

МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ В МЕТАЛІЗОВАНИХ ОДНО- ТА БАГАТОШАРОВИХ ДІЕЛЕКТРИЧНИХ СТРУКТУРАХ ПРИ РАДІАЦІЙНОЇ ЕЛЕКТРИЗАЦІЇ

Самойлик О.В.

Черкаський державний технологічний університет

Розглянуто розподіл електричного поля, що виникає при радіаційній електризації в окремих діелектричних плівках та багатошарових структурах. Отримані співвідношення, які дозволяють розраховувати розподіл електричних полів в структурах. Встановлено закономірності розподілу електричного поля при різних способах металізації поверхні плівки. Проаналізовано вплив різних чинників на розподіл електричного поля, яке створюється зарядами у діелектричних матеріалах.

Ключові слова: математичне моделювання, електричне поле.

Постановка проблеми. Питанням взаємодії іонізуючого випромінювання з речовиною приділяють велику увагу, оскільки такі процеси суттєво впливають на стійкість конструкційних матеріалів космічних апаратів (КА). Із взаємодією заряджених частинок (головним чином електронів) з діелектричними матеріалами поверхні КА пов'язані такі ефекти: електризація та розрядні явища на поверхні космічних апаратів, збої навігаційної та телеметричної апаратури, збої оптичних датчиків та інші явища, які негативно впливають на працездатність і ресурс апаратури КА, стійкість конструкційних матеріалів [1, 2, 3].

Аналіз останніх досліджень і публікацій. У роботах [1, 2] встановлено, що особливу небезпеку представляє інтенсивне електромагнітне випромінювання при пробіі заряджених діелектриків, яке може створювати завади функціонуванню бортової апаратури.

Вивчення процесів поверхневої та об'ємної електризації діелектриків пов'язано також з розробкою так званого «активного захисту» КА [4].

Виділення невирішених раніше частин загальної проблеми. Практично вся поверхня КА являє собою набір діелектричних матеріалів, найбільш поширені серед яких – матеріали у вигляді одно- чи багатошарових діелектричних структур, що мають металізовані покриття з однієї або двох сторін. Тому всі аспекти радіаційної електризації таких матеріалів, в тому числі дослідження розподілу електричного поля по товщині діелектрика, знання якого необхідне для розробки захисту від негативних чинників електризації, є актуальними. Розгляд проблеми взаємодії заряджених частинок з конструкційними матеріалами КА являє собою комплекс розрахункових і експериментальних досліджень [1, 2]. Проте в даний час відсутні порівняно доступні методи оцінки ступеня зарядки діелектричних матеріалів під дією пучків електронів.

Формулювання цілей статті. Розподіл електричного поля, яке створюється накопиченими зарядами в конструкційних матеріалах, залежить від багатьох факторів, таких як геометричні розміри, граничні умови на його поверхні, властивості матеріалу та умови опромінювання. Точне врахування вказаних факторів суттєво ускладнює визначення розподілу електричного поля.

Метою даної роботи є одержання достатньо простих та зручних для проведення розрахунків

співвідношень, які дозволять визначати розподіл електричного поля, що утворюється накопиченим об'ємним зарядом в діелектричних плівках з різними способами металізації поверхні.

Виклад основного матеріалу. Розглянемо спочатку електризацію пучком електронів одного діелектричного шару. Вважаємо, що потік електронів падає нормально до поверхні діелектрика. При цьому існують граничні умови, що відповідають реальним умовам опромінювання, а саме:

1 – на обидві поверхні діелектричної плівки нанесений металізований шар;

2 – металізований шар на поверхню діелектричної плівки нанесений зі сторони падаючих електронів;

3 – металізований шар на поверхню діелектричної плівки нанесений зі сторони, протилежної падаючим електронам.

Металізований шар в усіх цих випадках заземлений.

