

Список литературы: 1. *M.Petit, A.Goldman and M.Goldman.* Glow current in a point – to planol // I. Phys. D: Appl Phys. – V. 35. – 2002. – С. 2969-2977. 2. *T.Namihira, K.Shinozaki, S.Katsuki, R.Hackam, H.Akiyama and T.Sakugawa.* Characteristics of ozonizer using pulsed power // IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation. – V 7. – 2002. – С. 107-115. 3. *Н.П.Поляков.* Наносекундные озонаторы // Приборы и техника эксперимента. – 2005. – № 5. – С. 126-129. 4. Высоковольтные электротехнологии // Учебное пособие / Под редакцией П.П.Верещагина. – М.: МЭИ, 2000. 5. *И.В.Божко, И.С.Петухов, Н.И.Фальковский.* Электродная система для разрядных устройств с положительной стримерной короной // Техническая электродинамика. – 2006. – № 3. – С. 9-12. 6. *И.В.Божко, Н.И.Фальковский.* Коронный разряд на поверхность электропроводящей жидкости и его использование для обработки воды // Техническая электродинамика. – 2007. – № 2. – С. 9-14. 7. *К.С.Стефанов.* Техника высоких напряжений // Энергия. – 1967. – С 237. 8. *Бойко Н.И.* Научные основы создания электротехнологических установок для высоковольтных импульсных воздействий: Дисс. докт. техн. наук: 05.09.13 / НТУ «ХПИ». – Харьков, 2003. – 567 с. 9. *Бойко Н.И., Евдошенко Л.С., Зароченцев А.И.* и др. Высоковольтные искровые разрядники для технологических установок // Приборы и техника эксперимента. – 2000. – № 2. – С. 79-88. 10. *А.И.Иванькина, Л.С.Евдошенко.* Критерий подхода к разработке озонаторного оборудования // Материалы 30 всероссийского семинара «Озон и другие экологически чистые окислители». – М.: МГУ, 2008. – С. 153-157. 11. Патент (РФ) № 2211800 от 10.09.20039 (Приоритет от 06.07.2001). Способ генерирования озона и устройство для его осуществления // *Н.И. Бойко* – напечатано в бюл. № 25 от 10.09 2003.

Поступила в редколлегию 10.11.2008

УДК 621.319.7.001

В.В.КНЯЗЕВ, канд.техн.наук, НТУ «ХПИ», Харьков

АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ О ПРОНИКНОВЕНИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ЧЕРЕЗ КРУГЛОЕ ОТВЕРСТИЕ В СФЕРИЧЕСКОЙ ПРОВОДЯЩЕЙ ОБОЛОЧКЕ

В статті наведено аналітичне рішення задачі проникнення електростатичного поля крізь круглу апертуру у кульовій металевій оболонці. Застосовано рішення інтегрального рівняння Фредгольма першого роду, яке описує розподіл зарядів на відповідній кульовій оболонці. Знайдене рішення дало змогу визначити межі застосування методу еквівалентних дипольних моментів в розрахунках структури поля, що проникає крізь апертури до оболонок. Це рішення використується як тест відповідних прикладних програм для ЕОМ.

An exact solution of the problem of electrostatic field penetration through the circular aperture in the conductive spherical shell has been presented in the paper. The solution of the Fredholm equation of the first kind, which describes the distribution of the surface charge, has been used. The obtained solution has permitted to determine the error of the usage of the equivalent dipole moments method at the calculations of the structure of the field, which penetrates through apertures into shells. This solution is used as a test of the corresponding software.

Введение

Обеспечение соответствия радиоэлектронной и электронной аппарату-

ры (РЭА) современным требованиям к параметрам электромагнитной совместимости зачастую невозможно без применения электромагнитных экранов. Для проектирования корпусов РЭА с функцией электромагнитного экрана требуется соответствующее программное обеспечение. Имеющие на рынке универсальные программы типа ANSIS не позволяют решить эту задачу для реальных корпусов, у которых толщина стенок значительно меньше габаритных размеров и имеются различные нарушения целостности в виде отверстий, щелей, стыков. Кроме того, задача существенно усложняется применительно к импульсным электромагнитным полям.

Результаты экспериментальных исследований [1, 2] показали, что уровень проникающих в корпус электромагнитных полей (ЭМП), зависит от конфигурации корпуса, места расположения отверстия и ориентации векторов воздействующего ЭМП относительно корпуса. В работе [3] получены приближенные выражения для оценки уровня электрического поля (E) внутри сферической оболочки с круглым отверстием, использующие дипольные моменты. В этой работе, также, высказано предположение, что для отверстий, малых по сравнению с размерами корпуса, в качестве исходного E_0 следует использовать значение напряженности поля на поверхности экрана в том месте, где расположено отверстие, считая, что его как бы нет.

