

Список літератури: 1. Рикетс Л.У., Бриджес Дж. Э., Майлетта Дж. Электромагнитный импульс и методы защиты / Под ред Н.А. Ухина. – М.: Атомиздат, 1979. – 328 с. 2. Miller D.A., Bridges J.E. / IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility. – 1968. – V. 10, № 1. – P. 52. 3. Kaden H. Wirbelströme und Schirmung in der Nachrichtentechnik. – Berlin, Springer, 1959. 4. Shenfeld S. / IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility. – 1969. – V. 10, № 1. – P. 29. 5. Тику Ш. Эффективная работа: SOLIDWORKS. – СПб.: Питер, 2005. – 768 с. 6. В.П.Прохоренко SOLIDWORKS 2005. Практическое руководство. – М.: ООО «Бином-Пресс», 2005. – 512 с. 7. Дэвид Мюррей SOLIDWORKS 2003. – Издательство «Легу», 2003-2004. 8. Багрянцева Т.Ф., Домнин Ф.А., Кравец В.А., Серков А.А., Багрянцева Е.В., Ключкевич Е.А. Объектно-ориентированное конструирование изделий современного машиностроения. – Харьков, НТУ «ХПИ», 2006. – 170 с.

Надійшла до редколегії 23.10.2006.

УДК 621.319.7.001

В.В.КНЯЗЕВ, канд.техн.наук, НТУ «ХПИ»

АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ПРОНИКНОВЕНИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЧЕРЕЗ ЭЛЛИПТИЧЕСКОЕ ОТВЕРСТИЕ В ПРОВОДЯЩЕЙ ПЛОСКОСТИ

У статті наведено аналітичне рішення задачі проникнення високочастотного магнітного поля крізь еліптичну апертуру в площині, що проводить електричний струм. Рішення рівняння Лапласа з граничними умовами Діріхле отримано методом розподілу параметрів, які змінюються, в еліпсоїдальній системі координат. Знайдене рішення дало змогу визначити похибку використання метода еквівалентних дипольних моментів при розрахунках структури поля, яке проникає крізь апертури різноманітної форми. Це рішення використовується як тест відповідних прикладних програм для ЕОМ.

This paper gives the analytical solution of a problem related to the penetration of the high –frequency magnetic field through the elliptic aperture in electric current conducting plane. The Laplace equation with Dirichlet’s boundary conditions was solved using the method of distribution of parameters that are varying in the ellipsoidal coordinate system. This method of solution allowed for the determination of error related to the use of the method of equivalent dipole moments at calculating the field that penetrates through the aperture of a different form. It is a good tool for testing the appropriate application computer programs.

Актуальность расчетной оценки уровня и пространственной структуры электромагнитного поля, проникающего в пространство, ограниченное проводящей оболочкой, которая имеет различные нарушения своей целостности (отверстия, щели, швы и т.п.) сохраняется до сих пор. Важным является получение математически строгих решений (аналитических), которые могут быть использованы для тестирования компьютерных программ, реализующих численные методы решения задач электромагнитного экранирования. Степень достоверности результатов численного решения во многом зависит от

того насколько точно отражено поведение электромагнитного поля на границах раздела сред. Одной из таких проблемных границ является поверхность оболочки в область отверстия. Соответствующее решение для круглого отверстия на основе использования сфероидальной системы координат было получено в середине прошлого века немецким ученым Г. Каденом (H. Kaden) [1].

Представленное в данной работе решение, устанавливает функциональную зависимость амплитуды высокочастотного магнитного поля от координат точки в пространстве вблизи эллиптического отверстия и ориентации воздействующего магнитного поля относительно осей отверстия. Под высокочастотным полем понимается такое, глубина проникновения которого в рассматриваемый металлический лист много меньше толщины листа.