Розподіл поля по товщині плівки може бути знайденим з рівнянь, які описують перенесення та накопичення заряду – рівняння неперервності та рівняння Пуассона. Для стаціонарного випадку маємо систему рівнянь

$$\frac{dj(x)}{dx} = eg(x); \quad (1)$$

$$\frac{dE(x)}{dx} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon}; \quad (2)$$

$$j(x) = \sigma(x) \cdot E(x); \quad \sigma(x) = A \cdot \Psi^{\Delta}(x), \quad (3)$$

де $j(x)$ – густина струму радіаційної провідності; e – заряд електрона; $\rho(x)$ – густина об'ємного заряду; $E(x)$ – напруженість поля; $\sigma(x)$ – радіаційна провідність; A – постійна величина, яка характерна для даного матеріалу; $g(x)$, $\Psi(x)$ – швидкість інжекції та іонізації пучком електронів; ϵ – діелектрична проникність.

Система рівнянь (1) – (3) доповнюється граничними умовами 1 – 3.

Для рішення (1) – (3) слід знати величину показника у рівнянні (3) та функції $g(x)$, $\Psi(x)$. Показник визначається із результатів вимірювання радіаційної електропровідності [5]. Для багатьох діелектриків величина показника степені знаходиться в межах $0,5 \leq \Delta \leq 1$.

Швидкість інжекції $g(x)$ та іонізації пучком електронів $\Psi(x)$ зв'язана з розподілом термалізованих електронів $I(x)$ та розподілом втраченої на іонізацію енергії $D(x)$ наступним співвідношенням

$$g(x) = j_0 I(x), \quad \Psi(x) = \frac{j_0 D(x)}{ew}, \quad (4)$$

де j_0 – густина струму пучка електронів на поверхні матеріалу, w – середня енергія утворення пари.

Функції $I(x)$ та $D(x)$ – загальновідомі та можуть бути визначені з розрахунків [6].

Інтегруючи систему рівнянь (1) – (3) в граничних умовах – 1, отримаємо співвідношення для розподілу електричного поля

$$E_1(x) = \frac{k(x) - k(x_0)}{A\Psi^\Delta(x)}; \quad (5)$$

$$k(x_0) = \frac{\int_0^d k(x') dx'}{\int_0^d \Psi^\Delta(x') dx'}, \quad (6)$$

де коефіцієнт поглинання $k(x') = \int_0^x I(x') dx'$ розраховується з відомих розподілів термалізованих електронів $I(x)$ [7], $k(x_0)$ – коефіцієнт поглинання в точці x_0 , де величина напруженості поля дорівнює нулю.

З (6) видно, що розподіл електричного поля $E_1(x)$ визначається співвідношенням функцій $k(x)$ та $\Psi(x)$.

На рис. 1 приведені розраховані за співвідношенням (6) величини $k(x_0)$ та x_0 при $\Delta = 1/2$ і $\Delta = 1$ в залежності від товщини діелектричної плівки в одиницях екстрапольованого пробігу. Показник Δ визначається із результатів вимірювання радіаційної електропровідності і для багатьох діелектриків величина показника степені знаходиться в межах $0,5 \leq \Delta \leq 1$.

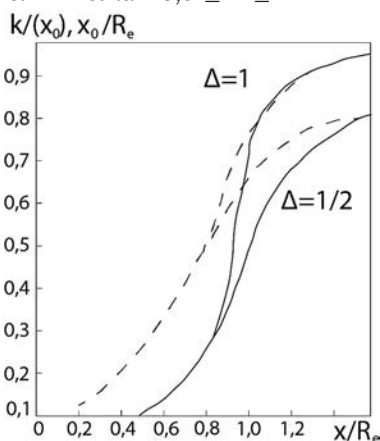


Рис. 1. Залежність коефіцієнту поглинання $k(x_0)$ в точці (x_0) і координати точки нульового поля (---) від товщини плівки

Для розрахунку розподілу поля потрібно за відомої величині d/R_e з рис. 1 визначити і потім за формулою (5) та відомими кривими розподілу термалізованих електронів $I(x)$ та $\Psi(x)$ знайти $E_1(x)$.

