



ИПМ им.М.В.Келдыша РАН • Электронная библиотека

Препринты ИПМ • Препринт № 57 за 2024 г.

ISSN 2071-2898 (Print)
ISSN 2071-2901 (Online)

Ю.А. Волков, Ф.Н. Воронин,
О.С. Косарев, А.В. Иванов,
М.Б. Марков, Е.Б. Савенков,
Д.Н. Садовничий, И.А. Тараканов

О генерации электрического
разряда в диэлектрике
потокм фотонов

Статья доступна по лицензии
[Creative Commons Attribution 4.0 International](https://creativecommons.org/licenses/by/4.0/)



Рекомендуемая форма библиографической ссылки: О генерации электрического разряда в диэлектрике потокм фотонов / Ю.А. Волков [и др.] // Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша. 2024. № 57. 17 с. <https://doi.org/10.20948/prepr-2024-57>
<https://library.keldysh.ru/preprint.asp?id=2024-57>

**Ордена Ленина
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ
имени М.В. Келдыша
Российской академии наук**

**Ю.А. Волков, Ф.Н. Воронин, А.В. Иванов, О.С. Косарев,
М.Б. Марков, Е.Б. Савенков, Д.Н. Садовничий, И.А. Тараканов**

**О генерации электрического разряда
в диэлектрике потоком фотонов**

Москва – 2024

Волков Ю.А., Воронин Ф.Н., Иванов А.В., Косарев О.С., Марков М.Б., Савенков Е.Б., Садовничий Д.Н., Тараканов И.А.

О генерации электрического разряда в диэлектрике потоком фотонов

Рассмотрено развитие электрического разряда при рассеянии фотонов в диэлектрическом материале. Представлена предварительная математическая модель процесса разряда. Модель основана на квантовом кинетическом уравнении для квазисвободных носителей заряда, образующихся при объемных радиационных эффектах и ударной ионизации. Получены уравнения для концентрации, плотности дрейфового тока и температуры газа квазисвободных электронов. Рассмотрен тестовый пример, подтверждающий, что модель не противоречит известным условиям формирования электрического разряда.

Ключевые слова: электрон, диэлектрик, ударная ионизация, кинетическое уравнение, вакансия, фонон

Volkov Yu.A., Voronin F.N., Ivanov A.V., Kosarev O.S., Markov M.B., Savenkov E.B., Sadovnichiy D.N., Tarakanov I.A.

On the generation of an electric discharge in a dielectric by a photon flux

The development of an electric discharge during photon scattering in a dielectric material is considered. A preliminary mathematical model of the discharge process is presented. The model is based on a quantum kinetic equation for quasi-free charge carriers produced by bulk radiation effects and impact ionization. Equations are obtained for the concentration, drift current density, and gas temperature of quasi-free electrons. A test example is considered, confirming that the model does not contradict the known conditions for the formation of an electric discharge.

Key words: electron, dielectric, impact ionization, kinetic equation, vacancy, phonon

Оглавление

Введение	3
1. Кинетика носителей заряда в аморфном диэлектрике	4
2. Уравнения переноса носителей заряда и энергии.....	5
3. Модели ударной ионизации диэлектрика квазистатическими электронами... ..	8
4. Модельный расчет.....	9
Заключение.....	15
Библиографический список.....	15

Введение

Рассеяние проникающего излучения фотонов в диэлектрической преграде сопровождается формированием в ее объеме пространственно-неоднородного стороннего тока фото- и комптоновских электронов отдачи [1]. Ток образует объемный электрический заряд и самосогласованное электромагнитное поле. При достаточной интенсивности взаимодействие электромагнитных и ионизационных процессов приводит к электрическим разрядам в материале. Разряды изменяют структуру и свойства материала. Исследование этих явлений актуально, например, для создания материалов, защищающих электрооборудование спутников от тормозного излучения электронов [2] радиационных поясов [3].

Электроны теряют энергию за счет рассеяния. Сечения рассеяния возрастают с уменьшением энергии электрона [4, 5]. Потерявший энергию электрон не может разогнаться до скорости, достаточной для преодоления порогов ионизации или возбуждения среды. «Остановившиеся» электроны приходят в равновесие с рассеивающей средой, т.е. термализуются. В диэлектрических материалах они захватываются на ловушки, переходят в дискретный спектр и образуют избыточный объемный заряд. Движение связанных электронов в электрическом поле описывается таким параметром, как подвижность [6]. Она является свойством материала и выражает скорость связанных электронов, которую они приобретают под действием заданного электрического поля. Для диоксида кремния дрейфовая подвижность составляет величину порядка $10 \text{ см}^2/(\text{с}\times\text{В})$ [7]. В поле напряженностью 1 МВ/см , что по порядку величины соответствует электрической прочности ряда диэлектриков [8], дрейфовая скорость электрона составит 10^7 см/с . Для нейтрализации электрон должен преодолеть расстояние порядка 1 мм – длины своего пробега при начальной энергии в несколько десятков кэВ. Для это необходимо примерно 10^{-8} с , что существенно превосходит времена рекомбинации.

Фотоны, генерируемые, например, при радиационном рассеянии высокоэнергетических пучков релятивистских электронов в мишенях-конверторах, имеют энергии порядка 1.5 МэВ [9]. Энергии электронов, образуемых ими при комптоновском рассеянии или фотопоглощении, принимают значения того же порядка. В этом диапазоне энергий пробеги фотонов до первого столкновения существенно превосходят тормозной путь электронов. При рассеянии в однородной среде плотность тока оказывается неоднородной в результате снижения интенсивности потока фотонов. В среде с гетерогенной структурой неоднородность плотности тока может обуславливаться соотношением пробегов электронов и параметров неоднородности. В соответствии с законом сохранения заряда это влечет образование нескомпенсированного объемного заряда и электростатического поля.

1. Кинетика носителей заряда в аморфном диэлектрике

Пусть поток фотонов с энергиями от 10 кэВ до 1 МэВ распространяется в твердом аморфном диэлектрике. Рассеяние фотонов и электронов отдачи приводит к появлению в веществе квазисвободных носителей заряда – электронов (e) и вакансий (h), под которыми понимаются электроны и вакансии с энергиями ниже 100 эВ. Избыточные носители заряда находятся в состояниях, далеких от равновесия – строго говоря, в равновесии они отсутствуют. Поэтому динамику носителей заряда, их рождение, уничтожение, рассеяние и движение в полях целесообразно рассматривать в рамках квазиклассического уравнения Больцмана для функции распределения электронов $f_e(t, \mathbf{r}, \mathbf{p})$, зависящей от координат \mathbf{r} , импульсов \mathbf{p} и времени t . Тогда величины

$$n_e(t, \mathbf{r}) = \int \frac{2d\mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^3} f_e(t, \mathbf{r}, \mathbf{p}), \quad \mathbf{u}_e(t, \mathbf{r}) = \frac{1}{n_e} \int \frac{2d\mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^3} \frac{\mathbf{p}}{m_e} f_e(t, \mathbf{r}, \mathbf{p}) \quad (1)$$

представляют собой плотность числа электронов и их среднюю (дрейфовую) скорость в точке \mathbf{r} в момент времени t . В (1) \hbar – константа Планка, m_e – эффективная масса электрона, а $\mathbf{v} = \mathbf{p}/m_e$ – его скорость. Формулы (1) предполагают квазиклассическую плотность энергетических состояний электронов, однако это не повлияет на выводы и результаты.

