уровень потенциала принят потенциал нижнего металлического электрода 1.

Постановка и решение 2D-задачи осуществляется в полярных координатах (r, α) . Центр координат совпадает с центром радиационного дефекта, полярный угол α отсчитывается по часовой стрелке от оси y . Распределение потенциала вторичного поля в среде 1 и 2 определяется уравнением Пуассона, в среде (3) – уравнением Лапласа. Запишем систему соответствующих уравнений:

$$\begin{cases} \Delta \varphi_1 = -\frac{\rho_1}{\varepsilon_0 \varepsilon_1} \\ \Delta \varphi_2 = -\frac{\rho_2}{\varepsilon_0 \varepsilon_1} \\ \Delta \varphi_3 = 0 \end{cases} \quad (3)$$

Запишем граничные условия для этой системы. Первый тип граничных условий возникает на границах раздела сред 1 и 2, 2 и 3 и обусловлен непрерывностью функции φ :

$$\begin{cases} \varphi_1|_{r=R} = \varphi_2|_{r=R} \\ \varphi_2|_{r=h \cos \alpha} = \varphi_3|_{r=h \cos \alpha} \end{cases} \quad (4)$$

Второй тип граничных условий возникает в начале координат и на бесконечности в силу конечности потенциала:

$$\begin{cases} \varphi_1|_{r=0} = 0 \\ \varphi_3|_{r \rightarrow \infty} = 0 \end{cases} \quad (5)$$

Третий тип граничных условий возникает на границах раздела сред 1 и 2, 2 и 3 и обусловлен непрерывностью нормальной компоненты вектора электрической индукции \vec{D} :

$$\begin{cases} \left. \frac{\partial \varphi_1}{\partial r} \right|_{r=R} = \left. \frac{\partial \varphi_2}{\partial r} \right|_{r=R} \\ \left. \varepsilon \frac{\partial \varphi_2}{\partial r} \right|_{r=h \cos \alpha} = \left. \frac{\partial \varphi_3}{\partial r} \right|_{r=h \cos \alpha} \end{cases} \quad (6)$$

Как известно, оператор Лапласа в полярной системе координат записывается в виде [7]:

$$\Delta = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \alpha^2}$$

Решение системы (3) ищем в общем виде [7]:

$$\begin{cases} \varphi_1, \varphi_2 = C_0 + \sum_{n=1}^{\infty} r^n (A_n \cos n\varphi + B_n \sin n\varphi) \\ \varphi_3 = C_0 + \sum_{n=1}^{\infty} r^{-n} (A_n \cos n\varphi + B_n \sin n\varphi) \end{cases}$$

После применения граничных условий (4) - (6), формул (1) и (2), а также известного соотношения $\varphi = -grad \vec{E}$ для границы области 2 и 3 получим распределение результирующего электрического поля:

$$E = E_0 \sqrt{1 + \frac{\rho - 2\rho(Y^2 - X^2)}{Y^2 - X^2}} \quad (7)$$

где ρ, Y, X - относительные величины, определяемые следующими формулами:

$$\rho = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1}; Y = \frac{h}{R}; X = \frac{x}{R}.$$

Величина ρ характеризует влияние на поле в газоразрядном промежутке разницы между объемными зарядами дефекта и основного полупроводника; Y - относительная глубина

локализации дефекта, выраженная в единицах его линейного размера; X - относительная координата вдоль поверхности полупроводника, выраженная в единицах линейного размера дефекта.

На рисунке 2 б) приведен график зависимости нормированного по внешнему полю электрического поля в газоразрядном промежутке $\frac{E}{E_0}$ от относительной координаты на поверхности полупроводника X при различных глубинах залегания дефекта ($Y = 1$ – кривые 1,4; $Y = 3$ – кривые 2,3) и при различных значениях ρ ($\rho_2 = 1,5\rho_1$, $\rho = 0,2$ – кривые 1 и 2; $\rho_2 = 0,5\rho_1$, $\rho = -0,2$ – кривые 3 и 4).