Данная работа является логическим дополнением решения задачи проникновения электрического поля через эллиптическое отверстие, которое изложено в работе [2]. Эллиптическая форма позволяет аппроксимировать (прямо или путем комбинации) практически все иные используемые формы отверстий.

Геометрия задачи проникновения напряженности магнитного поля через эллиптическое отверстие в корпусе-экране представлена на рис. 1.

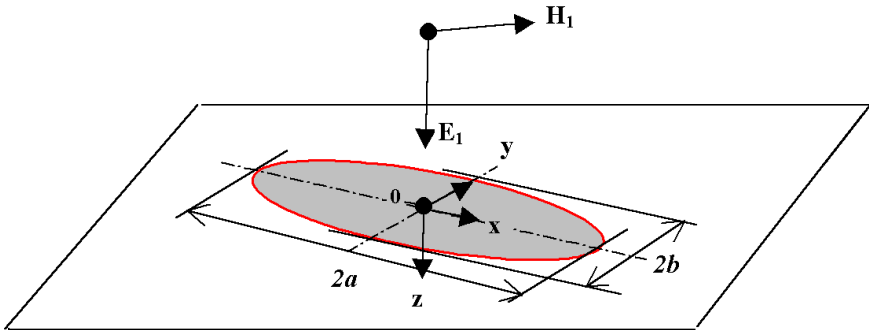


Рисунок 1 – Расчетная модель для определения проникновения электромагнитного поля в отверстие эллипсоидальной формы в корпусе-экране

В верхнем полупространстве ($z < 0$) существует однородное магнитное поле, имеющее компоненты H_{1x} и H_{1y} . Вектор напряженности магнитного поля во всем окружающем отверстие пространство удовлетворяет уравнениям:

$$\operatorname{rot} \vec{H} = 0, \quad (1)$$

$$\operatorname{div} \vec{H} = 0. \quad (2)$$

Введем скалярные потенциалы следующими соотношениями, автоматически удовлетворив уравнение (1)

$$\vec{H}_i = -\operatorname{grad} \varphi_i, \quad (3)$$

$$\varphi_i = \varphi_{xi} + \varphi_{iy}, \quad (4)$$

где: \vec{H}_i – напряженность магнитного поля, проникающая через отверстие ($z > 0$); φ_{ix} – скалярный потенциал, обусловленный компонентой внешнего поля H_{1x} ; φ_{iy} – скалярный потенциал, обусловленный компонентой внешнего поля H_{1y} .

Решение задачи может быть получено для каждого потенциала независимо. Постановка задачи нахождения потенциалов φ_{xi} или φ_{iy} полностью идентична постановке задачи для нахождения электрического поля [2] за исключением граничного условия на поверхности проводящей плоскости, которое необходимо заменить условием равенства нулю производной от потенциала по нормали к поверхности. Возникшую при этом произвольную постоянную можно положить равной нулю, так как при определении напряженности магнитного поля совершается операция дифференцирования.

Тогда, для составляющих потенциала, проникшего магнитного поля можно получить следующее аналитическое выражение:

$$\varphi_{ix} = 0,5\varphi_{1x} \frac{\int_{\xi}^{\infty} \frac{ds}{(s+a^2)R_s}}{\int_0^{\infty} \frac{ds}{(s+a^2)R_s}}; \quad (5)$$

$$\varphi_{iy} = 0,5\varphi_{1y} \frac{\int_{\xi}^{\infty} \frac{ds}{(s+b^2)R_s}}{\int_0^{\infty} \frac{ds}{(s+b^2)R_s}}, \quad (6)$$

где: $R_s = \sqrt{(a^2+s)(b^2+s)s}$;

$$\varphi_{1x} = -H_{1x}x = -H_{1x} \sqrt{\frac{(\xi+a^2)(\eta+a^2)(\zeta+a^2)}{(a^2-b^2)b^2}};$$

$$\varphi_{1y} = -H_{1y}y = -H_{1y} \sqrt{\frac{(\xi+b^2)(\eta+b^2)(-\zeta-b^2)}{(a^2-b^2)b^2}}.$$