Особливий інтерес представляє встановлення умов, при яких напруженість поля максимальна. Знайдемо умови, за яких величина напруженості поля максимальна. Для цього зручно проводити розрахунки не абсолютної величини $E(x)$, а відносної $E_1(x)/E_1(0)$

$$\frac{E_1(x)}{E_1(0)} = \left[\frac{\Psi(0)}{\Psi(x)} \right]^\Delta \frac{k(x) - k(x_0)}{k(x_0)}; \quad E_1(0) = \frac{j_0 k(x_0)}{A \Psi^\Delta(0)}. \quad (7)$$

Формула (7) для розподілу електричного поля у відносних одиницях $E_1(x)/E_1(0)$ вигідно відрі-

зняється від співвідношень (5), (6). Вона містить лише два параметри – показник степеня Δ , який характеризує матеріал діелектричної плівки, та відношення масової товщини плівки до екстрапольованого пробігу d/R_e , від якого залежить величина коефіцієнта поглинання в точці нульового поля $k(x_0)$. В свою чергу, функцію $\Psi(x)/\Psi(0)$ легко розрахувати, використовуючи результати роботи [7], де вказані прості перетворення, які приводять функції Ψ і k до універсального виду, що не залежить від енергії електронів в обмеженому діапазоні (40–250) кеВ.

Таким чином, всі функції $E_1(x)$, які залежать від багатьох параметрів, зводяться до двох параметрів: показника степеня Δ і відношення d/R_e , та можуть бути легко розраховані.

На рис. 2 приведені розподіли електричного поля $E_1(x)/E_1(0)$ для різної товщини діелектричного шару.

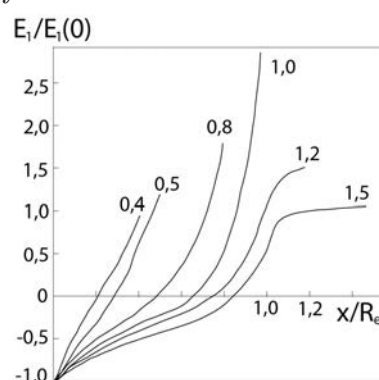


Рис. 2. Розподіл напруженості електричного поля для діелектричних слоїв з двосторонньою металізацією різної товщини

Аналіз показує, що до товщини, меншої $0,6d/R_e$ розподіл поля слабо відхиляється від прямолінійної залежності. При $0,6d/R_e \geq 0,6$ розподіл стає неоднорідним, з ростом d/R_e неоднорідність зростає і при $d = R_e$ поле має максимальну величину, потім величина поля знижується. З ростом показника Δ зростає неоднорідність електричного поля. Наприклад, для шару товщиною $d = R_e$ при $\Delta = 1/2$ маємо з рис. 1 $k(x_0) = 0,5$ і відповідно $E_1(x)/E_1(0) \approx 3$; при $\Delta = 1$, $k(x_0) = 0,7$ максимальне значення відношення $E_1(x)/E_1(0) \approx 6$, тобто у два рази більше. Цей приклад наочно показує роль радіаційних властивостей матеріалу у формуванні електричного поля, що створюється об'ємним зарядом.

Інтегруючи систему рівнянь (1) – (3) з граничними умовами – 2 і 3, отримуємо відповідні співвідношення для розподілу електричного поля для цих умов

$$E_2(x) = \frac{j_0 k(x)}{A\Psi^\Delta(x)}; \quad E_2(d) = \frac{1}{h} \int_0^d E_2(x') dx'; \quad (8)$$

$$E_3(x) = \frac{j_0 [k(x) - k(d)]}{A\Psi^\Delta(x)}; \quad E_3(0) = \frac{1}{h} \int_0^d E_3(x') dx', \quad (9)$$

де h – відстань від неметалізованої поверхні до найближчого заземленого електроду.