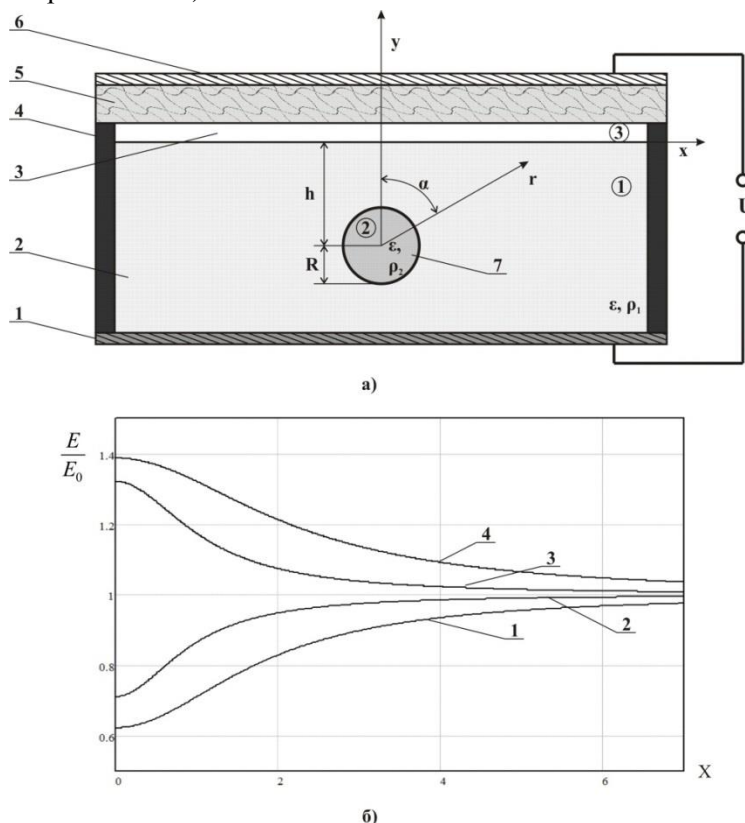


Рисунок 2. Расчетная модель и график распределения электрического поля в зазоре.

4. Численное моделирование

Фундаментальная система уравнений для численного моделирования процессов в транзисторе в диффузионно-дрейфовом приближении состоит из уравнения Пуассона, уравнений непрерывности для электронов и дырок, кинетического уравнения Больцмана. Последнее в указанном приближении распадается на два уравнения, выражающих плотности токов электронов и дырок [8].

$$\begin{cases} \Delta\varphi = \frac{e}{\epsilon_0\epsilon} (n - p + N_a - N_d) \\ \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e} \operatorname{div} \vec{j}_n - RG_n \\ \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{1}{e} \operatorname{div} \vec{j}_p - RG_p \end{cases} \quad (8)$$

где n , p , N_a , N_d - концентрации свободных электронов, дырок, ионизированных акцепторов и доноров соответственно; \vec{j}_n и \vec{j}_p - плотности тока электронов и дырок соответственно. Последние определяются выражением:

$$\begin{cases} \vec{j}_n = e(D_n \nabla n - n \mu_n \nabla \varphi) \\ \vec{j}_p = -e(D_p \nabla p + p \mu_p \nabla \varphi) \end{cases} \quad (9)$$

где D_n , D_p , μ_n , μ_p - коэффициенты диффузии и подвижности соответственно электронов и дырок.

При больших концентрациях свободных носителей заряда, что реализуется при наличии радиационных дефектов, имеет место Оже-рекомбинация [9]:

$$RG = (np - n_i^2)(A_n n + A_p p) \quad (10)$$

где A_n , A_p - коэффициенты Оже-рекомбинации; n_i - концентрация равновесных электронов (дырок) в полупроводнике.

Численное моделирование процесса искажения электрического поля при наличии радиационных дефектов в транзисторе проводилось методом конечных элементов с треугольной сеткой. Геометрически модель для численного моделирования соответствует модели для теоретического рассмотрения (см. рисунок 2) с той лишь разницей, что в численной модели введены две области полупроводника n-типа. Для задания граничных условий и корректного решения системы дифференциальных уравнений для моделирования задана воздушная область вокруг транзистора.

На рисунке 3 а) приведены распределения потенциала между обкладками конденсатора и стрелками показан вектор напряженности электрического поля для случаев разной глубины залегания дефектов в транзисторе и случая, когда дефект отсутствует. Моделирование проводилось со значением объемной плотности зарядов в дефекте в 1000 раз превышающей объемную плотность заряда в полупроводнике (5 мКл/м³). Видно, что при приближении дефекта к поверхности транзистора его влияние на исходное поле усиливается, что выражается в искажении изолиний потенциала и, соответственно, величины и направления вектора напряженности электрического поля.