Тогда компоненты напряженности магнитного поля, проникшего через эллиптическое отверстие в плоскости, в эллипсоидальной системе координат будут иметь вид:

$$H_{\xi}^{(i)} = \frac{\vec{H}_{1x}}{2D(k)} \sqrt{\frac{\xi(\xi+b^2)(\eta+a^2)(\zeta+a^2)}{a^2(\xi-\eta)(\xi-\zeta)(a^2-b^2)}} \cdot \left\{ D(k, \varphi_2) - \frac{a^3}{\sqrt{\xi(\xi+a^2)(\xi+b^2)}} \right\} +$$

$$\frac{\vec{H}_{1x}}{2B(k)} \sqrt{\frac{\xi(\xi+a^2)(\eta+b^2)(-\zeta-b^2)}{b^2(\xi-\eta)(\xi-\zeta)(a^2-b^2)}} \cdot \left\{ B(k, \varphi_3) - \frac{ab^2}{\sqrt{\xi(\xi+a^2)(\xi+b^2)}} \right\}; \quad (7)$$

$$H_{\eta}^{(i)} = \frac{\vec{H}_{1x} D(k, \varphi_2)}{2D(k)} \sqrt{\frac{\eta(\eta+b^2)(\xi+a^2)(\zeta+a^2)}{a^2(\eta-\zeta)(\eta-\xi)(a^2-b^2)}} + \frac{\vec{H}_{1y} B^*(k, \varphi_3)}{2B(k)} \sqrt{\frac{\eta(\eta+a^2)(\xi+b^2)(-\zeta-b^2)}{b^2(\eta-\zeta)(\eta-\xi)(a^2-b^2)}}; \quad (8)$$

$$H_{\zeta}^{(i)} = \frac{\vec{H}_{1x} D(k, \varphi_2)}{2D(k)} \sqrt{\frac{\zeta(\zeta+b^2)(\xi+a^2)(\eta+a^2)}{a^2(\xi+\zeta)(\zeta-\eta)(a^2-b^2)}} + \frac{\vec{H}_{1y} B^*(k, \varphi_3)}{2B(k)} \sqrt{\frac{(-\zeta)(\zeta+a^2)(\xi+b^2)(\eta+b^2)}{b^2(\zeta-\xi)(\zeta-\eta)(a^2-b^2)}}; \quad (9)$$

$$\text{где: } D(k, \varphi_2) = \int_0^{\varphi_2} \frac{\sin^2 \varphi d\varphi}{\sqrt{1-k^2 \sin^2 \varphi}}; \quad B^*(k, \varphi_3) = \int_{\varphi_3}^{0,5\pi} \frac{\cos^2 \varphi d\varphi}{\sqrt{1-k^2 \sin^2 \varphi}};$$

$$\varphi_2 = \arcsin \sqrt{\frac{a^2}{\xi+a^2}}; \quad \varphi_3 = \arcsin \sqrt{\frac{\xi}{\xi+b^2}}.$$

При этом эллиптические интегралы, входящие в выражения (5) и (6) были преобразованы к стандартному виду.

Переход к декартовой системе координат осуществляется по известным формулам [3].

Полученные аналитические выражения для компонент магнитного поля, проникающего через эллиптическое отверстие, существенно упрощаются вдоль осей декартовой системы координат.