Эти обстоятельства позволяют добиться решения поставленной задачи через решение ряда более простых задач:

- а) найти распределение плотности зарядов, наведенных электрическим полем, на поверхности корпуса, без учета нарушений его целостности;
- б) определить значения дипольных моментов, соответствующих имеющимся в корпусе отверстиям;
- в) рассчитать распределение напряженности электрического поля внутри корпуса, создаваемого совокупностью имеющихся отверстий;
- г) исследовать варианты возможных ориентаций внешнего электрического поля относительно корпуса и определить наиболее неблагоприятный из них по уровню проникающего поля.

Целью настоящей работы является определение зависимости величины погрешности предлагаемой методики от соотношения размеров отверстия с размерами корпуса РЭА. В качестве модели выбрана сферическая оболочка с круглым отверстием. Выбор указанного варианта обуславливается с одной стороны возможностью получения аналитического решения, с другой - достаточной общностью. Основываясь на результатах работы [4], ориентация вектора E_0 выбрана вдоль радиуса сферической оболочки, проходящей через центр отверстия (рис. 1).

Решение задачи

Основываясь на результатах работ Г.А. Гринберга [5] и Н.Н. Лебедева

[6], решение проведено в два этапа. Сначала определено распределение поверхностной плотности зарядов, наведенных электрическим полем, а затем, используя принцип суперпозиции, значения напряженности электрического поля, проникающего в оболочку через отверстие.

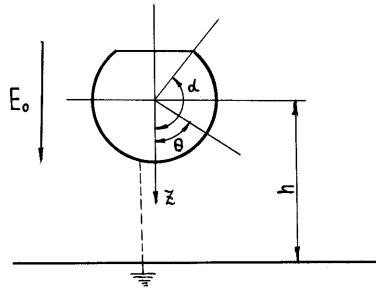


Рисунок 1 – Сферическая оболочка с отверстием в электрическом поле

Решение интегрального уравнения Фредгольма I-го рода, описывающего задачу на первом этапе, получено в замкнутом виде в работе [6]:

$$\sigma(\Theta) = -\frac{2\varepsilon_0}{\pi R \sin \frac{\Theta}{2}} \frac{d}{d\Theta} \int_{\Theta}^{\alpha} \frac{\operatorname{tg} \frac{x}{2} dx}{\sqrt{\operatorname{tg}^2 \frac{x}{2} - \operatorname{tg}^2 \frac{\Theta}{2}}} \frac{d}{dx} \int_0^x \frac{(V - \varphi_0) \operatorname{tg} \frac{t}{2}}{\sqrt{\operatorname{tg}^2 \frac{x}{2} - \operatorname{tg}^2 \frac{t}{2}}} \frac{dt}{\cos \frac{t}{2}}, \quad (1)$$

где $\sigma(\Theta) = \sigma_1(\Theta) + \sigma_2(\Theta)$;

$\sigma_1(\Theta)$, $\sigma_2(\Theta)$ – плотности электрического заряда в некоторой фиксированной точке М с внешней и внутренней стороны поверхности сферы, соответственно. Указанные плотности, в силу симметрии задачи относительно оси OZ , зависят только от угла Θ сферической системы координат (рис. 1);

Θ – полярный угол, отсчитываемый от положительного направления оси OZ ;

α – угол раскрытия оболочки, отсчитываемый от оси положительного направления оси OZ ;

V – суммарный потенциал сферической оболочки с отверстием, создаваемый всеми расположенными на ней зарядами и внешним полем;

R – радиус сферической оболочки;

$\varphi_0 = E_0 h - E_0 R \cos \Theta$ – потенциал исходного однородного электрического поля на поверхности сферы;

h – высота расположения центра сферической оболочки над плоскостью с нулевым потенциалом.

E_0 – напряженность однородного электрического поля. В рамках рассматриваемой задачи величина E_0 принята равной 1 В/м.

Следует отметить, что в момент воздействия ЭМП корпус РЭА может

иметь контакт с землей или не иметь его. Представляет интерес выяснить, какова степень влияния этого фактора на уровень проникающих в корпус полей. Первоначально рассмотрим вариант, когда контакт отсутствует.

В этом случае значение наведенного потенциала сферической оболочки с отверстием неизвестно. Для его нахождения воспользуемся дополнительным интегральным условием – законом сохранения заряда. Следует отметить, что наведенный потенциал может быть найден по теореме Гринберга [7], при этом результат в точности совпадает с приведенной далее формулой (7).

$$\int_S \sigma(\Theta) ds = Q, \quad (2)$$

где Q – заряд, который имела на себе оболочка до начала воздействия.