На рисунке 3 б) приведено распределение модуля вектора напряженности по длине транзистора в точках на его границе с газоразрядным промежутком. Поле на оси симметрии имеет минимум, что согласуется с теоретическим рассмотрением (см. рисунок 2, кривая 1) при $\rho < 1$, характер же дальнейшего изменения модуля напряженности с расстоянием от оси отличен от монотонного, возникает дополнительно максимум и минимум. Это обусловлено перераспределением носителей заряда в полупроводнике под воздействием приложенного поля, что не учитывалось при теоретическом рассмотрении.

5. Заключение

В работе предложена и исследована, теоретически и численно, модель влияния радиационного дефекта в транзисторе на профиль распределения напряженности электрического поля в газоразрядном промежутке. Получена теоретическая формула, позволяющая построить нормированный график этого распределения. Результат численного моделирования уточняет вид профиля при учете процессов перераспределения зарядов в полупроводнике вследствие диффузии, дрейфа, рекомбинации и генерации носителей. Значения модуля вектора напряженности электрического поля в газоразрядном промежутке изменяются на величину порядка единиц – десятков процентов, вплоть до двух раз при максимально возможном значении объемной плотности заряда дефекта. Подобная вариация величины поля приводит к различной эмиссии с поверхности транзистора и, следовательно, к различным траекториям развития лавинного разряда в газе. Таким образом, появляется возможность сделать вывод о наличии и концентрации радиационных дефектов в полупроводниковых структурах путем

сравнения картины распределения свечения газового разряда с некоторой эталонной картиной, соответствующей отсутствию дефектов.