Відмітимо деякі особливості, які впливають із співвідношень (8), (9). Напруженість електричного поля досягає свого максимального значення поблизу металізованої поверхні. На поверхні плівки без металізованого покриття має місце стрибок напруженості електричного поля, вели-

чина якого визначається другою частиною співвідношень (8) та (9).

При односторонній металізації зручно використовувати відносні одиниці для побудови графіків розподілу електричного поля $E_2(x)$ та $E_3(x)$, тобто

$$\frac{E_2(x)}{\bar{E}} = f\left(\frac{x}{R_E}\right); \quad \frac{E_3(x)}{\bar{E}} = f\left(\frac{x}{R_E}\right), \quad (10)$$

$$\text{де } \bar{E} = \frac{1}{d} \int_0^d E_2(x') dx'.$$

При цьому співвідношення (8), (9) для розподілу електричного поля всередині матеріалу матимуть наступний вигляд

$$\begin{aligned} \frac{E_2(x)}{|\bar{E}|} &= \frac{k(x)}{\Psi^\Delta(x)} \left\langle \frac{k(x)}{\Psi^\Delta(x)} \right\rangle^{-1}; \\ \frac{E_3(x)}{|\bar{E}|} &= \frac{k(x) - k(d)}{\Psi^\Delta(x)} \left\langle \frac{k(x)}{\Psi^\Delta(x)} \right\rangle^{-1}; \\ \left\langle \frac{k(x)}{\Psi^\Delta(x)} \right\rangle &= \frac{1}{d} \int_0^d \frac{k(x')}{\Psi^\Delta(x')} dx'. \end{aligned} \quad (11)$$

Співвідношення (11) має такі ж переваги, як і формула (7). Вибір значення \bar{E} визначається тим, що чисельно при $d = R_E$ величини \bar{E} та $E_1(0)$ рівні між собою, отже можливо безпосередньо порівнювати криві $E_1(x)$ з $E_2(x)$ та $E_3(x)$, при товщині шару $d = R_E$. На рис. 3, 4 приведено розраховані за співвідношеннями (10), (11) розподіли поля у відносних одиницях по глибині плівки. Цифри біля кривих відповідають товщина плівки в одиницях пробігу.

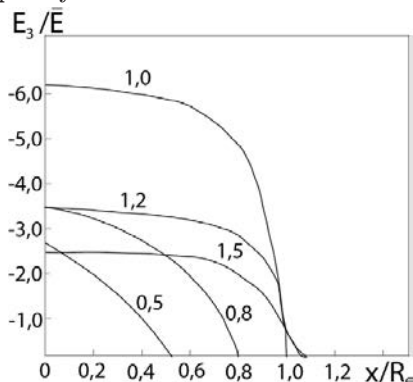


Рис. 3. Розподіл напруженості електричного поля для діелектричних шарів з металізованою опромінюваною поверхнею

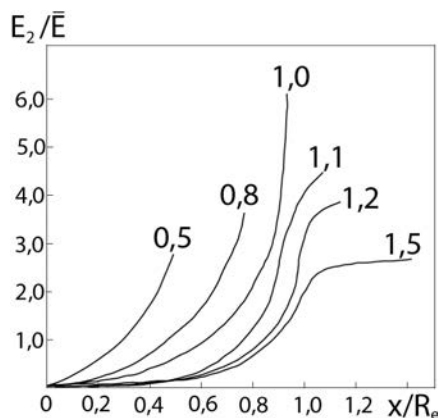


Рис. 4. Розподіл напруженості електричного поля для діелектричних шарів з металізованою неопромінюваною поверхнею

З цих рисунків видно, що неоднорідність зростає зі збільшенням параметру d/R_E . Напруженість електричного поля $E_{2,3}$ досягає максимальної величини при $d = R_E$, як і для випадку двох електродів і приблизно дорівнює 6,5. Збільшення поля для $E_2(x)$ відбувається у другій половині проміжку, тоді як для $E_3(x)$ характерне зворотнє. Порівняння розглянутих способів металізації показує, що максимальна напруженість поля у діелектричній плівці з односторонньою металізацією (див. рис. 3, 4) більше, приблизно в два рази, ніж при двосторонній металізації (рис. 2).