Подставив выражение (1) в уравнение (2), после относительно простых преобразований, получено выражение, определяющее распределение суммарной плотности заряда $\sigma(\Theta)$:

$$\sigma(\Theta) = \frac{2\varepsilon_0 E_0}{\pi} \sigma^*(\Theta), \quad (3)$$

где

$$\sigma^*(\Theta) = V_\alpha G_V - G_E; \quad (4)$$

$$G_V = \operatorname{arctg} \left(\frac{a^2 - x^2}{1 + x^2} \right)^{1/2} + \left(\frac{1 + x^2}{a^2 - x^2} \right)^{1/2}; \quad (5)$$

$$G_E = \left[\frac{5x^2 - 1 + 3a^2(x^2 - 1)}{(1 + a^2)(a^2 - x^2)^{1/2}} - \frac{3(1 - x^2)}{(1 + x^2)^{1/2}} \operatorname{arctg} \left(\frac{a^2 - x^2}{1 + x^2} \right)^{1/2} \right] \cdot (1 + x^2)^{-1/2}; \quad (6)$$

$$V_\alpha = \left[0,5 \sin 2\alpha + \sin \alpha \cdot \cos \frac{\alpha}{2} \left(\operatorname{tg}^2 \frac{\alpha}{2} - 3 \right) + \frac{\pi Q}{2\varepsilon_0 E_0} \right] \cdot (\alpha + \sin \alpha)^{-1}; \quad (7)$$

$$x = \operatorname{tg} \frac{\Theta}{2}; \quad a = \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2}.$$

Используя известную связь между плотностями зарядов на внешней и внутренней поверхностях сферической оболочки [5], была найдена каждая из них:

$$\sigma_1(\Theta) = 0,5(\sigma(\Theta) + 3\varepsilon_0 E_0 \cos \Theta + \varepsilon_0 E_0 V_\alpha); \quad (8)$$

$$\sigma_2(\Theta) = 0,5(\sigma(\Theta) - 3\varepsilon_0 E_0 \cos \Theta - \varepsilon_0 E_0 V_\alpha). \quad (9)$$

Для определенности, величину свободного заряда Q в начальный момент, положим равной нулю. Для этого случая значения V_α в зависимости от угла раскрытия оболочки (α) представлены на рис. 2.

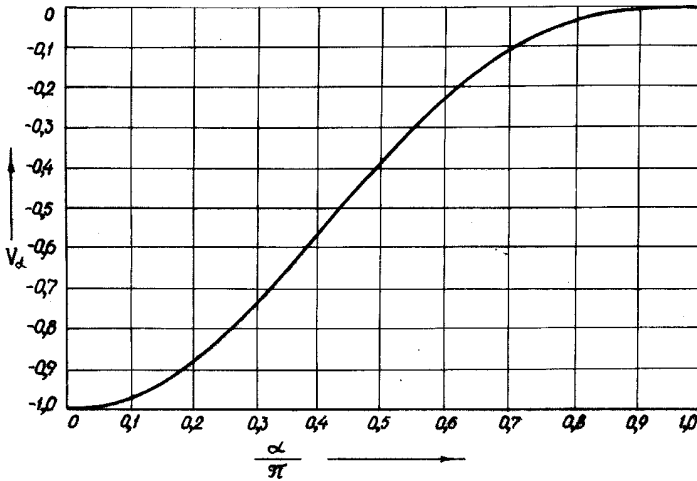


Рисунок 2 – Изменение значения параметра V_α , характеризующего величину потенциала, наведенного на сферической оболочке с отверстием однородным электрическим полем

Из рисунка видно, что по мере увеличения угла раскрыва оболочки абсолютное значение V_α уменьшается. Полное значение потенциала сферической оболочки с отверстием описывается следующим выражением:

$$V = E_0 h + E_0 R V_\alpha. \quad (10)$$

Распределение плотности заряда по внешней и внутренней поверхностям оболочки в зависимости от ее угла раскрыва, рассчитанные по формулам (8) и (9), приведены на рис. 3 и 4, соответственно. Из этих рисунков видно, что по мере приближения к краю оболочки плотность заряда как на внутренней, так и на внешней стороне неограниченно возрастает. На внешней поверхности наведенный заряд меняет знак, а на внутренней нет.

Для нахождения распределения напряженности электрического поля, проникающего в сферический экран через отверстие, использованы квадратуры плотности распределения заряда [8]:

$$\vec{E}_i(Q) = \vec{E}_0 - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_S \frac{\sigma(\Theta) \cdot \vec{r}_{QM}}{r_{QM}^3} dS_M, \quad (11)$$

где $\vec{E}_i(Q)$ – вектор напряженности электрического поля в точке, лежащей внутри сферической оболочки;

$\vec{r}_{QM} = \vec{r}_M - \vec{r}_Q$ – радиус-вектор из точки наблюдения Q в точку источника M .

