

01;06

Электрические поля в диэлектрических структурах с неравномерно распределенными поверхностными зарядами

© А.С. Ястребов

Санкт-Петербургский государственный университет телекоммуникаций им. М.А. Бонч-Бруевича, 191186 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 30 июня 1998 г.)

Выполнен анализ распределения потенциала и напряженности электрического поля в диэлектрических структурах с неравномерным поверхностным зарядом. Предложены формулы расчета и приведены результаты вычислений.

В последние годы для передачи и обработки информации все шире применяются неоднородные структуры, физические свойства которых закономерно изменяются в пространстве и придают приборам и устройствам новые качества [1–8]. Например, электретные электроакустические преобразователи с неоднородно заряженной поверхностью полимерных пленок имеют

значительно более высокую надежность и срок службы, чем преобразователи на однородно заряженных пленках [9].

Рассмотрим метод расчета электрического поля над неоднородно заряженными электретами. Предположим, что на плоской границе раздела двух диэлектрических сред с относительными диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 задано регулярное периодическое распределение либо потенциала V , либо плотности поверхностного заряда σ , и рассмотрим эти случаи. Совместим плоскость координат (x, y) с поверхностью раздела и представим $V(x, y)$ или $\sigma(x, y)$ в виде разложения в ряды Фурье.

Вначале рассмотрим случай, когда потенциал на плоскости (x, y) в пределах прямоугольных пятен имеет постоянную величину V_s , а за их границами равен нулю (рис. 1, a и b).

Распределение $V(x, y)$ представим в виде произведения рядов Фурье

$$V(x, y) = V_s F1(x) \cdot F2(y) = V_s F1 \cdot F2 \quad (1)$$

где

$$F1 = d/a + (2/\pi) \sum_{m=1} m^{-1} \sin(\pi m d/a) \cos(2\pi m x/a), \quad (2)$$

$$F2 = h/b + (2/\pi) \sum_{n=1} n^{-1} \sin(\pi n h/b) \cos(2\pi n y/b). \quad (3)$$

Предположим, что потенциал $\varphi(x, y, z)$ над плоскостью (x, y) выражен как

$$\varphi(x, y, z) = V_s F1(x) F2(y) F3(z),$$

и, решая уравнение Лапласа $\Delta\varphi(x, y, z) = 0$, получим распределение потенциала над плоскостью (x, y) , расположенной на границе двух сред с относительными диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 , первая из которых заполняет нижнее, а вторая — верхнее полу-

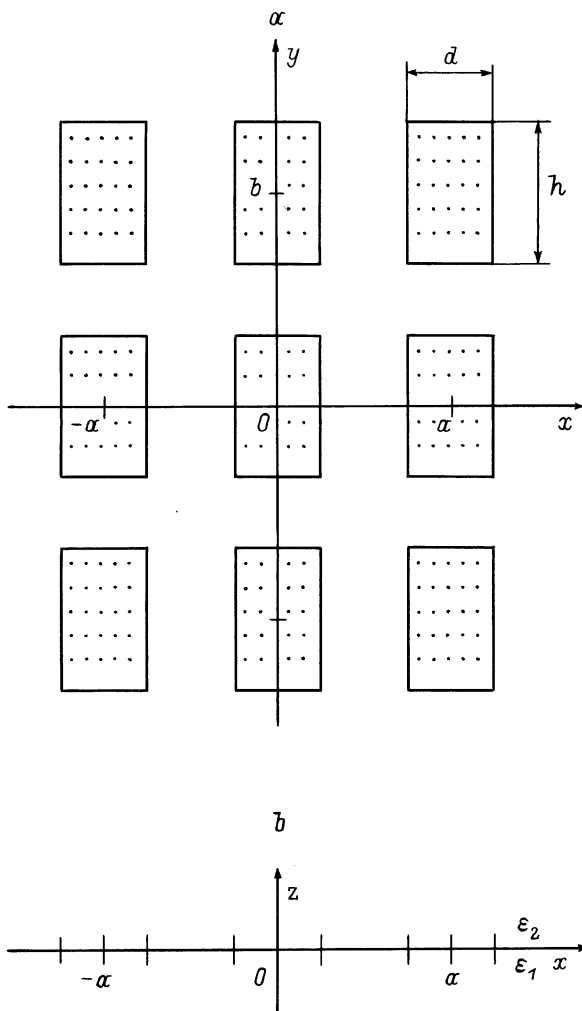


Рис. 1. Неоднородно заряженная структура: a — в плане, b — в разрезе.