Функция распределения электронов $f_e = f_e(t, \mathbf{r}, \mathbf{p})$ подчиняется уравнению Больцмана [10-12]:

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + \mathbf{v} \frac{\partial f_e}{\partial \mathbf{r}} - e\mathbf{E} \frac{\partial f_e}{\partial \mathbf{p}} = I[f_e]. \quad (2)$$

Здесь \mathbf{E} – напряженность электрического поля, e – заряд электрона. Интеграл рассеяния в правой части (2) моделирует электрон-фононное, электрон-электронное и электрон-фотонное взаимодействия:

$$I[f_e] = I_{e,ph}[f_e] + I^{(+)}[f_e, f_a] + I^{(-)}[f_e, f_h] + Q_e[f_e, f_p]. \quad (3)$$

Здесь f_h обозначает функцию распределения дырок, f_a – функцию распределения атомов, f_p – функцию распределения фотонов.

Интеграл $I_{e,ph}$ моделирует рассеяние на фононах и процесс передачи энергии электронов веществу. В приближении времени релаксации $I_{e,ph}$ имеет вид

$$I_{e,ph} = -(f_e - f_e^{(0)})/\tau_{e,ph}, \quad (4)$$

где $\tau_{e,ph}$ – среднее время релаксации. Оно вычисляется путем усреднения по локально-равновесному распределению электронов по энергиям $f_e^{(0)}(\varepsilon/\kappa_B T)$ при температуре T , κ_B – константа Больцмана.

Слагаемое $I^{(+)}$ учитывает изменение числа носителей заряда за счет процесса ударной ионизации. В самом простом приближении $I^{(+)}$ имеет то же представление (4) с заменой $\tau_{e,ph}$ на $\tau_{e,im}$ – среднее время ударной ионизации. Для $\tau_{e,im}$ можно использовать классическое выражение

$$1/\tau_{e,im} = u_e n_a \sigma_{im}, \quad (5)$$

где σ_{im} – сечение ударной ионизации [13, 14]. Рекомбинацию носителей заряда $I^{(-)}$ будем учитывать в приближении времени жизни электрона.

Источник Q_e описывает генерацию квазисвободных носителей заряда за счет энергии, выделяемой в диэлектрике при рассеянии фотонов и электронов отдачи. Источник есть внешнее по отношению к задаче о динамике квазисвободных носителей заряда заданное распределение.

Отметим, что процесс ударной ионизации имеет порог (потенциал ионизации) по энергии частиц. Преодолению этого порога способствуют три фактора – радиационный разогрев вещества, радиационная проводимость и сильное электрическое поле. С этой точки зрения вклад источника в температуру электронного газа является определяющим и служит в конечном итоге причиной появления квазиклассических электронов с энергиями в диапазоне (10-100) эВ.

2. Уравнения переноса носителей заряда и энергии

Уравнение баланса числа частиц получается интегрированием (2) по квазиимпульсам:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{1}{e} \operatorname{div} \mathbf{j}_e = Q_e + \frac{n_e}{\tau_{e,im}} - w_{eh} n_e^2 n_h. \quad (6)$$

Здесь $\mathbf{j}_e = en_e \mathbf{u}_e$ – плотность тока электронов. В уравнении (6) учтено, что $I_{e,ph}$ не изменяет числа электронов, то есть $\int d\mathbf{p} I_{e,ph} = 0$. Первый член в правой части (6) дает объемный источник электронов, обусловленный поглощением излучения веществом. Заметим, что в отсутствие источника уравнение (6) имеет тривиальное решение $n_e \equiv 0$. Второй член отвечает размножению электронов за счет ударной ионизации. Последний член описывает рекомбинацию со временем жизни носителей заряда $1/\tau_r = w_{eh} n_e n_h$, где w_{eh} – объемная скорость реакции в [см⁻⁶/с].

Умножая уравнение (2) на \mathbf{p} и интегрируя по квазиимпульсам, получим

$$n_e m_e \left[\frac{\partial \mathbf{u}_e}{\partial t} + (\mathbf{u}_e \cdot \nabla) \mathbf{u}_e \right] + \kappa_B \text{grad}(n_e T_e) = -n_e e \mathbf{E} - \frac{n_e m_e \mathbf{u}_e}{\tau_e}. \quad (7)$$

Здесь $1/\tau_e = 1/\tau_{e,ph} + 1/\tau_{e,im}$. Пренебрегая в (7) инерцией электронов, получим плотность тока в дрейфовом приближении [15, 16]

$$\mathbf{j}_e = en_e \mu_e \mathbf{E} + n_e \mu_e \kappa_B \text{grad} T_e + e D_e \text{grad} n_e, \quad (8)$$

где $\mu_e = e \tau_e / m_e$ – подвижность электронов, $D_e = \kappa_B T_e \mu_e / e$ – коэффициент диффузии. В случае сильного электрического поля из (8) вытекает, что $\mathbf{j}_e = \xi \mathbf{E}$, где $\xi = en_e \mu_e$ – проводимость вещества.

Подставляя (8) в (6), окончательно получим

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{1}{e} \text{div}(\xi \mathbf{E} + n_e \mu_e \kappa_B \text{grad} T_e + e D_e \text{grad} n_e) = Q_e + \frac{n_e}{\tau_{e,im}} - w_{eh} n_e^2 n_h. \quad (9)$$

Уравнение (9) не замкнуто, т.к. в него входит температура электронного газа. Введем плотность энергии и плотность потока энергии электронов:

$$\begin{aligned} \varepsilon_e &= \int \frac{\mathbf{p}^2}{2m_e} f_e \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^3} = \frac{3}{2} n_e \kappa_B T_e + \frac{1}{2} n_e m_e \mathbf{u}_e^2, \\ \mathbf{J}_e &= \int \mathbf{v} \frac{\mathbf{p}^2}{2m_e} f_e \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^3} = \varepsilon_e \mathbf{u}_e + n_e \kappa_B T_e \mathbf{u}_e. \end{aligned}$$

В силу уравнения (2) эти величины связаны между собой:

$$\frac{\partial \varepsilon_e}{\partial t} + \text{div} \mathbf{J}_e = \text{div}(\lambda_e \text{grad} T_e) + \mathbf{j}_e \mathbf{E} + W - \frac{\varepsilon_e - \varepsilon_e^{(0)}}{\tau_{e,ph}} - \tilde{\varepsilon}_e. \quad (10)$$

Здесь $-\lambda_e \text{grad} T_e$ – тепловой поток в электронном газе с термической проводимостью λ_e , W – плотность мощности выделения энергии, поступающей в электронный газ за счет поглощения излучения, $\tilde{\varepsilon}_e$ – энергия, теряемая электронным газом на ударную ионизацию и рекомбинацию, $\varepsilon_e^{(0)} = \kappa_B T$, T – температура вещества.