Учитывая аксиальную симметрию задачи, точку Q выбрано на плоскости $\varphi = 0$. После относительно простых преобразований, для декартовых

компонент вектора напряженности электрического поля, проникающего через отверстие в сферический экран, получим следующие выражения:

$$\frac{E_{ix}(Q)}{E_0} = -\frac{R^3}{2\pi^2} \int_0^\alpha \sigma^* \sin^2 \Theta \cdot \Phi_2(\Theta) d\Theta + \frac{R^2 r_Q \sin \Theta_Q}{2\pi^2} \int_0^\alpha \sigma^* \sin \Theta \cdot \Phi_1(\Theta) d\Theta; \quad (12)$$

$$\frac{E_{iz}(Q)}{E_0} = 1 - \frac{R^3}{2\pi^2} \int_0^\alpha \sigma^* \sin \Theta \cos \Theta \cdot \Phi_1(\Theta) d\Theta + \frac{R^2 r_Q \cos \Theta_Q}{2\pi^2} \int_0^\alpha \sigma^* \sin \Theta \cdot \Phi_1(\Theta) d\Theta; \quad (13)$$

где

$$\Phi_1(\Theta) = \frac{4}{(c-b)\sqrt{c+b}} E(k); \quad (14)$$

$$\Phi_2(\Theta) = \frac{4cE(k)}{b(c-b)\sqrt{c+b}} - \frac{4K(k)}{b\sqrt{c+b}}; \quad (15)$$

$K(k)$, $E(k)$ – полные эллиптические интегралы первого и второго рода, соответственно;

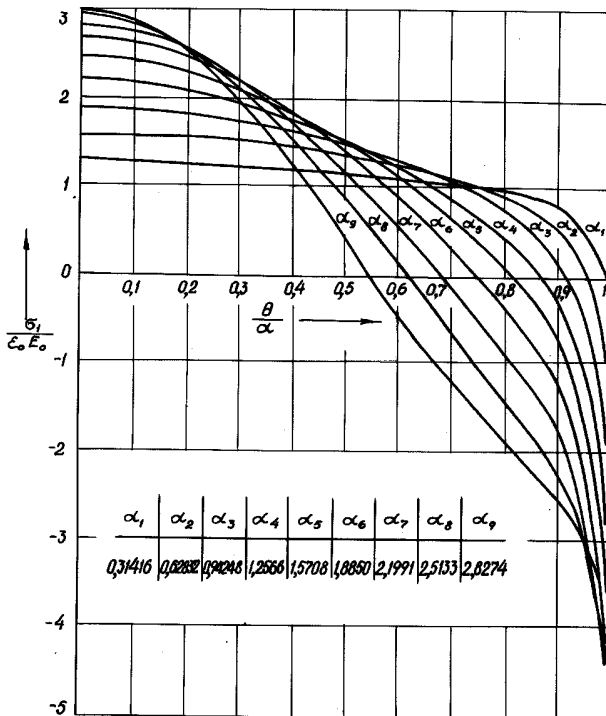


Рисунок 3 – Распределение поверхностной плотности зарядов, наведенных электрическим полем, по внешней поверхности сферической оболочки с отверстием

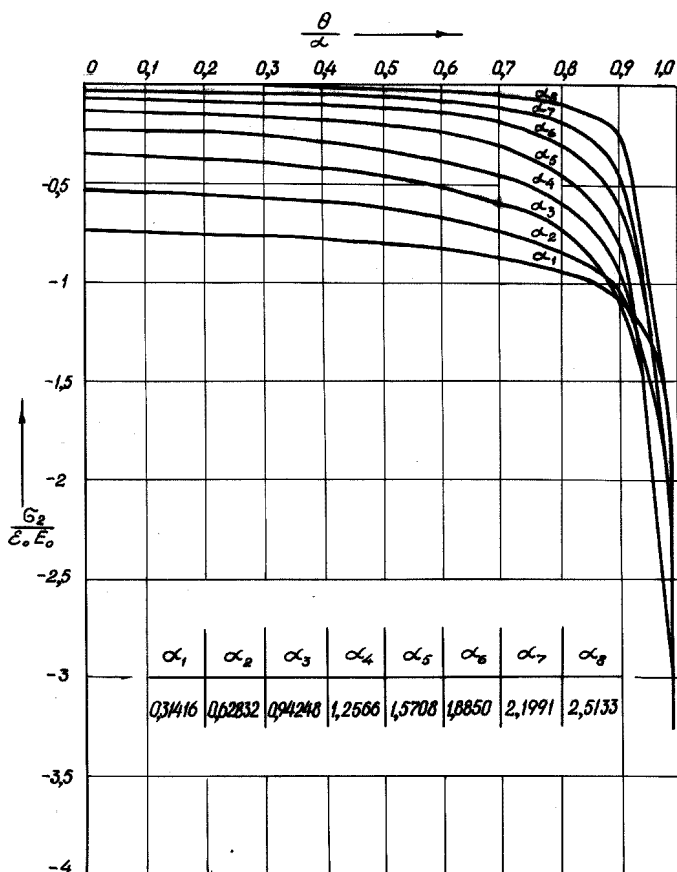


Рисунок 4 – Распределение поверхностной плотности зарядов, наведенных электрическим полем, по внутренней поверхности сферической оболочки с отверстием

$$k = \sqrt{\frac{2b}{c+b}} \text{ – модуль эллиптического интеграла;}$$

$$c = R^2 + r_Q^2 - 2Rr_Q \cos \Theta \cos \Theta_Q ;$$

$$b = 2Rr_Q \sin \Theta \sin \Theta_Q ;$$

r_Q, Θ_Q – координаты точки наблюдения Q .