Одержані вище співвідношення для одного шару легко поширити на багатшарову структуру, яка набрана з m діелектричних плівок. Для першого способу металізації маємо співвідношення для i -того шару товщиною $x_{i+1} - x_i = d$

$$\begin{aligned} E_i^{(1)}(x) &= \frac{j_0 [k(x) - k_i(x_0)]}{A \Psi^\Delta(x)}; \quad x_i \leq x \leq x_{i+1}; \\ k_i(x_0) &= \frac{\int_{x_i}^{x_{i+1}} k(x) dx}{\int_{x_i}^{x_{i+1}} \Psi^\Delta(x) dx}. \end{aligned} \quad (12)$$

Для другого способу металізації отримаємо

$$\begin{aligned} E_i^{(2)}(x) &= \frac{j_0 [k(x) - k(x_i)]}{A \Psi^\Delta(x)}; \\ E_i^{(2)}(d) &= \frac{1}{d} \int_{x_i}^{x_{i+1}} E_i^{(2)}(x') dx'. \end{aligned} \quad (13)$$

Застосування граничних умов третього способу приводить до співвідношення

$$\begin{aligned} E_i^{(3)}(x) &= \frac{j_0 [k(x) - k(x_{i+1})]}{A \Psi^\Delta(x)}; \\ E_i^{(3)}(0) &= \frac{1}{h} \int_{x_i}^{x_{i+1}} E_i^{(3)}(x') dx'. \end{aligned} \quad (14)$$

Оскільки неоднорідність розподілу $k(x)$ та $\Psi^\Delta(x)$ істотно впливає на розподіл поля при масовій товщині одного шару $d/R_E \geq 0,3 - 0,5$ (див. рис. 2-4), то, якщо екстрапольований пробіг вміщується більш ніж на 3-4 шарах, іонізацію усередині плівок можна вважати приблизно однорідною, і формули (12) - (14) переходять у відповідні співвідношення для однорідної іонізації.

Наведемо приклад розрахунку напруженості електричного поля, наприклад, у лавсановій плівці товщиною 25 мкм при густині струму пучка 510^{-11} А/см² електронів з енергією 40 кеВ. Цим параметрам відповідає потужність експозиційної дози близько 40 Р/с. Приймаємо, що для даної потужності дози питома провідність складає $\sigma = 5 \cdot 10^{-16}$ Ом⁻¹ · см⁻¹, а показник степені $\Delta \approx 0,5$. Для вказаної енергії пучка екстрапольований пробіг дорівнює 29 мг/см², і, отже, відношення d/R_E приблизно дорівнює одиниці. Напруженість поля при $x = 0$ для випадку двох електродів буде дорівнювати $E_1(0) 10^5 \cdot k(x_0)$ В/см. З рисунку 1 при $E_1(0) d/R_E = 1$ знаходимо, що $k(x_0) = 0,5$, тому $E_1(0) 0,5 \cdot 10^5$ В/см. Максимальне значення електричного поля $E_{1,max}(x=d) 1,5 \cdot 10^5$ В/см. Для випадків односторонньої металізації (див. рис. 3, 4) величина електричного поля $E_{2,3,max} 3 \cdot 10^5$ В/см В/см.

За формулою (14) для випадку двох електродів були розраховані розподіли поля у багатшаровій структурі, коли на довжині пробігу електронів (енергія пучка електронів 50 кеВ) вміщалося п'ять діелектричних плівок. Розраху-

нок проводився у відносних одиницях, при цьому за одиницю була прийнята напруженість поля на поверхні першого зразку $E_j^{(1)}(0)$. Результати розрахунків вказують на значне зниження максимального поля E_{max} і потенціалу U_{max} в окремих плівках багат шарової структури в порівнянні з одним шаром еквівалентної товщини. Наприклад, у першому шарі E_{max} зменшилося у 50 разів.