Обозначим $C_e = (3/2) n_e \kappa_B$ – теплоемкость единицы объема газа, $a_e = \lambda_e / C_e$ – температуропроводность. Используя (6) и (7), уравнение (10) можно привести к виду [15]

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} + \operatorname{div}(\mathbf{u}_e T_e - a_e \operatorname{grad} T_e) = \frac{\xi \mathbf{E}^2}{C_e} + \frac{W}{C_e} - \frac{T_e - T}{\tau_{e,ph}} - \frac{T_e}{\tau_{im}}, \quad (11)$$

где $1/\tau_{im} = 1/\tau_{e,im} + 1/\tau_r$ – скорость изменения температуры за счет ударной ионизации и рекомбинации.

Для кристаллических диэлектриков и полупроводников принято различать поглощение энергии на акустических и оптических модах. Провести подобное разграничение для аморфных диэлектриков и полимеров не всегда возможно.

В конечном итоге энергия электронного газа переходит во внутреннюю энергию вещества. Обозначим C_V – теплоемкость единицы объема вещества, \mathbf{q} – тепловой поток в веществе. Тогда изменение температуры среды описывается уравнением

$$C_V \frac{\partial T}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{q} = C_e \frac{T_e - T}{\tau_{e,ph}}. \quad (12)$$

Учитывая, что скорость передачи энергии $1/\tau_{e,ph}$ от электронов к колебаниям атомов и молекул велика, в сильном электрическом поле имеет место приближенное соотношение

$$\frac{\xi \mathbf{E}^2}{C_e} \approx \frac{T_e - T}{\tau_{e,ph}}.$$

Тогда уравнение (12) приобретает стандартный вид

$$C_V \frac{\partial T}{\partial t} + \operatorname{div} \mathbf{q} = \xi \mathbf{E}^2 + W \quad (13)$$

с источником в виде джоулева нагрева и радиационного энерговыделения.

Уравнение (13) справедливо, если ударная ионизация не играет большой роли в процессах трансформации энергии, что будет в случае $k_B T_e \ll P$, т.е. температура электронного газа мала по сравнению с потенциалом ионизации P .

Уравнения (8), (9), (11), (13) составляют модель трансформации энергии падающего излучения во внутреннюю энергию и потоки заряженных частиц внутри вещества.

3. Модели ударной ионизации диэлектрика квазиклассическими электронами

Теоретические модели электрической прочности кристаллических диэлектриков предполагают ключевую роль ударной ионизации [18]-[21] в

процессах рождения и уничтожения электронов. Для описания процессов в аморфных диэлектриках используются те же самые понятия длины пробега, подвижности и дрейфовой скорости электрона, если их можно получить классическими методами, без использования зонной теории [22].

Предположим, что длина свободного пробега электрона мала по сравнению с характерным масштабом неоднородности температуры электронного газа. Тогда электрическое поле и электронный газ находятся в локальном равновесии. Вместо (11) имеем соотношение

$$\frac{\xi \mathbf{E}^2}{C_e} + \frac{W}{C_e} = \frac{T_e - T}{\tau_{e,ph}} - \frac{T_e - T_b}{\tau_{im}}, \quad (14)$$

которое определяет, сколько энергии поглощается решеткой, а сколько энергии идет на ударную ионизацию в данной точке пространства.

Сечение ударной ионизации дает формула Лотца [12]

$$\sigma_{im} = ag \frac{\ln(\varepsilon/P)}{\varepsilon P} \left\{ 1 - b \exp[-c(\varepsilon/P - 1)] \right\}, \quad \varepsilon > P, \quad (15)$$

где P – потенциал ионизации оболочки, g – число эквивалентных электронов в этой оболочке, ε – энергия падающего электрона, константа $a = 4 \cdot 10^{-14}$ эВ². Значения констант a и b приведены в [14], [17]. Полагая $\varepsilon \approx \kappa_B T$, $\kappa_B T - P \ll P$, учитывая (5) и оставляя в (15) только линейные по температуре члены, получим

$$\frac{\xi \mathbf{E}^2}{C_e} + \frac{W}{C_e} = \frac{T_e - T}{\tau_{e,ph}} + \alpha \mu_e E (T_e - T_b), \quad \alpha = a(1-b)n_a/P^2, \quad \kappa_B T_b = P. \quad (16)$$

Здесь вводится коэффициент ударного размножения α , связанный со временем ударной ионизации $1/\tau_{im} = \alpha \mu_e = \alpha \mu_e E$. Из (16) следует, что коэффициент ударного размножения зависит от параметров сечения, потенциала ионизации и числа рассеивателей

$$1/\tau_{im} = \alpha \mu_e = \alpha \mu_e E.$$

В формуле (16) α не зависит от электрического поля. Для величины α имеется семейство моделей, которые укладываются в формулу [19, 21, 23, 24-27]:

$$\alpha = \alpha_0 \exp\left[-(E^*/E)^\gamma\right]. \quad (17)$$

Формула (17) содержит «критическое поле» E^* , что подчеркивает особую роль электрического поля в процессе ударной ионизации с образованием канала

пробоя. Параметр γ лежит в пределах $1 \leq \gamma \leq 2$. Например, для SiO_2 имеем $\gamma = 1$, $\alpha_0 = 6.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-1}$, $E^* = 1.8 \cdot 10^8 \text{ В/см}$ [24].

4. Модельный расчет

Представленная модель предназначена для описания процесса пробоя диэлектрика в результате сложной совокупности физических процессов, обусловленных рассеянием фотонов. Моделирование эффектов рассеяния фотонов и электронов отдачи в совокупности с динамикой квазисвободных носителей заряда требует больших вычислительных затрат. На предварительном этапе построения модели для начала целесообразно подтвердить, что модель демонстрирует наличие пробоя диэлектрика при согласованных параметрах внешнего воздействия и свойствах материала.

Рассмотрим диэлектрик, размещенный между двумя круговыми металлическими электродами. Внешняя цепь передает электрический заряд на электроды, формируя между ними электрическое поле. Будем исходить из следующих соотношений. Характерную дрейфовую скорость квазисвободных электронов при пробое оценим величиной 10^7 - 10^8 см/с. Это результат измерений [17]. Электростатическое поле с напряженностью порядка 10^5 СГСЭ соответствует показателю экспоненты порядка единицы в коэффициенте ударной ионизации (17). Тогда требуемая дрейфовая скорость будет достигнута при подвижности носителей заряда порядка 100-1000 см²/ед. СГСЭ. Следует отметить, что электростатическое поле вблизи трехмерного острия шероховатости электрода увеличивается на три порядка по сравнению со средним по всей поверхности. Это означает, что напряженность поля вблизи острия 10^5 СГСЭ соответствует среднему 10^2 СГСЭ. Это обстоятельство позволяет задать поле 10^5 СГСЭ на «макроскопическом» участке поверхности электрода и рассматривать электрический разряд большого диаметра.