Реализация вычислений по формулам (12, 13) на ПВМ затруднена вследствие особенностей в подынтегральных выражениях при $\Theta \rightarrow \alpha$. Так как особенность интегрируема, что следует из физической природы процесса, использована асимптотическая оценка значений интегралов на верхнем пределе. Второй интеграл в правой части уравнений (12 и 13) представлен в

виде следующей суммы:

$$\int_0^{\alpha} \sigma^* \sin \Theta \cdot \Phi_1(\Theta) d\Theta = \int_0^{\alpha-\Delta} \sigma^* \sin \Theta \cdot \Phi_1(\Theta) d\Theta + \int_{\alpha-\Delta}^{\alpha} \sigma^* \sin \Theta \cdot \Phi_1(\Theta) d\Theta, \quad (16)$$

где Δ удовлетворяет неравенству $\Delta \ll \alpha$.

Вычисление первого интеграла в выражении (16) осуществляется численными методами. Оценка значения второго интеграла проведена аналитически, методом разложения подынтегральных функций в ряды Тейлора по малому параметру Δ/α . После элементарных преобразований для второго интеграла получена следующая асимптотическая оценка, погрешность которой определяется величиной отношения Δ/α .

$$\int_{\alpha-\Delta}^{\alpha} \sigma^* \sin \Theta \cdot \Phi_1 d\Theta = \sin \alpha \cdot \Phi_1(\alpha) \cdot Z(\alpha, \Delta) \cdot (3 \cos \alpha + V_{\alpha}) + 2(2\Delta \sin \alpha)^{1/2} \cos \frac{\alpha}{2} \Phi_1(\alpha) \cdot W(\alpha) + o\left(\frac{\Delta}{\alpha}\right), \quad (17)$$

где

$$Z(\alpha, \Delta) = \left(\Delta + \frac{1}{a} \right) \operatorname{arctg}(a \cdot \Delta)^{1/2} - \left(\frac{\Delta}{a} \right)^{1/2}; \quad (18)$$

$$W(\alpha) = V_{\alpha} - \cos^4 \frac{\alpha}{2} (3a^4 + 2a^2 - 1); \quad (19)$$

$$\alpha = \operatorname{tg} a/2.$$

В результате проведения аналогичных преобразований остальных интегралов в формулах (12, 13) получены следующие выражения для декартовых компонент вектора напряженности электрического поля:

$$\frac{E_{ix}(Q)}{E_0} = -\frac{R^3}{2\pi^2} \left\{ \int_{\Delta}^{\alpha-\Delta} \sigma^* \sin^2 \Theta \cdot \Phi_2(\Theta) d\Theta + \sin^2 \alpha \cdot \Phi_2(\alpha) \cdot Z(\alpha, \Delta) \cdot (3 \cos \alpha + V_{\alpha}) + \right. \\ \left. + (2 \sin \alpha)^{3/2} \cos \frac{\alpha}{2} \Delta^{1/2} \Phi_2(\alpha) \cdot W(\alpha) \right\} + \quad (20)$$

$$+ \frac{R^3 r_Q \sin \Theta_Q}{2\pi^2} \left\{ \int_0^{\alpha-\Delta} \sigma^* \sin \Theta \cdot \Phi_1(\Theta) d\Theta + J \right\} \\ \frac{E_{iz}(Q)}{E_0} = 1 - \frac{R^3}{2\pi^2} \left\{ \int_0^{\alpha-\Delta} \sigma^* \sin \Theta \cos \Theta \cdot \Phi_1(\Theta) d\Theta + J \cos \alpha \right\} + \\ \frac{R^3 r_Q \cos \Theta_Q}{2\pi^2} \left\{ \int_0^{\alpha-\Delta} \sigma^* \sin \Theta \cdot \Phi_1(\Theta) d\Theta + J \right\}, \quad (21)$$

где

$$J = \sin \alpha \cdot \Phi_1(\alpha) \cdot Z(\alpha, \Delta) \cdot (3 \cos \alpha + V_\alpha) + 2 (2\Delta \sin \alpha)^{1/2} \cos \frac{\alpha}{2} \Phi_1(\alpha) \cdot W(\alpha). \quad (22)$$

Остальные обозначения прежние.

Выражения (20) и (21) позволяют осуществить реализацию вычислений на ПВМ с любой наперед заданной точностью. Используя эти выражения, рассчитана напряженность электрического поля, проникающего через круглое отверстие в сферическую оболочку при различных соотношениях радиуса отверстия и радиуса оболочки.