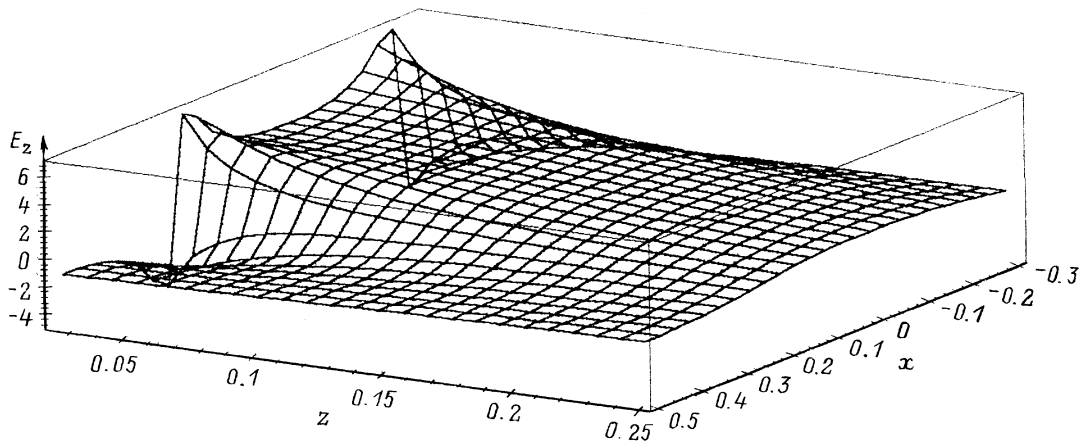


Рис. 2. Распределение z -составляющей E_z напряженности электрического поля над неоднородно заряженной поверхностью при заданном распределении потенциала V_s .

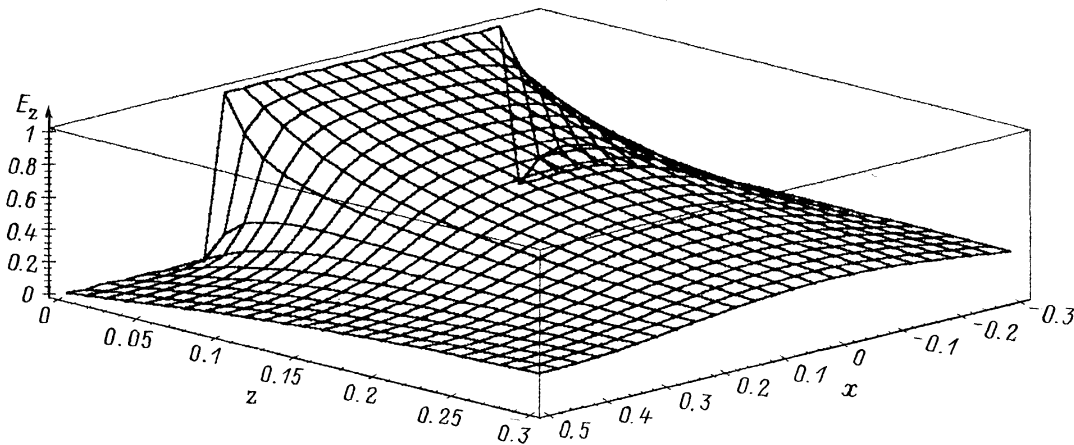


Рис. 3. Распределение напряженности поля E_z над неоднородно заряженной поверхностью в случае, когда в пределах прямоугольников задана плотность поверхностного заряда σ_s .

пространство

$$\begin{aligned} \varphi(x, y, z) = & -E_c z + V_s \left\{ (dh/ab) + (2/\pi) \left[(h/b) \sum_{m=1}^{m^{-1}} \right. \right. \\ & \times \exp(-2\pi m z/a) \sin(\pi m d/a) \cos(2\pi m x/a) \\ & + (d/a) \sum_{n=1}^{n^{-1}} \exp(-2\pi n z/b) \sin(\pi n h/b) \cos(2\pi n y/b) \left. \right] \\ & + (4/\pi^2) \sum_{m=1} \sum_{n=1} (mn)^{-1} \exp(-\lambda_{mn} z) \sin(\pi m d/a) \\ & \left. \times \cos(2\pi m x/a) \sin(\pi n h/b) \cos(2\pi n y/b) \right\}, \end{aligned}$$

где E_c — среднее значение E_z — z -ой компоненты напряженности электрического поля над плоскостью (x, y) ;

$$\lambda_{mn} = 2\pi[(m/a)^2 + (n/b)^2]^{0.5}. \quad (5)$$

Составляющие напряженности электрического поля $E_x = E_x(x, y, z)$, $E_y = E_y(x, y, z)$ и $E_z = E_z(x, y, z)$

над периодически заряженной плоскостью можно получить путем дифференцирования выражения для потенциала $\varphi(x, y, z)$ по соответствующим координатам; z -составляющая напряженности поля над плоскостью, вычисленная по формуле

$$\begin{aligned} E_z(x, y, z) = & -\partial\varphi(x, y, z)/\partial z = E_c + V_s \left\{ 4 \left[(h/ab) \right. \right. \\ & \times \sum_{m=1} \exp(-2\pi m z/a) \sin(\pi m d/a) \cos(2\pi m x/a) \\ & + (d/ab) \sum_{n=1} \exp(-2\pi n z/b) \sin(\pi n h/b) \\ & \left. \times \cos(2\pi n y/b) \right] + (4/\pi^2) \sum_{m=1} \sum_{n=1} \lambda_{mn} (mn)^{-1} \exp(-\lambda_{mn} z) \\ & \left. \times \sin(\pi m d/a) \cos(2\pi m x/a) \sin(\pi n h/b) \cos(2\pi n y/b) \right\}, \end{aligned} \quad (6)$$

показана на рис. 2.