Моделирование ионизации диэлектрика выполним средствами программного комплекса Радиационное ЭлектроМагнитное Поле (РЭМП) в двумерной аксиально-симметричной постановке. Рассмотрим расчетную область 1x1 см с разностной сеткой размером 100x100 ячеек с постоянным шагом 0.01 см по обеим координатам. Шаг по времени выберем постоянным и равным 10^{-12} с. Зададим следующие параметры модели. Подвижность электронов примем равной 300 см²/ед. СГСЭ, подвижность положительно заряженных вакансий – 100 см²/ед. СГСЭ, скорость объемных реакций рекомбинации -10^{-10} см³/с, интенсивность эмиссии электронов с электрода – $2 \cdot 10^{19} \cdot \exp(-3.33 \cdot 10^4 / E)$ 1/см²/с.

Ударная ионизация моделируется двумя способами. Первый способ состоит в применении формулы О'Двайера (O'Dwyer), второй – в вычислении сечения ударной ионизации по формуле Лотца через температуру электронного газа. С использованием формулы Лотца проведены два расчета с коэффициентами ударной ионизации, отличающимися в два раза.

Коэффициент ударной ионизации «по О’Двайеру»: $5 \cdot 10^8 \cdot \exp(-3.33 \cdot 10^4 / E)$ 1/с.

Коэффициент ударной ионизации «по Лотцу» $1.5 \cdot 10^2 \cdot \mu E(kT_e - P)/P$ 1/с, второй вариант $-3 \cdot 10^2 \cdot \mu E(kT_e - P)/P$ 1/с. Здесь μ – подвижность электронов, $P = 10$ эВ – цена ионизации.

Температура электронного газа T_e вычислялась с помощью уравнения

$$\frac{\xi E^2}{C_e} + \frac{W}{C_e} = \frac{T_e - T}{\tau_{e,ph}} + an_a \mu E \frac{kT_e - P}{P^2},$$

где $\tau_{e,ph} = 1.3 \cdot 10^{-15}$ 1/с, $an_a = 1.5 \cdot 10^4$ эВ²/см для первого варианта, $an_a = 3 \cdot 10^4$ эВ²/см для второго варианта.

Представленные параметры расчета имеют только модельный смысл. Но их согласованность означает, что электрический разряд между модельными электродами должен иметь место.

Далее на графиках черным цветом обозначены результаты расчетов «по О’Двайеру», красным цветом – «по Лотцу» в первом варианте, синим – «по Лотцу» во втором варианте. Все одномерные графики иллюстрируют зависимости величин от координаты z , направленной по нормали к электродам. Значение z на графиках нормировано на межэлектродное расстояние, равное 0.6 см.

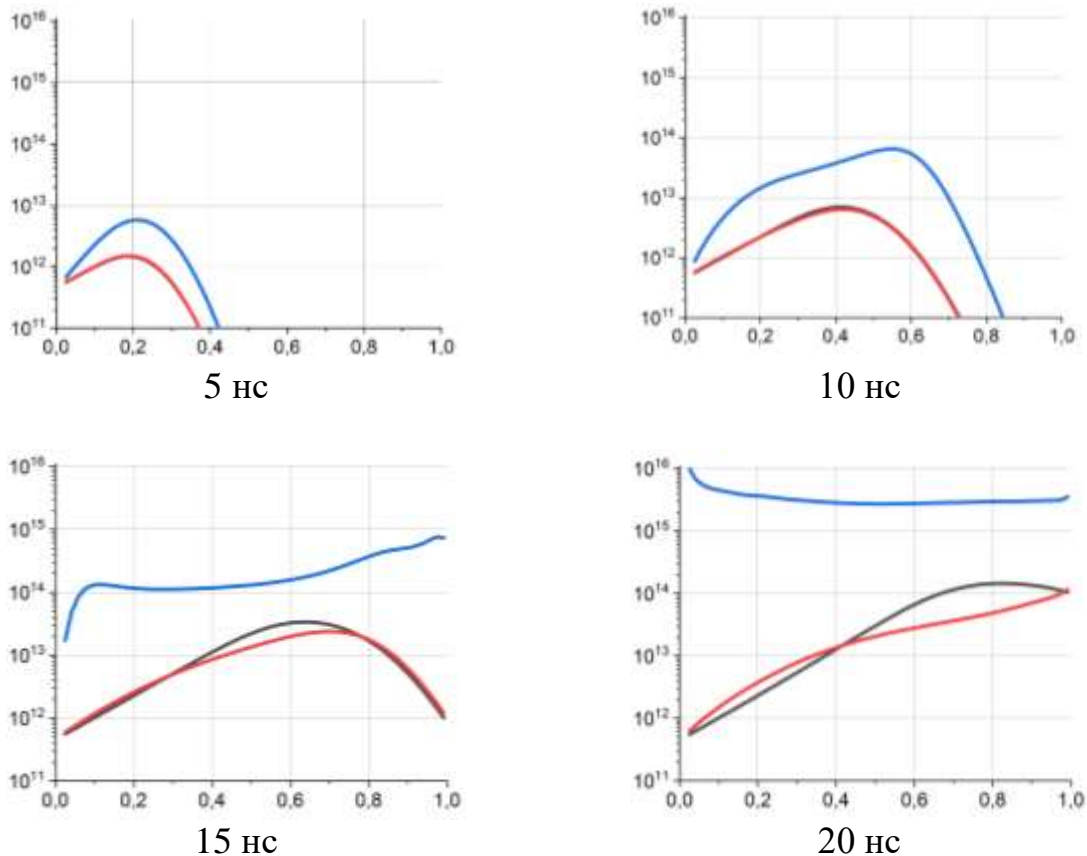


Рис. 1. Распределение концентрации электронов ($1/\text{см}^3$) по оси z в последовательные моменты времени