Вариант, когда корпус имеет гальваническую связь с землей, получается путем подстановки в выражения (20) и (21) соответствующего значения V_α .

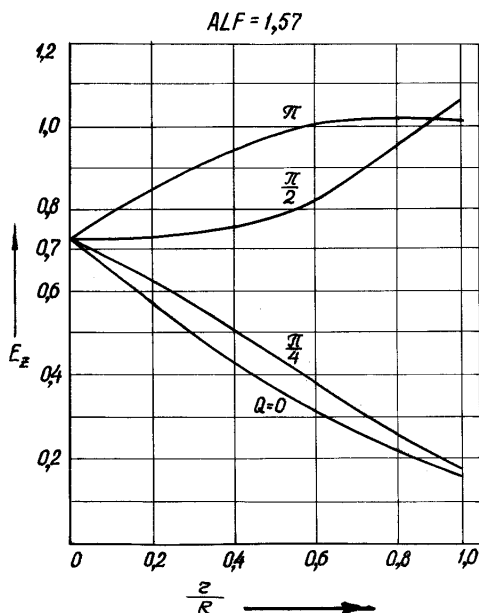


Рисунок 5 – Распределение E_z компоненты электрического поля вдоль радиальных направлений для четырех значений угла Θ при величине отношения $a/R = 1,0$ (полусфера)

Влияние величины отношения радиуса отверстия к радиусу сферической оболочки на уровень проникающего электрического поля

Прежде, чем изложить основные результаты, следует отметить, что при вычислении определенных интегралов с использованием квадратурной формулы Симпсона, для достижения суммарной погрешности вычисления по формулам (20), (21) не превосходящей значения Δ/α , необходимо чтобы число разбиений интервала интегрирования $[0, \alpha - \Delta]$ превышало значение, указанное в табл. 1.

Вопрос о погрешности вычислений по формулам (20), (21) важен пото-

му, что представленное решение может служить контрольным вариантом при реализации численных методов решения аналогичных, но более сложных задач.

Для выявления влияния отношения радиуса отверстия к радиусу сферы проведены расчеты значений вектора электрического поля вдоль радиуса для пяти значений полярного угла $\Theta(0; \pi/4; \pi/2; \alpha; \pi)$ и пяти значений угла раскрыва оболочки $\alpha(1,567; 2,09; 2,61; 2,97; 3,04)$, что соответствует следующим соотношениям $a/r(1; 5/6; 1/2; 1/6; 1/10)$. С целью сокращения графического материала на рис. 5 и 6 представлены предельные варианты для угла раскрыва α равного 1,57 и 3,04 радиана, соответственно. На этих рисунках даны распределения только E_z компоненты вектора электрического поля, так как практически во всем объеме, ограниченном оболочкой, ее значения превосходят значения E_x компоненты.

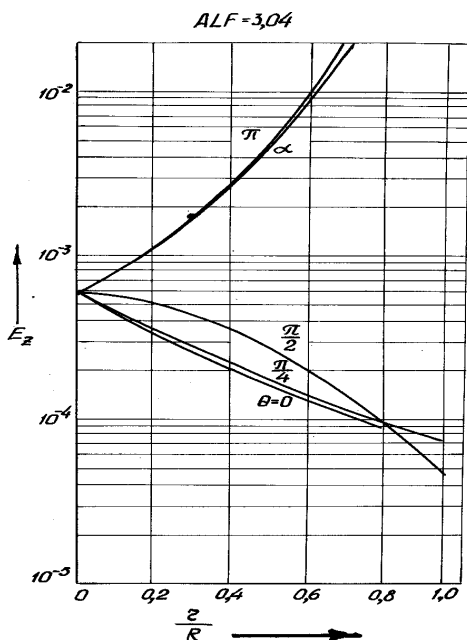


Рисунок 6 – Распределение E_z компоненты электрического поля вдоль радиальных направлений для пяти значений угла Θ при величине отношения $a/R = 0,1$ (малое отверстие)

Из рис. 5 и 6 видно, что амплитудные значения электрического поля внутри оболочки существенно зависят от соотношения радиуса отверстия к радиусу сферы. В случае, когда это соотношение близко к единице, ослабление поля в любой точке не превосходит 10 раз.

Таблица 1 – Зависимость числа разбиений интервала интегрирования от значения параметра Δ и угла раскрыва оболочки α

Угол раскрыва оболочки α	Значение параметра Δ		
	10^{-2}	10^{-3}	10^{-4}
1,57	100	200	400
3,04	300	600	1000