Так, в наиболее интересующем направлении по оси z координаты точек в эллипсоидальной системе координат имеют следующие значения:

$$\xi = z^2; \eta = -b^2; \zeta = -a^2.$$

Если принять, что вектор напряженности воздействующего магнитного поля направлен произвольно и лежит в плоскости $ХОУ$, значения декартовых компонент вектора напряженности магнитного поля, проникшего через отверстие на оси z , будет:

$$\vec{H}(z) = \frac{H_{1x}}{2D(k)} D(k, \varphi_2) x^0 + \frac{H_{1y}}{2B(k)} B^*(k, \varphi_3) y^0, \quad (10)$$

где: H_{1x} и H_{1y} – проекции вектора напряженности магнитного поля в области над отверстием ($z < 0$) на оси декартовой системы координат x и y ;

$$B(k) = B^*(k, 0); \quad D(k) = D(k, \pi/2).$$

На рис. 2 и 3 приведено распределение компонент магнитного поля вдоль оси z , проникшего через эллиптическое отверстие при ориентации вектора напряженности внешнего магнитного поля вдоль оси x и y , соответственно. При этом значения соотношений полуосей варьируются в пределах $b/a = 0,01 \dots 1,0$. Из сравнения приведенных рисунков легко сделать вывод, что ориентация вектора напряженности внешнего магнитного поля относительно осей симметрии отверстия в значительной степени влияет на проникновение поля через отверстие. При ориентации вектора напряженности внешнего магнитного поля вдоль большей оси эллиптического отверстия степень проникновения поля в отверстие при прочих равных условиях больше, чем при ориентации этого поля вдоль малой оси отверстия. Причем степень влияния существенно возрастает при уменьшении отношения b/a . Так, если на расстоянии $z/a = 1$ значение поля, проникшего через круглое отверстие, составляет $0,1 H_1$ и не зависит от ориентации вектора воздействующего поля, то при $b/a = 0,1$ значение проникшего поля в этой же точке составляет $0,04 H_1$ и $0,0017 H_1$ при ориентации H_1 вдоль большей и меньшей осей эллиптического отверстия, соответственно.

H_x/H_{1x}

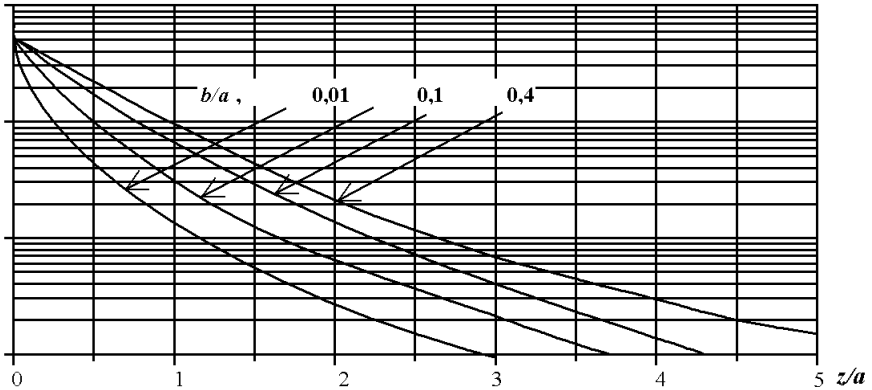


Рисунок 2 – Распределение вдоль оси z H_x – компонент магнитного поля, проникающего через эллиптическое отверстие в плоскости, при различных соотношениях малой b и большей a полуосей отверстия

Выражения (7-10) можно упростить путем приближенного представления эллиптических интегралов через элементарные функции. Представление основано на использовании метода аппроксимации эллиптических интегралов без разложения подынтегральных функций в бесконечные ряды.

Основные неполные эллиптические интегралы, входящие в аналитиче-

ские выражения (7-10), можно представить через интегралы первого и второго рода следующими зависимостями:

$$D(k, \varphi) = \frac{K(k, \varphi) - E(k, \varphi)}{(a^2 - b^2)} \cdot a^2; \tag{11}$$

$$B^*(k, \varphi) = B(k) - B(k, \varphi); \tag{12}$$

$$B(k, \varphi) = K(k, \varphi) - D(k, \varphi), \tag{13}$$

где: $K(k, \varphi) \approx \frac{1}{\sqrt{1-0,5k^2}} \arctg(\sqrt{1-0,5k^2} \operatorname{tg} \varphi)$, $B(k) = B^*(k, 0)$,