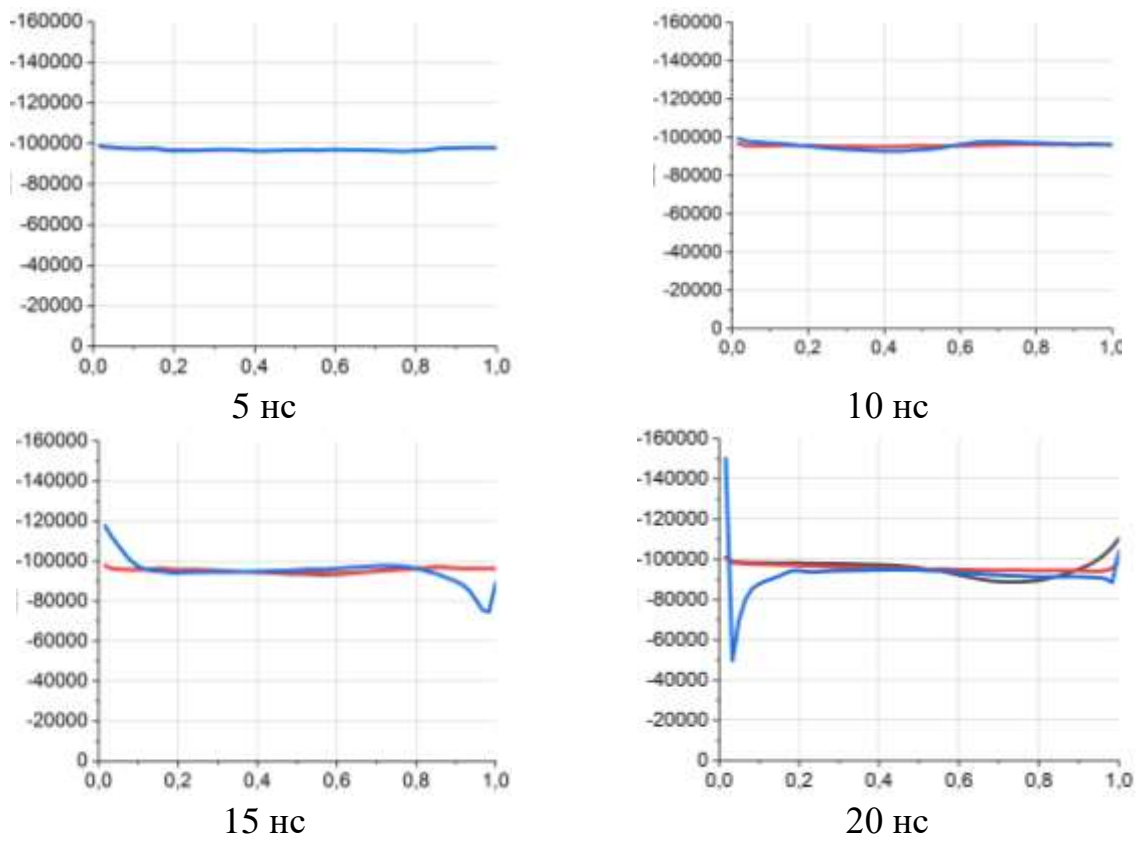


Рис. 2. Распределение напряженности электрического поля (ед. СГСЭ) по оси z в последовательные моменты времени

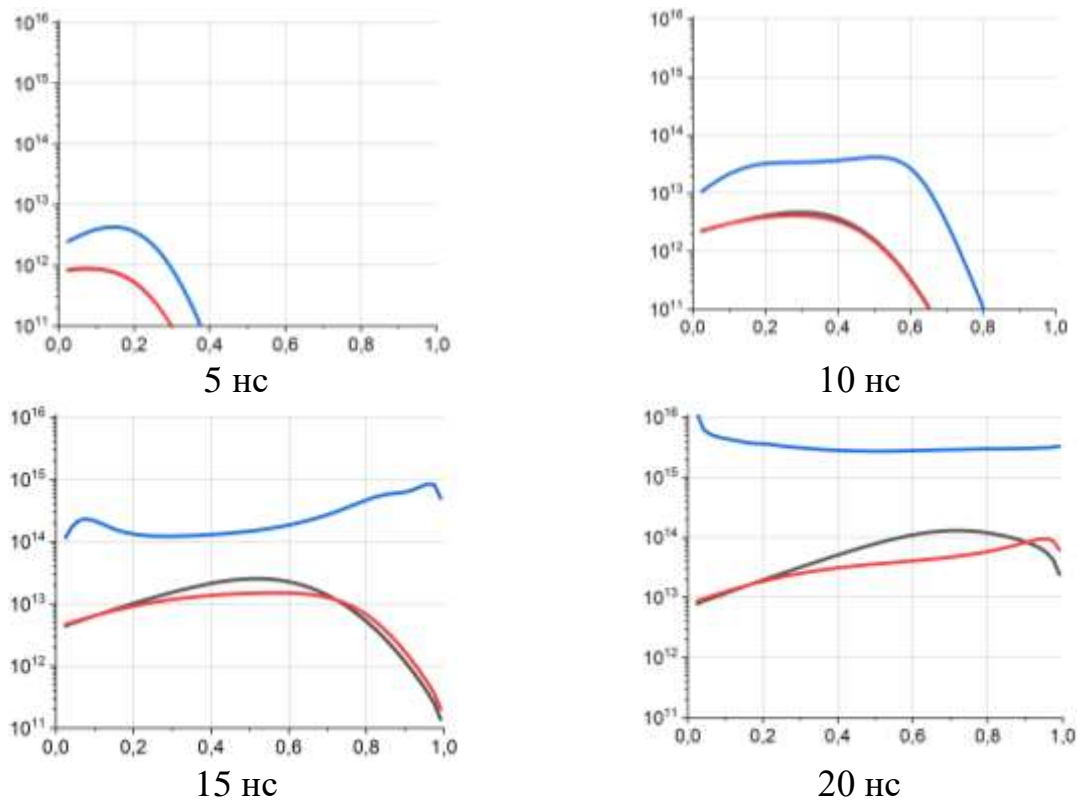


Рис. 3. Распределение концентрации положительно заряженных вакансий ($1/\text{см}^3$) по оси z в последовательные моменты времени

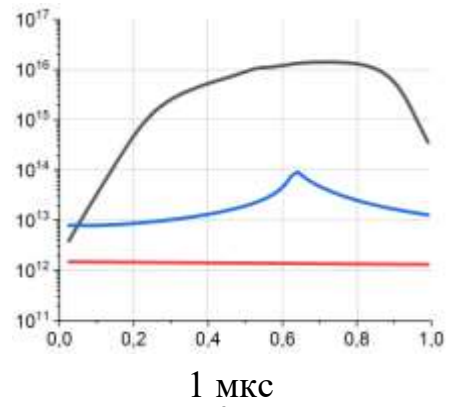
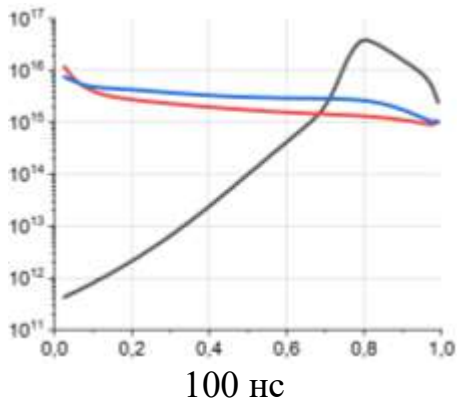


Рис. 4. Распределение концентрации электронов ($1/\text{см}^3$) вдоль оси Z

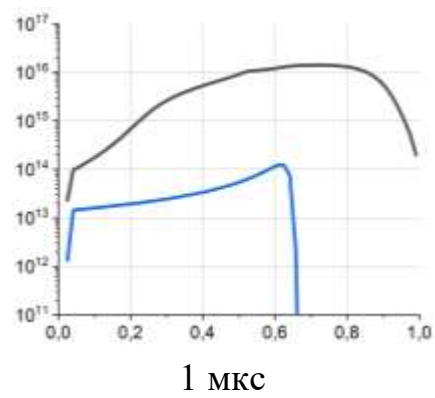
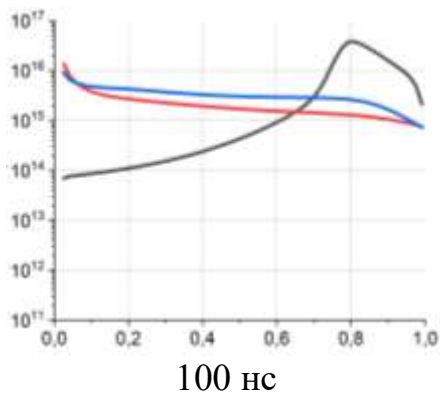