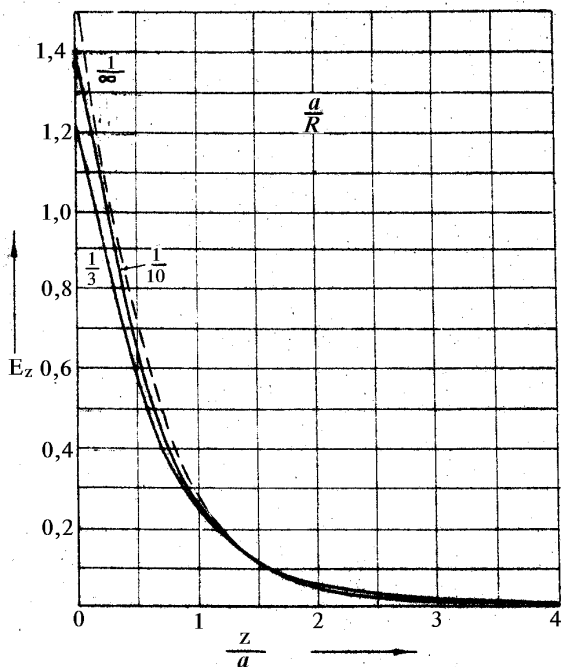


Рисунок 7 – Распределение E_z , проникающего в сферическую оболочку через отверстие, вдоль оси Z при различных значениях соотношения радиуса отверстия a и радиуса оболочки R

Анализ поля внутри сферической оболочки показал, что значения напряженности поля в точках, геометрически подобных относительно отверстия, практически не зависят от соотношения радиуса отверстия к радиусу сферы в диапазоне этого соотношения от 0,1 до 0,33. Геометрическое подобие означает, что $X/\alpha = Y/\alpha = Z/\alpha = idem$, где X, Y, Z – координаты точки в системе, центр которой совпадает с центром отверстия. В качестве примера, на рис. 7 представлено распределение напряженности электрического поля вдоль оси Z . На этом же рисунке нанесено распределение напряженности поля, проникающего через отверстие в плоскости, значения которого увеличены в три раза. При этом расхождения между всеми кривыми в указанном

диапазоне отношений a/R не превышают 20 %. Следовательно, расчет поля, проникающего через круглое отверстие в сферической оболочке при $a/R \leq 1/3$ можно проводить по формулам для соответствующего отверстия в плоскости.

На основе полученных результатов, вообще говоря, нельзя сделать аналогичный вывод относительно электрического поля, проникающего через отверстие в произвольном корпусе РЭА. Однако такое предположение имеет под собой определенную физическую обоснованность, по крайней мере, для отверстий, на размерах которых искажаемое объектом поле однородно с погрешностью не более 10 %. Справедливость предположения была экспериментально проверена автором на реальных корпусах РЭА.

В заключение рассмотрим влияние гальванической связи сферической оболочки с землей, как показано пунктиром на рис. 1. При этом потенциал оболочки становится равным нулю и на ней появляется некомпенсированный наведенный электрический заряд (в данном случае отрицательный). Величина этого заряда зависит от высоты расположения сферической оболочки. Для нахождения электрического поля внутри оболочки достаточно в формулах (20), (21) подставить

$$V_a = -h/R,$$

где h – высота расположения центра сферы;
 R – радиус сферы.

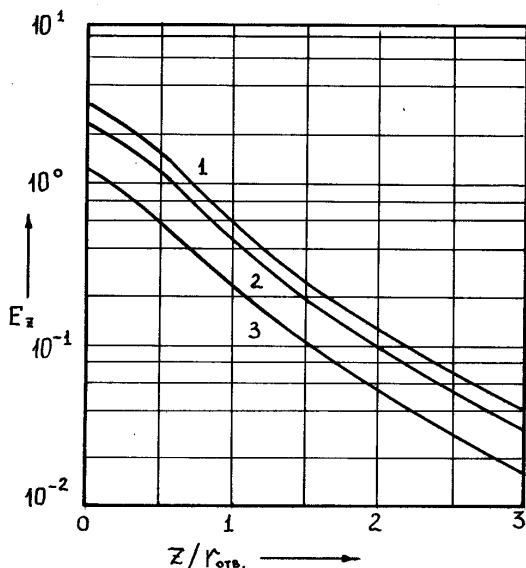


Рисунок 8 – Влияние гальванической связи оболочки на уровень проникающего поля, 1 – $h/R = 5$; 2 – $h/R = 3$; 3 – оболочка изолированная

В качестве иллюстрации на рис. 8 представлено распределение напряженности электрического поля вдоль оси Z при значении $a/R = 1/3$, для двух значений отношения высоты центра сферы к ее радиусу. Из рисунка видно, что напряженность поля возрастает по мере увеличения высоты, а также по сравнению с вариантом, когда оболочка изолирована.

Следует отметить, что формулы (20), (21) требуют уточнения, если соотношение $h/R < 2$, так как в этом случае необходимо учитывать перераспределение зарядов на земле, что приводит к искажению внешнего однородного поля.

Выводы

- 1 В развитие работ Г.А.Гринберга [5] и Н.Н.Лебедева [6] методом интегральных уравнений Фредгольма I-го рода получены соотношения для расчета напряженности электрического поля внутри изолированной металлической сферы с круглым отверстием при размещении ее в однородном электрическом поле.