Составляющую напряженности поля $E_z(x, y, 0)$ на поверхности (x, y) можно получить из (6), положив $z = 0$.

Среднее значение E_c напряженности, нормальной к поверхности (x, y) , зависит от распределения электрических зарядов в пространстве. Если источником электрического поля являются только заряды, находящиеся в плоскости (x, y) , то E_c связано со средней плотностью поверхностного заряда σ_c

$$E_c = \sigma_c / [\varepsilon_0(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)]. \quad (7)$$

В случае, когда суммарный заряд на плоскости равен нулю $\sigma_c = 0$, в формулах (4) и (6) следует положить $E_c = 0$.

Если же на плоскости (x, y) в пределах прямоугольных пятен (рис. 1, a и b) плотность поверхностного заряда имеет постоянную величину $+\sigma_s$, а за их границами равна нулю, то

$$\sigma_c = \sigma_s (dh/ab) \quad (8)$$

и распределение $\sigma(x, y)$ можно представить в виде произведения рядов Фурье

$$\sigma(x, y) = \sigma_s F1(x)F2(y), \quad (9)$$

где $F1(x)$ и $F2(y)$ определяются (2) и (3).

Распределение потенциала определяется выражением

$$\begin{aligned} \varphi(x, y, z) = \sigma_s / [\varepsilon_0(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)] \left\{ -(dh/ab)z + (1/\pi^2) \left[(ha/b) \right. \right. \\ \times \sum_{m=1}^{\infty} m^{-2} \exp(-2\pi mz/a) \sin(\pi md/a) \cos(2\pi mx/a) \\ \left. \left. + (db/a) \sum_{n=1}^{\infty} n^{-2} \exp(-2\pi nz/b) \sin(\pi nh/b) \cos(2\pi ny/b) \right] \right. \\ \left. + (4/\pi^2) \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} (mn\lambda_{mn})^{-1} \exp(-\lambda_{mn}z) \sin(\pi md/a) \right. \\ \left. \times \cos(2\pi mx/a) \sin(\pi nh/b) \cos(2\pi ny/b) \right\}, \quad (10) \end{aligned}$$

из которого можно получить z -составляющую напряженности

$$\begin{aligned} E_z(x, y, z) = \sigma_s / [\varepsilon_0(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)] \left\{ (dh/ab + (2/\pi)) \left[(h/b) \right. \right. \\ \times \sum_{m=1}^{\infty} m^{-1} \exp(-2\pi mz/a) \sin(\pi md/a) \cos(2\pi mx/a) \\ \left. \left. + (d/a) \sum_{n=1}^{\infty} n^{-1} \exp(-2\pi nz/b) \sin(\pi nh/b) \cos(2\pi ny/b) \right] \right. \\ \left. + (4/\pi^2) \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} (mn)^{-1} \exp(-\lambda_{mn}z) \sin(\pi md/a) \right. \\ \left. \times \cos(2\pi mx/a) \sin(\pi nh/b) \cos(2\pi ny/b) \right\}, \quad (11) \end{aligned}$$

показанную на рис. 3.

Рассмотренный метод можно применить при расчете электрического поля в электроакустических преобразователях с электретами из диэлектрических неоднородно заряженных пленок.

Предложенная методика расчета электретов с регулярным распределением поверхностного заряда была использована при разработке программного обеспечения контрольно-измерительного комплекса, предназначенного для применения при операциях контроля параметров электроакустических преобразователей.

Список литературы

- [1] Оптика и связь: Оптическая передача и обработка информации. Пер. с франц. М.: Мир, 1984. 468 с.
- [2] *Снайдер А., Лав Дж.* Теория оптических волноводов. Пер. с англ. / Под ред. Е.М. Дианова, В.В. Шевченко. М.: Радио и связь, 1987. 656 с.
- [3] *Зи С.* Физика полупроводниковых приборов. Пер. с англ. М.: Мир, 1984. Кн. 1, 2. 456 с.
- [4] *Блихер А.* Физика силовых биполярных и полевых транзисторов. Пер. с англ. / Под ред. И.В. Грехова. Л.: Энергоатомиздат, 1986. 248 с.
- [5] *Kaufhold J., Jastrebov A., Volokobinsky M.* // Jahresbericht 1995 der Deutsche Telekom FH Dieburg. 1995. S. 103–113.
- [6] *Таруи Я.* Основы технологии СБИС. Пер. с япон. / Под ред. В.Г. Ржанова. М.: Радио и связь, 1985. 480 с.
- [7] *Броддай И., Мерей Дж.* Физические основы микротехнологии. Пер. с англ. / Под ред. А.В. Шальнова. М.: Мир, 1985. 496 с.
- [8] *Дьелесан Э., Руайе Д.* Упругие волны в твердых телах. Применение для обработки сигналов. Пер. с франц. / Под ред. В.В. Леманова. М.: Мир, 1982. 424 с.
- [9] *Айзенблеттер Г.* Автореф. канд. дис. Л., 1982. 21 с.