$$K(k) = \frac{\pi}{2} + 0,45 \ln[1/(1-k^2)], \quad k = \sin \alpha .$$

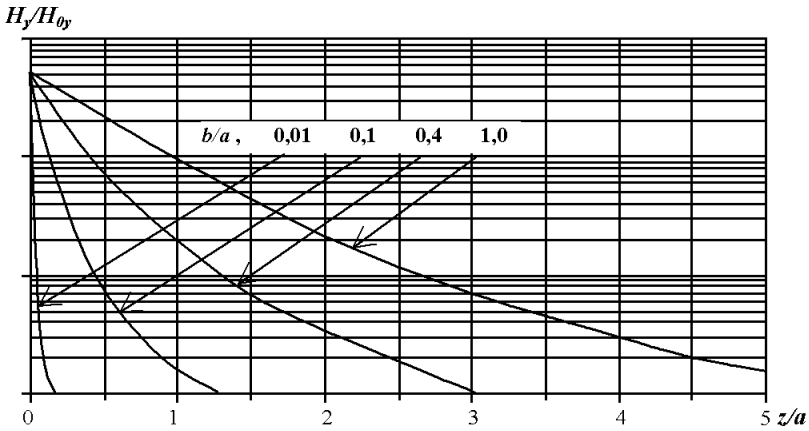


Рисунок 3 – Распределение вдоль оси z H_y – компонент магнитного поля, проникающего через эллиптическое отверстие в плоскости, при различных соотношениях малой b и большей a полуосей отверстия

Сопоставление результатов оценки уровня напряженности магнитного поля, проникающего через отверстие, по найденным формулам и формулам широко распространенного на практике дипольного приближения, показало, что в непосредственной близости от отверстия, где значения напряженности поля представляют наибольший интерес для разработчиков численных методов отверстия, дипольное приближение дает значительную погрешность.

В тех случаях, когда интерес представляет область внутри корпуса экрана, находящаяся вдали от электрических неоднородностей, аналитические выражения, определяющие значения напряженности электрических и магнитных полей, проникающих через эти неоднородности, с допустимой при инженерных расчетах погрешностью, могут быть значительно упрощены. Известно, что на расстояниях от отверстия превышающих его максимальный

линейный размер, поля, проникающие через отверстия, можно интерпретировать как поля эквивалентных электрического и магнитного диполей, размещенных в геометрическом центре отверстия и соответствующим образом, ориентированных относительно плоскости отверстия.

При использовании дипольного приближения, необходимо помнить, что погрешность получаемых значений меньше 10 % достигается начиная с определенного расстояния от отверстия и напрямую зависит от формы отверстия. На рис. 4 приведены кривые, которые иллюстрируют данную зависимость.

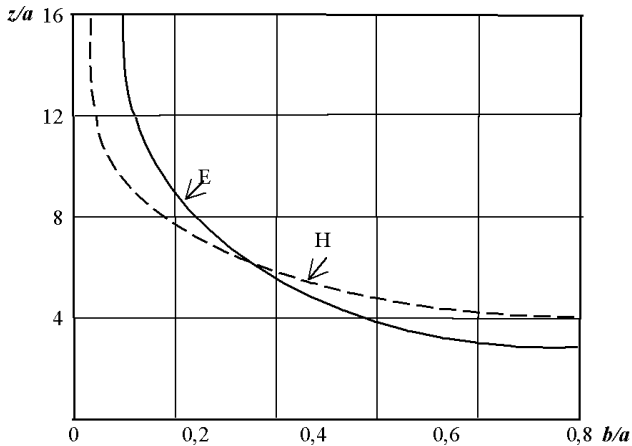


Рисунок 4 – Расстояние вдоль оси z , начиная с которого дипольное приближение имеет погрешность не более 10 %, в зависимости от соотношения размеров осей эллиптического отверстия.