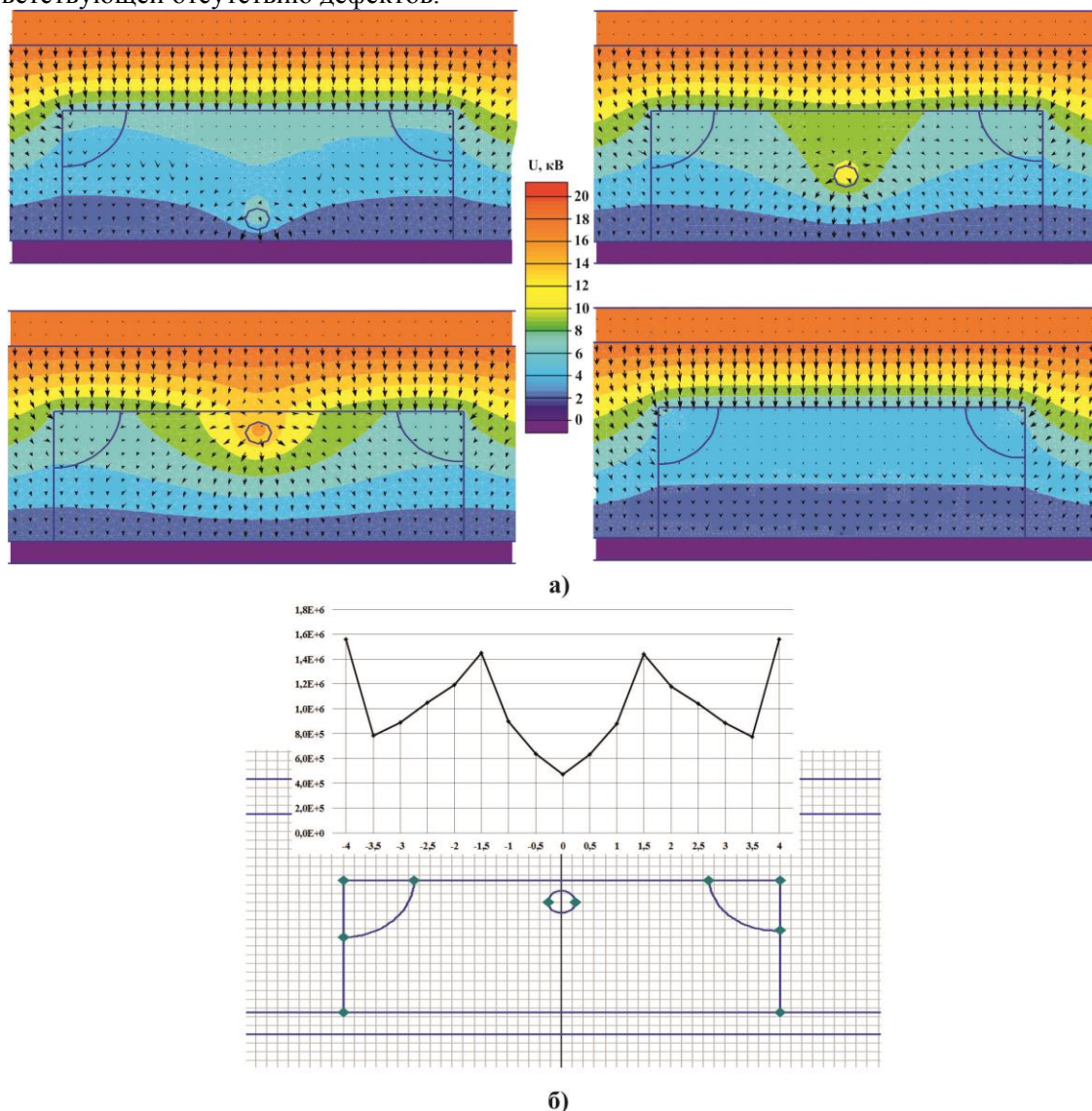


Рисунок 3. а) Распределение потенциала между обкладками конденсатора (стрелками показан вектор напряженности) для транзистора без дефекта и с дефектом при различных глубинах залегания последнего; б) Распределение модуля вектора напряженности по поверхности транзистора.

6. Литература

- [1] Полесский, С. Обеспечение радиационной стойкости аппаратуры космических аппаратов при проектировании / С. Полесский, В. Жаднов, М. Артюхова, В. Прохоров // Компоненты и технологии. – 2010. – № 9. – С. 93-98.
- [2] Коротков, К.Г. Разработка научных основ и практическая реализация ... анализа газоразрядного свечения, индуцированного объектами биологической природы: автореф. дис. ... д-ра техн. наук. – СПб., 1999.
- [3] Власов, Ю.А. Диагностика агрегатов машин методом высоковольтного тлеющего разряда / Ю.А. Власов, Э.И. Удлер, Н.Т. Тищенко, Ю.С. Саркисов. – Томск: Изд-во Том. гос. архит.-строит. ун-та, 2013. – 198 с.
- [4] Антимиров, В.М. Проектирование аппаратуры систем автоматического управления: учебное пособие / В.М. Антимиров. – Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та, 2015. – 92 с.

- [5] Киселева, Е.В. Экспериментальное исследование структуры кластеров радиационных дефектов в GaAs с помощью квазибаллистических электронов / Е.В. Киселева, С.В. Оболенский // Физика и химия обработки материалов. – 2005. – № 3. – С. 29-32.
- [6] Вавилов, В.С. Дефекты в кремнии и на его поверхности / В.С. Вавилов, В.Ф. Киселев, Б.Ф. Мукашев. – Москва: Наука, 1990. – 216 с.
- [7] Колесникова, С.И. Методы решения основных задач уравнений математической физики: учебное пособие. – Москва: МФТИ, 2015. – 79 с.
- [8] Гармашов, С.И. Методические указания «Общие принципы и этапы моделирования структур элементов интегральных схем. Структурно-физическое моделирование. Часть 1». – Ростов-на-Дону: УПЛ РГУ, 1999. – 21 с.
- [9] Бонч-Бруевич, В.Л. Физика полупроводников / В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. – М.: Наука, 1990. – 688 с.

Influence of radiation defects in a semiconductor structure on the EMF distribution in the air gap of the gas-discharge chamber

М.А. Petrov¹, О.В. Phylonin¹, А.А. Galanin¹

¹Samara National Research University, Moskovskoe Shosse 34A, Samara, Russia, 443086

Abstract. A theoretical model of the influence of a semiconductor structure without radiation defects and with their presence on the EMI profile in the air gap of the gas-discharge chamber near the surface of the structure is proposed and analyzed. Mathematical modeling and comparison of the electric field distribution in the gap for the “ideal” structure (without defects) and structures with different number, size and spatial distribution of defects was carried out. A field-effect transistor was chosen as the semiconductor structure. Principal opportunity of using the simulated process for diagnosing radiation defects in electronic equipment in space conditions is shown.