На основе расчетов, проведенных по найденным выражениям, исследовано влияние отношения радиуса отверстия (a) к радиусу сферы оболочки (R) на уровень проникающего электрического поля.

Показано, что:

- 1.1 Если $a/R \leq 1/3$, то пространственная структура идентична (с погрешностью не более 20 %) структуре электрического поля, проникающего через круглое отверстие в плоской диафрагме, амплитуда которого увеличена в три раза.
- 1.2 При $a/R \approx 1$ во всех точках внутри оболочки напряженность электрического поля превышает 0,1 напряженности воздействующего поля, то есть можно говорить об отсутствии экранирующего эффекта.
- 2 Подтверждена возможность использования плоскостной модели для электрического поля, проникающего через отверстие в корпусе РЭА, если амплитудно-временные параметры воздействующего поля принимаются такими, какие они будут на поверхности корпуса в месте расположения отверстия, когда последнее закрыто проводящим листом.

Автор благодарит Островерх Т.Н. за неоценимую помощь, которую она оказала, при оформлении этой статьи.

Список литературы: 1. *Князев В.* Prediction and measurement of electromagnetic field, penetrating through the aperture into conducting screen // Proc. of the 10th Wroclaw Int. Symposium EMC. – 1990. – С. 734-739. 2. *Васильев В.В., Коленский Л.Л., Медведев Ю.А.* Проводящие оболочки в импульсном электромагнитном поле. – М.: Энергоатомиздат, 1982. – 200 с. 3. *Каден Г.* Электромагнитные экраны в высокочастотной технике и технике электросвязи // Пер. с немецкого В.М. Лаврова. – М.-Л.: ГЭИ, 1957. – 327 с. 4. *Князев В.В.* Аналитическое решение задачи проникновения электрического поля через эллиптическое отверстие в проводящей плоскости // Вестник Национального технического университета «ХПИ». Сб. научных трудов. Тем. Вып.:

«Энергетика и преобразовательная техника». – Харьков: НТУ «ХПИ». – 2004. – № 35. – С. 71-82. 5. *Гринберг Г.А.* О распределении электричества на тонких замкнутых проводящих поверхностях // ЖЭТФ. – Т. 11, вып. 5. – 1941. – С. 536-543. 6. *Лебедев Н.Н.* О применении сингулярных интегральных уравнений к задаче о распределении электричества на тонких незамкнутых поверхностях // ЖТФ. – Т. XVIII, вып. 6. – 1946. – С. 775-784. 7. *Гринберг Г.А.* Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений. – Изд-во АН СССР, 1948. – 727 с. 8. *Тозони О.В.* Метод вторичных источников в электротехнике. – Энергия, 1975. – 296 с.

Поступила в редколлегию 08.09.2008.

УДК 621.317.3

В.В.КНЯЗЕВ, канд.техн.наук.; ***Ю.С.НЕМЧЕНКО***; ***И.П.ЛЕСНОЙ***;
С.Б.СОМХИЕВ; ***Т.Н.ОСТРОВЕРХ***; НТУ «ХПИ», Харьков

УСТАНОВКА ДЛЯ ИСПЫТАНИЙ ТЕХНИЧЕСКИХ СРЕДСТВ НА СТОЙКОСТЬ К ИМПУЛЬСНОМУ МАГНИТНОМУ ПОЛЮ

Описано конструкцію та результати випробувань установки, призначеної для іспиту технічних засобів на стійкість до імпульсного магнітного поля (ІМП) відповідно до діючих в Україні нормативних документів, і яка генерує магнітне поле, що створює у п'яти видах полеутворюючих систем напруженість ІМП трьох рівнів: 100, 300 та 1000 А/м.

Design and testing results of the plant intended for hardware testing for immunity against pulsed magnetic field (PMF) in compliance with codes that in force in Ukraine are described. The plant generates magnetic field, which creates PMF intensity of three levels: 100, 300 and 1000 A/m in five kinds of field-forming systems.

Импульсное магнитное поле (ИМП), воздействующее на технические средства (ТС), может влиять на надежность их функционирования. ИМП создается молниевыми разрядами или переходными процессами при коммутациях в электрических системах. Поэтому все ТС, имеющие в своем составе электротехнические, электронные и радиоэлектронные компоненты, обязательно проходят испытания в лабораторных условиях по государственным нормативным документам ДСТУ 2626-94 [1], а также ИЕС 61000-4-9:2001 [2].

Ниже описана разработанная и изготовленная в НИПКИ «Молния» НТУ «ХПИ» установка У-ИМП, предназначенная для лабораторных испытаний ТС на стойкость к ИМП и полностью удовлетворяющая требованиям данных нормативных документов.

Выходные параметры установки У-ИМП приведены в таблице.

Общий вид установки У-ИМП приведен на рис. 1, а ее структурная схема – на рис. 2.

Установка У-ИМП конструктивно состоит из генератора импульсных