Висновки і пропозиції. У відповідності з метою досліджень, у роботі отримані зручні для проведення аналізу співвідношення, за допо-

могою яких показано, що найбільш низький рівень радіаційної електризації має місце у випадку двосторонньої металізації плівок. Якісні порівняння електричного поля для одного шару і багат шарової структури показують, що для останньої можливе значне зниження величини напруженості поля.

Отримані результати розрахунків можуть бути використані при виборі конструкційних діелектричних матеріалів, які експлуатуються в умовах дії електронного випромінювання.

Список літератури:

1. Акишин А. И., Новиков С. С. и др. Объемная электризация диэлектрических материалов космических аппаратов. Модель космоса, 8-е издание. Т. 2. Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов. – М. 2007. – С. 437-448.
2. Акишин А. И., Самойлик А. В. и др. Электризация ИСЗ и ее влияние на работоспособность бортовой аппаратуры. Модель космоса, 7-е издание. Т. 2. Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов. – М. 1983. – С. 189-243.
3. Гостищев Э. А., Самойлик А. В., Ягушкин Н. И. Радиационный пробой конструкционных диэлектрических материалов космических аппаратов. В сб, ст.: Проблемы электризации высокоорбитальных космических аппаратов и разработка методов их защиты от ее воздействия. – М., ЦНТИ «Поиск», 1987, с. 164.
4. Самойлик А. В., Дырков В. А., Кононов Б. А., Ягушкин Н. И. Защитные свойства диэлектрических экранов. В кн. Тезисы докладов IV Всесоюзной научной конференции по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок, 10-12 сентября 1985, с. 84-85.
5. Воробьев Г. А. О природе процес сов формовки тонкопленочной системы металл – диэлектрик – металл. – Радиотехника и электроника, 1981, Т. 26, № 3, с. 655-656.
6. Вайсберг С. Э., Обратимые радиационные эффекты в полимерах. – В кн.: Радиационная химия полимеров. Под ред. В. А. Каргина. – М.: Наука, 1973. – 376 с.
7. Петренко Л. Г., Биньков С. Б. О процессе самовосстановления электрической прочности металлизированных диэлектриков. – Электричество, 1984, № 3, с. 72-74.

Самойлик А.В.

Черкасский государственный технологический университет

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В МЕТАЛИЗИРОВАННЫХ ОДНО- И МНОГОСЛОЙНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ ПРИ РАДИАЦИОННОЙ ЭЛЕКТРИЗАЦИИ

Аннотация

Рассмотрено распределение электрического поля, возникающего при радиационной электризации в отдельных диэлектрических пленках и многослойных структурах. Получены соотношения, позволяющие рассчитывать распределение электрических полей в таких диэлектрических структурах. Установлены закономерности распределения электрического поля при различных способах металлизации поверхности пленки. Проанализировано влияние различных факторов на распределение электрического поля, создаваемого зарядами в диэлектрических материалах.

Ключевые слова: математическое моделирование, электрическое поле.

Samoylik A.V.

Cherkassy State Technological University

MATHEMATICAL MODELING OF ELECTRIC FIELD IN METALLIZED SINGLE- AND MULTILAYER DIELECTRIC STRUCTURES DURING RADIATION ELECTRIZATION

Summary

The distribution of electric field produced by radiation electrization in some dielectric films and multilayer structures is considered. The equations for calculating of electric field distribution in such dielectric structures are obtained. The regularities of electric field distribution at various ways of film surface metallization are determined. The impact of various factors on the distribution of electric field, created by charges in dielectric materials, is analyzed.

Keywords: mathematical modeling, electric field.