Рис. 5. Распределение концентрации вакансий ($1/\text{см}^3$) вдоль оси Z

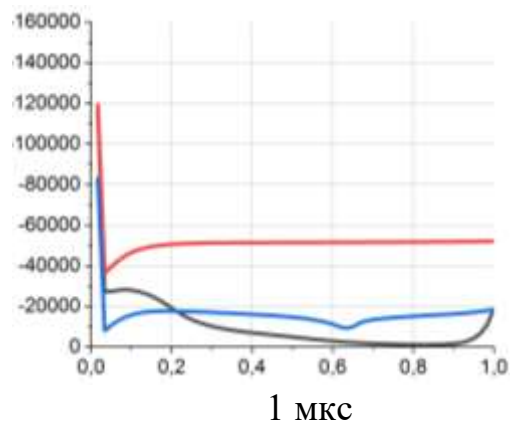
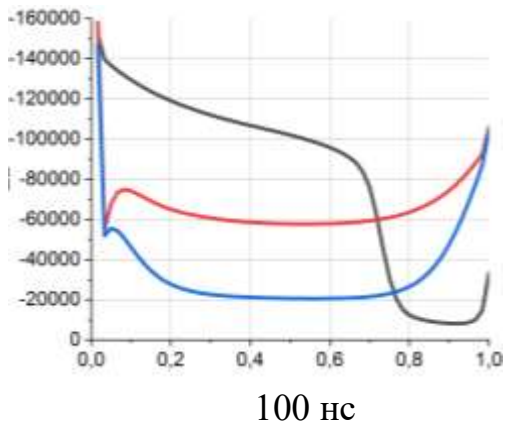


Рис. 6. Распределение напряженности электрического поля (ед. СГСЭ) вдоль оси Z

Рассмотрим двумерные распределения в размерных координатах. Вертикальная координата соответствует оси Z , горизонтальная – является радиальной.

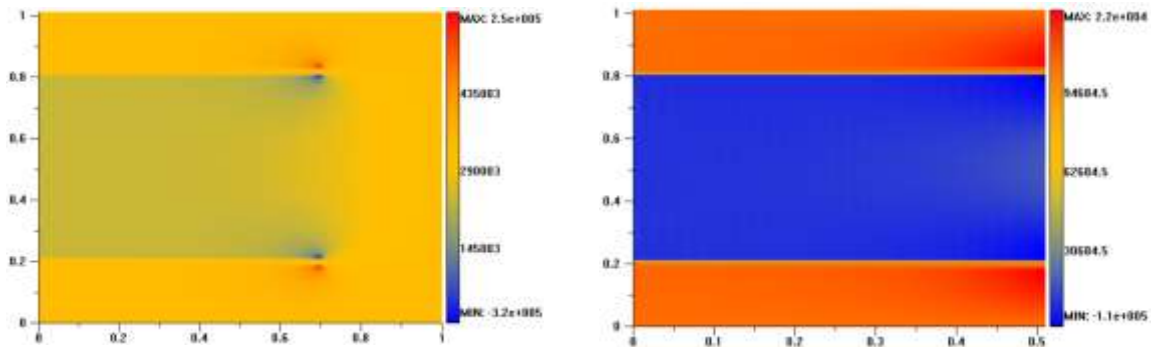


Рис. 7. Начальное распределение напряженности электрического поля в расчетной области

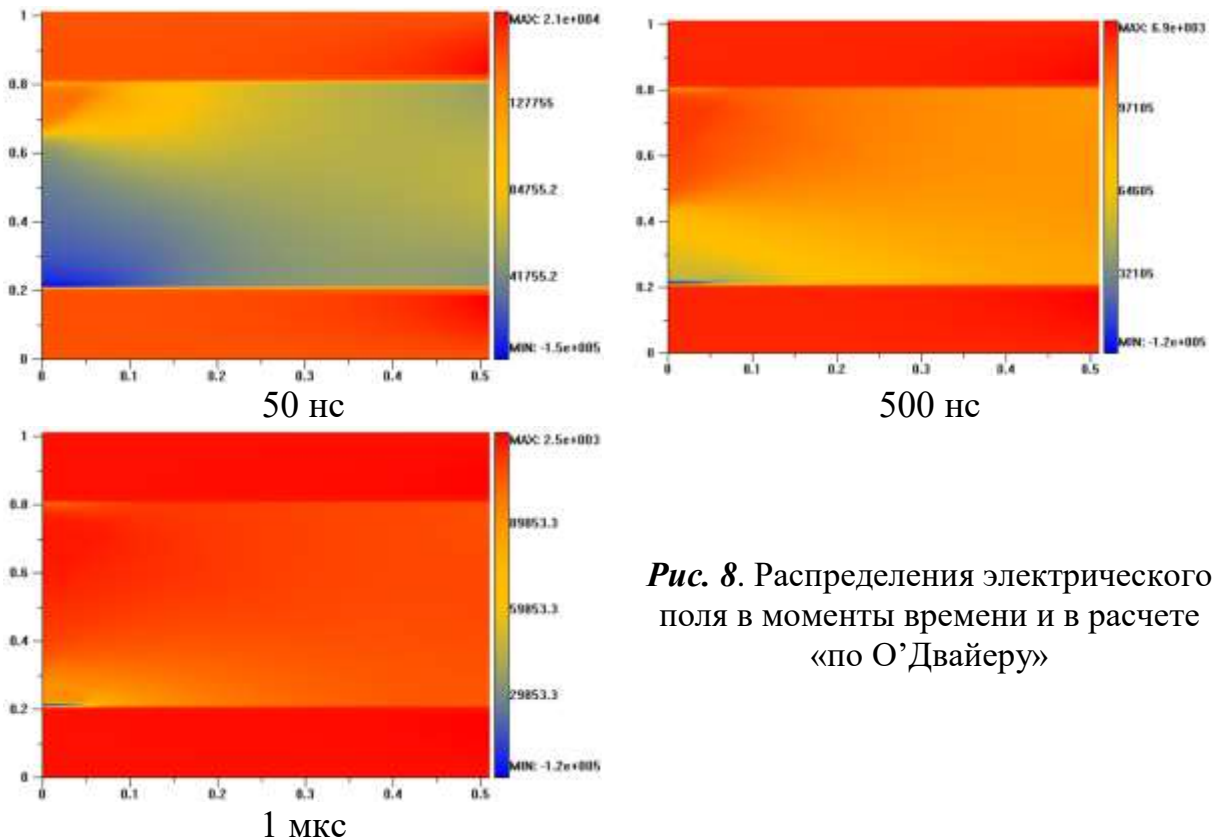


Рис. 8. Распределения электрического поля в моменты времени и в расчете «по О’Двайеру»