В общем случае напряженность электрического поля эквивалентного диполя определяется соотношением:

$$\vec{E}_3 = \frac{1}{4\pi\vec{r}^3} \left\{ \frac{3(\vec{r} \cdot \vec{P})}{r^2} \vec{r} - \vec{P} \right\}, \quad (14)$$

где: \vec{r} – радиус вектор точки, в которой рассматривается поле; \vec{P} – эквивалентный дипольный момент отверстия.

Дипольный момент линейно пропорционален нормальной к плоскости отверстия компоненте воздействующего электрического поля :

$$\vec{P} = e(\vec{E}_3 \cdot \vec{n})\vec{n}. \quad (15)$$

Коэффициент пропорциональности e зависит только от формы отверстия и называется коэффициентом электрической поляризуемости отверстия.

$$\vec{H}_3 = \frac{1}{4\pi\vec{r}^3} \left\{ \frac{3(\vec{r} \cdot \vec{M})}{r^2} \vec{r} - \vec{M} \right\}, \quad (16)$$

где: \vec{r} – радиус вектор точки, в которой рассматривается поле; \vec{M} – эквивалентный дипольный момент отверстия.

При этом:

$$\begin{aligned}\vec{M} &= \vec{M}_x + \vec{M}_y; \\ \vec{M}_x &= -m_x \cdot H_{1x} \cdot \vec{x}, \\ \vec{M}_y &= -m_y \cdot H_{1y} \cdot \vec{y},\end{aligned}\tag{17}$$

где: m_x и m_y – коэффициенты магнитной поляризуемости отверстия по соответствующим осям декартовой системы координат, H_{1x} и H_{1y} – составляющие воздействующего магнитного поля.

Если учесть, что поля излучения элементарных диполей, которые используются в качестве аналогов для исследования процессов проникновения электрических и магнитных полей в корпуса-экраны через электрические неоднородности традиционно описываются в сферической системе координат, то поля в экранированной области можно представить в следующем виде:

– для проникающего электрического поля будут справедливы выражения:

$$E_r(r, \theta) = \frac{2P \cos \theta}{\epsilon r^3}; \quad E_\theta(r, \theta) = \frac{P \sin \theta}{\epsilon r^3},\tag{18}$$

– для магнитного поля

$$\begin{aligned}H_r(r, \varphi, \theta) &= \frac{2M \sin \varphi \sin \theta}{r^3}; \quad H_\varphi(r) = \frac{M}{r^3}; \\ H_\theta(r, \varphi, \theta) &= \frac{M \sin \varphi \cos \theta}{r^3},\end{aligned}\tag{19}$$

где: P и M – соответственно моменты эквивалентных электрического и магнитного диполей, определяемых по аналитическим выражениям (15 и 17) через коэффициенты поляризуемости отверстий.

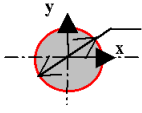
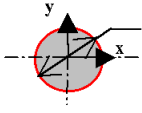
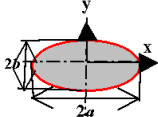
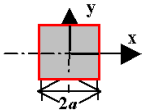
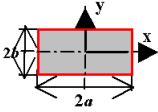
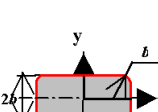
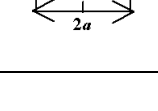
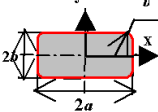
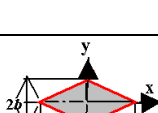
В таблице приведены значения коэффициентов поляризуемости типовых форм отверстий

Выводы.