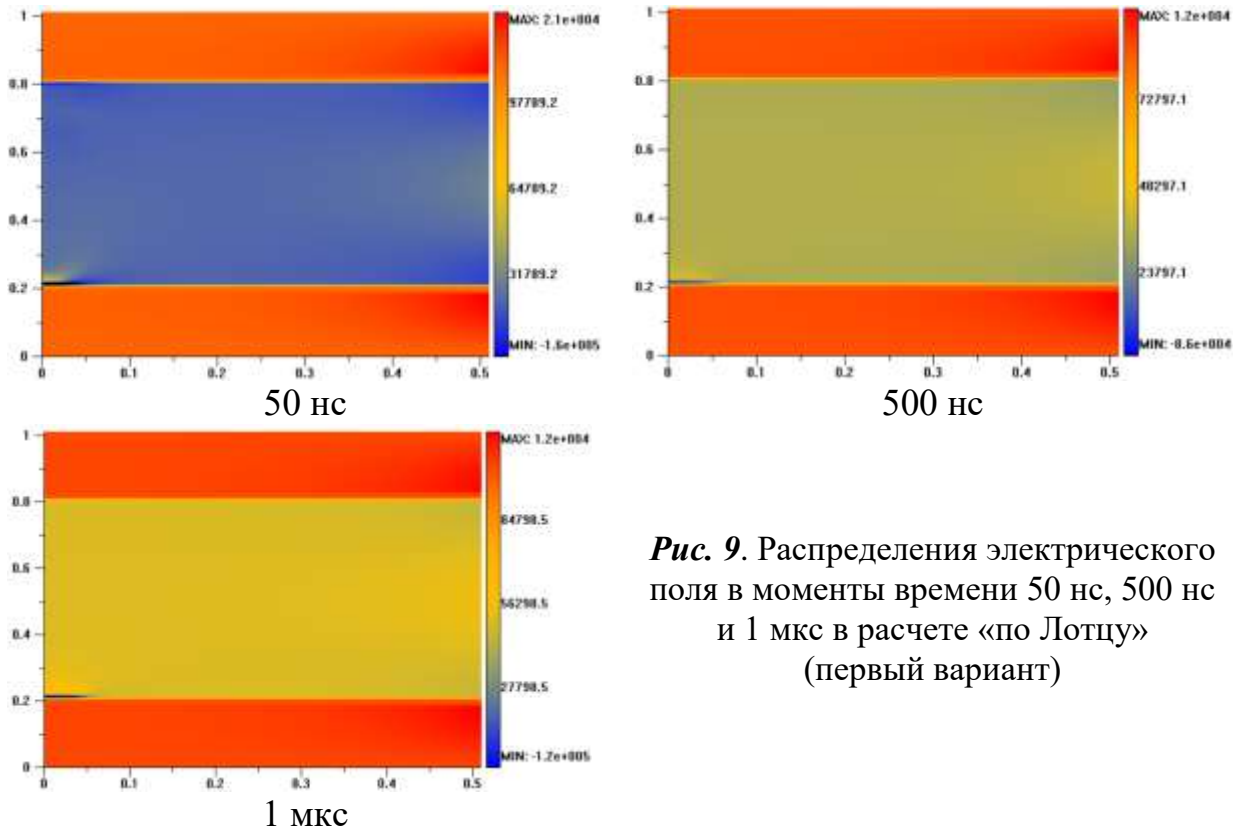


Рис. 9. Распределения электрического поля в моменты времени 50 нс, 500 нс и 1 мкс в расчете «по Лотцу» (первый вариант)

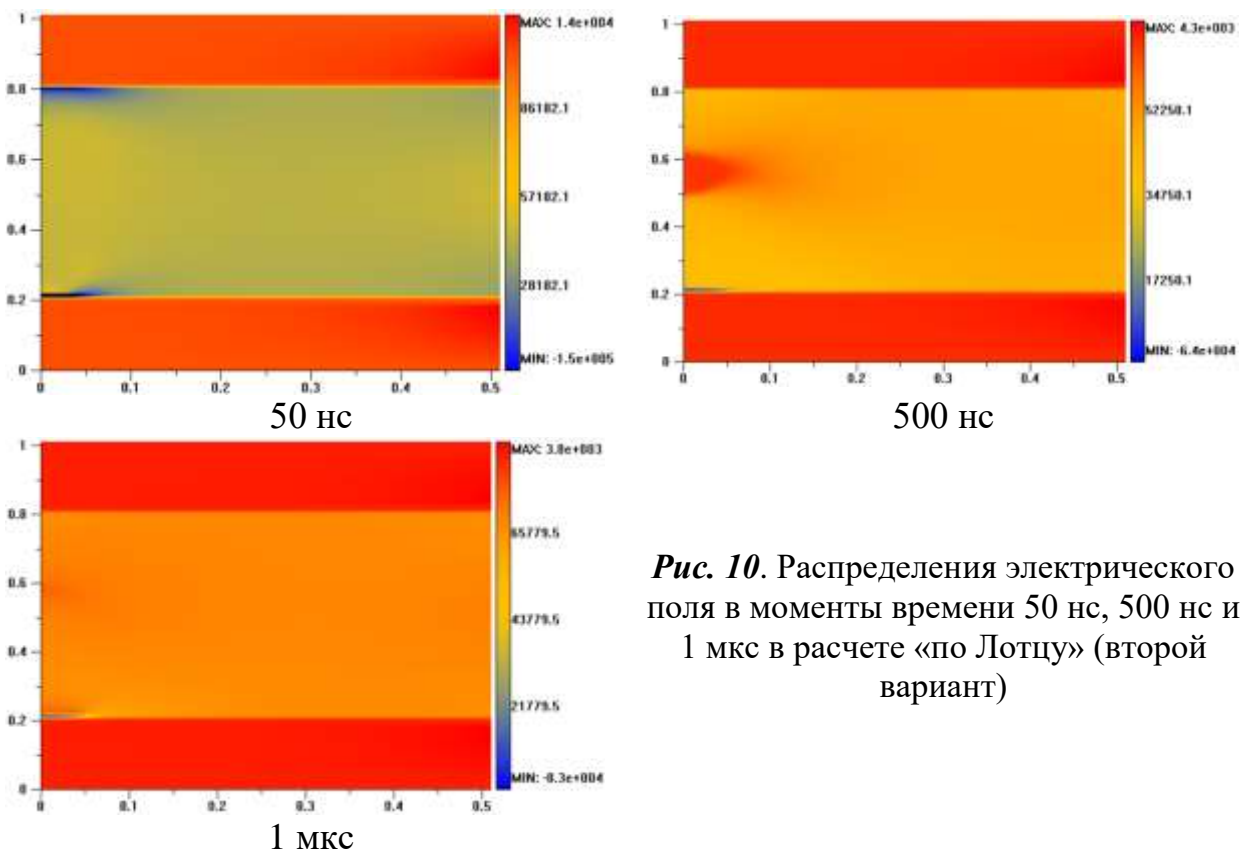


Рис. 10. Распределения электрического поля в моменты времени 50 нс, 500 нс и 1 мкс в расчете «по Лотцу» (второй вариант)

Результаты расчетов однозначно свидетельствуют о развитии разряда.