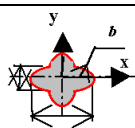
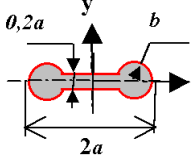
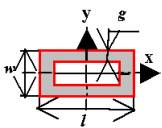
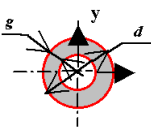
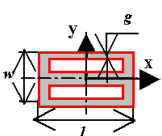
1. В работе получено строгое аналитическое решение трехмерного уравнения Лапласа с граничными условиями Дирихле для граничной поверхности в виде бесконечной плоскости с эллиптическим отверстием. Решение использовано для нахождения пространственного распределения высокочастотного магнитного поля, проникающего через эллиптическое отверстие в металлическом листе.

2. Найденные формулы в предельных случаях эллиптического отверстия (круглое отверстие, бесконечная щель) полностью совпадает с решениями, полученными для этих случаев другими авторами.

Значения коэффициентов поляризуемости типовых форм отверстий

Форма отверстия	Коэффициенты поляризуемости отверстия		
	e	m_x	m_y
1 	2	3	4
	$\frac{4}{3}a^3$	$\frac{8}{3}a^3$	$\frac{8}{3}a^3$
	$\frac{4}{3}a^{1,27} \cdot b^{1,73}$	$0,5\pi^{1,5} a^{2,3} \times b^{0,7}$	$0,5\pi^{1,5} a^{0,85} \times b^{2,15}$
	$1,9a^3$	$3,8a^3$	$3,8a^3$
	$10,67a^{1,27} \times b^{1,73} / \pi^{1,5}$	$3,8a^{2,3} \cdot b^{0,7}$	$3,8a^{0,85} \cdot b^{2,15}$
	$1,84a^{-0,23} \times b^{1,7} \times \left[a + \left(\frac{\pi}{4} - 1 \right) b \right]^{1,5}$	$4a^{0,8} \cdot b^{0,7} \times \left[a + \left(\frac{\pi}{4} - 1 \right) b \right]^{1,5}$	$4a^{-0,65} \cdot b^{2,15} \times \left[a + \left(\frac{\pi}{4} - 1 \right) b \right]^{1,5}$
	$1,84a^{-0,23} \times b^{1,7} \times \left[a + \left(\frac{\pi}{4} - 1 \right) b \right]^{1,5}$	$4a^{0,8} \cdot b^{0,7} \times \left[a + \left(\frac{\pi}{4} - 1 \right) b \right]^{1,5}$	$4a^{-0,65} \cdot b^{2,15} \times \left[a + \left(\frac{\pi}{4} - 1 \right) b \right]^{1,5}$
	$0,624a^{1,27} \cdot b^{1,78}$	$1,488a^{2,5} \cdot b^{0,5}$	$1,416a^{0,85} \cdot b^{2,15}$
	$1,84(2a - b)^{1,5} \times a^{-0,32} \cdot b^{1,82}$	$\frac{4}{3}b^{0,5}(2b^2 + a^2)(2a - b)^{1,5} / a$	

Продолжение таблицы

1	2	3	4
	$4,16a^{1,2} \cdot b^{1,8}$	$16a^3 \left[0,145 \left(\frac{b}{a} \right)^{0,8} + 0,025 \right]$	
	$0,328a^3 + 23,2b^3$	$0,48a^{2,2} \times$ $\times b^{0,8} + 0,4a^3$	$4a^{0,65} \cdot b^{2,15} \times$ $\times \left[a + \left(\frac{\pi}{4} - 1 \right) b^{1,5} \right]$
	$\frac{\pi^2 w}{2(1+l/w)} \times$ $\times \frac{1}{\ln[4(l+w)/g]}$	$\frac{\pi^3 [1+3(w/l)]}{6 \ln[4(l+w)/g]}$	$\frac{\pi w^3 [1+3(l/w)]}{6 \ln[4(l+w)/g]}$
	$\frac{\pi^2}{16} \times$ $\times \frac{d^3}{\ln[16(d/g)]-2}$	$\frac{\pi^2}{8} \cdot \frac{d^3}{\ln[16(d/g)]-2}$	
	$\frac{\pi^2 w}{2(1+l/w)} \times$ $\times \frac{1}{\ln[4(l+w)/g]}$	$\frac{\pi^3 \left[\frac{8}{3} + 7 \left(\frac{w}{l} \right) + 2 \left(\frac{w}{l} \right)^2 \right]}{12 \ln[4(l+w)/g]}$	$\frac{\pi w^3 [1+3(w/l)]}{6 \ln[4(l+w)/g]}$

3. Комплекс экспериментальных исследований, проведенных в последние годы, показал применимость полученных в представленной работе формул, для определения напряженности магнитного поля, проникающего через отверстия в металлический корпус, выполняющий функцию электромагнитного экрана. При этом, значение H_1 задается равным значению напряженности магнитного поля на поверхности корпуса в точке, совпадающей с центром отверстия (в предположении электрической однородности корпуса). Что позволяет решение задачи проникновения поля в реальный корпус с отверстиями, осуществить в два этапа: первоначально, решить задачу дифракции поля на корпусе без отверстий, а, затем, задавшись найденными значениями H_1 в центре каждого отверстия, рассчитать пространственную структуру поля внутри корпуса.

4. Экспериментально подтверждена справедливость найденных формул для расчета проникающего в корпус переменного (гармонического, импульс-

ного) магнитного поля, если выполняются условия квазистационарности (то есть резонансные явления отсутствуют). Учитывая, что, как правило, размеры отверстий не превышают 1 м, формулы надежно работают в частотном диапазоне от 10 кГц до 100 МГц.

5. Сопоставление результатов оценки уровня напряженности магнитного поля, проникающего через отверстие, по найденным формулам и формулам широко распространенного на практике дипольного приближения, показало, что на расстояниях, где значения напряженности поля представляют интерес для разработчиков численных методов, т.е. в непосредственной близости от отверстия, дипольное приближение дает недопустимо большую погрешность.

Автор выражает признательность Кравченко Г.В. и Болотову Л.М. за помощь при оформлении данной статьи.

Список литературы: 1. *Каден Г.* Электромагнитные экраны в высокочастотной технике и технике электросвязи // М.-Л.: ГЭИ, 1957. – 327 с. 2. *Князев В.В.* Аналитическое решение задачи проникновения электрического поля через эллиптическое отверстие в проводящей плоскости // Вестник НТУ «ХПИ». Тематический выпуск «Энергетика и преобразовательная техника». – Харьков: НТУ «ХПИ». – 2004. – № 35. – С. 71-82. 3. *Морс Ф.М., Феишбах Г.* Методы теоретической физики // М.: ИЛ, 1958. – Том 1. – 930 с.

Поступила в редколлегию 10.11.2006

УДК 621.318

В.И.КРАВЧЕНКО, докт.техн.наук,
И.В.ЯКОВЕНКО, докт.физ.-мат.наук; ***Ф.В.ЛОСЕВ***; НТУ» ХПИ»

ЗАТУХАНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ КОЛЕБАНИЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР ЭЛЕКТРОРАДИОИЗДЕЛИЙ В УСЛОВИЯХ ВОЗДЕЙСТВИЯ СТОРОННЕГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Показано, що дія імпульсного електромагнітного випромінювання (ЕМВ) на електровироби часто супроводжується виникненням струмів у провідних елементах ЕРВ і утворенням їх внутрішніх полів. Визначено механізми взаємодії заряджених частинок з власними полями комплексуючих електрорадіовиробів, що приводять до загасання поверхневих полярітонів у напівпровідникових структурах.

The influence of pulsed electromagnetic radiation on electric radio apparatus is often accompanied by currents arcing on inner current – conducting elements as well as by the distortion of their internal fields. The power losses of the flow of charged particles caused by such an interaction due to excitation of surface polaritons in the semiconductor structure have been determined.