Заключение

Математическая модель электрического разряда в диэлектрике построена на основе квазиклассического кинетического уравнения. Функция распределения квазисвободных носителей заряда – электронов и вакансий с энергиями ниже 100 эВ – подчиняется уравнению Больцмана. Уравнение линейно по столкновениям и квазилинейно по самосогласованному электромагнитному полю. Интеграл рассеяния в уравнении моделирует процесс передачи энергии электронов веществу при рассеянии на фононах в приближении времени релаксации к равновесию, а также ударную ионизацию и рекомбинацию носителей заряда в приближении времени жизни электрона. Источник в уравнении описывает генерацию квазисвободных носителей заряда при рассеянии фотонов и электронов отдачи в диэлектрике. Получены уравнения баланса числа частиц и плотности тока в дрейфовом приближении с учетом диффузии электронов. Они связаны приближением тока проводимости в приближении малой инерции носителей заряда. Из соотношений для плотности и потока энергии электронов в электрическом поле получено уравнение для температуры электронного газа. В совокупности уравнения модели описывают трансформацию энергии падающего излучения во внутреннюю энергию и потоки заряженных частиц в веществе.

В приближении локального равновесия электрического поля и электронного газа получено соотношение, определяющее, сколько энергии поглощается решеткой, а сколько энергии идет на ударную ионизацию в данной точке пространства. Для моделирования ударной ионизации использована формула Лотца для сечения. Введен коэффициент ударного размножения. Для задания его зависимости от напряженности электрического поля использована эмпирическая зависимость.

Выполнен тестовый расчет, подтвердивший наличие пробоя диэлектрика при согласованных параметрах внешнего воздействия и свойствах материала.

Библиографический список

1. Гайтлер Л. Квантовая теория излучения. – М.: Иностранная литература, 1956.
2. Davies H., Bethe H.A. and L.C. Maximon L.C. (1954), «Theory of bremsstrahlung and pair production. Integral cross section for pair production» Phys. Rev. 93, 788-795.
3. Садовничий Д.Н., Тютнев А.П., Милехин Ю.М., Дорофеев А.Н., Саенко В.С., Пожидаев Е.Д. Электризация полимерных диэлектриков потоками электронов на геостационарной орбите // Перспективные материалы, 2004, № 2, с. 15-19.
4. Экспериментальная ядерная физика. / Ред. Э. Сегре, т. 1. – М.: Иностранная литература, 1958.
5. Мэсси Г., Бархоп Е. Электронные и ионные столкновения. – М.: МИР, 1958.
6. Воробьев, А.А. Электрическая прочность твердых диэлектриков / А.А. Воробьев и Е.К. Завадовская. – М. : Гос. изд-во технико-теорет. лит., 1956.

7. Fitting H.-J., von Czarnowski A. Electron Breakdown in Polar Insulating and Semiconducting Layers // *Phys. Stat. sol. (a)*, v. 93, 1986. Pp. 385-396.
8. Физика диэлектриков / Воробьев Г.А., Похолков Ю.П., Королев Ю.Д. Учебники Томского политехнического университета. 2003 г.
9. Dolgachev G.I., Kazakov E.D., Kalinin Y.G., Maslennikov D.D., Shvedov A.A., Tkachenko S.I. Upgrading of the RS-20 high-current accelerator for the investigation of shock-wave processes under isochoric energy absorption. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. 2018. T. 82. № 4. С. 394-398.
10. Ziman J. *Electrons and Phonons: The Theory of Transport Phenomena in Solids*. – Oxford: Oxford University Press, 1960.
11. Ансельм А.И. Введение в теорию полупроводников. – М.: Наука, 1978. – 616 с.
12. Fischetti M.V., Vandenberghe W.G. *Advanced Physics of Electron Transport in Semiconductors and Nanostructures*. – Springer International Publishing, 2016. – 474 p.
13. Lotz W. An Empirical Formula for the Electron-Impact Ionization Cross-Section // *Zeitschrift für Physik*, V. 206, 1967, pp. 205-211; Electron-Impact Ionization Cross-Sections for Atoms up to Z 108 // *Zeitschrift für Physik*, V. 232, 1970, pp. 101-107.
14. Kim Y.-K., Rudd M.E. Theory for Ionization of Molecules by Electrons // *Phys. Rev.* 1994, A 50, pp. 3954-3967.
15. Blotekjaer K. Transport equation for electrons in two-valley semiconductors. – *IEEE Trans. On Electron Devices*, v. 17, 1970, pp. 38-47.
16. Kaviany M. *Heat Transfer Physics*. – NY: Cambridge University Press, 2014. – 771 p.
17. Freund R. S., Wetzel R. C., Shul R. J., and Hayes T.R. Cross-section measurements for electron-impact ionization of atoms // *Phys. Rev. A*, V. 41, № 7, 1990, pp. 3575-3595.
18. O'Dwyer J.J. *The theory of electric conduction and breakdown in solid dielectrics*. – Oxford: Clarendon Press, 1973. – 317 p.
19. O'Dwyer J.J. The Effect of Collision-Ionization Space-Charge on High Field Conduction in Solids // *IEEE Trans.*, V. EI-15, Issue 3, 1980, pp. 264-269.
20. Frohlich H., Paranjape B.V. Dielectric Breakdown in Solids // *Proc. Of the Physical Society, Sec. B* 69(1):21, 2002.
21. Budenstein P. On the Mechanism Of Dielectric Breakdown Of Solids // *IEEE Trans.*, V. EI-15, Issue 3, 1980, pp. 225-240.
22. Blythe T., Bloor D. *Electrical Properties of Polymers*. – Cambridge: University Press, 2008. – 496 p.
23. Ханефт И.Г., Ханефт А.В. Влияние межэлектродного расстояния на электрический пробой монокристаллов перхлората аммония // *ЖТФ*, т. 65, в. 6, 1995, с. 200-203.
24. Fitting H.-J., von Czarnowski A. Electron Breakdown in Polar Insulating and Semiconducting Layers // *Phys. Stat. sol.(a)*, v. 93, 1986. Pp. 385-396.

25. Seager C.H., Emin D. High-Temperature Measurements of the Electron Hall Mobility in the Alkali Halides // *Phys. Rev. B*, V. 2, № 2, 1970. Pp. 3421-3431.
26. Емлин Р.В., Барахвостов С.В., Куликов В.Д. Анизотропия электрического пробоя в кристаллическом кварце // *ЖТФ*, т. 79, в. 7, 2009. С. 150-153.
27. Емлин Р.В., Гилев А.С. Измерение скорости распространения канала высоковольтного пробоя в кристаллическом и аморфном кварце при субнаносекундных временах // *ЖТФ*, т. 79, в. 1, 2009. С. 140-143.