

应用电磁拓扑方法求解孔线耦合的瞬态响应

闫哲, 何晶, 孙婉君, 王奇伟

(哈尔滨理工大学自动化学院 哈尔滨 150080)

【摘要】针对电磁脉冲通过开有小孔的腔体内多导体传输线相耦合问题提出了其电磁拓扑模型, 首先利用电磁拓扑理论, 建立电磁拓扑图和电磁交互序列图, 然后利用等效原理将孔等效为偶极子源并作为腔体内的激励源, 经过超矢量积分变换后计算线上的等效分布源, 最后给出了感应电压和电场屏蔽效能的仿真结果, 并验证了模型的有效性。

关键词 电磁拓扑; 电磁脉冲孔耦合; 等效偶极子源; 多导体传输线

中图分类号 O441.3

文献标志码 A

doi:10.3969/j.issn.1001-0548.2013.06.008

Transient Response of Aperture and Lines Coupling Solved by Using Electromagnetic Topology Method

YAN Zhe, HE Jing, SUN Wan-jun, and WANG Qi-wei

(Department of Automation, Harbin University of Science and Technology Harbin 150080)

Abstract An electromagnetic topology (EMT) model is presented to solve the problem of electromagnetic pulse (EMP) coupling through an aperture to multi-conductor transmission lines inside cavity. The topological diagram and the interaction sequence diagram of the proposed model are constructed by using EMT theory. The aperture is replaced by the equivalent electric and magnetic dipoles sources which can be exciting sources inside cavity, the equivalent distribution sources on multi-conductor transmission lines are computed by the supermatrix integral transform. The simulation results of incident voltage and electric field shielding effectiveness (FSE) indicate the validity of the proposed model.

Key words electromagnetic topology; EMP aperture coupling; equivalent dipole sources; multiconductor transmission lines

随着科学技术的发展, 各种人为(如大容量设备的通断控制、高功率微波武器等)和自然界(如雷电)产生的高能瞬态电磁干扰对高速微电子系统的影响也日趋严重, 如何有效地提高系统的抗干扰能力, 分析、预测并进行必要的控制都将具有重要的理论和实际意义。

一个实际的电子系统都处于金属屏蔽腔体内, 由于需要不可避免地开有小孔并且有导线穿入腔体内, 外部电磁波通过小孔及线耦合到腔体内, 并在导线上感应出瞬态电流, 端接部分感应出电压。由此形成的干扰对系统具有破坏作用, 轻则会使逻辑关系发生改变, 重则造成器件永久损伤。为了描述系统的抗干扰程度, 可用瞬态响应电压、电流或者场等物理量与相应的输入值之比的倒数做为屏蔽效能^[1-3], 显然, 它只与一个系统的具体结构、空间位置及频率有关。

随着电子系统功能增加, 其边界几何结构日趋复杂, 整个空间也不是均匀媒质, 外部干扰与其形成了复杂的电磁交互环境。以往对此方面的研究往往采用各自独立的孔耦合理论或多导体传输线理论分别来近似处理, 与实际情况存在较大偏差。为解决上述问题, 必须将孔耦合及多导体传输线基本理论相结合, 形成系统化理论体系来揭示复杂电磁交互的本质规律。电磁拓扑理论是分析与预测复杂电磁交互系统的重要理论基础, 最早由文献[4]提出, 主要用于军事上, 推导出了多导体传输线方程, 即BLT方程。由于当初并没有给出有关孔线耦合的具体算法, 因此, 文献[5-6]对BLT方程进行了扩展, 将孔、线耦合问题等效为BLT上的分布源, 形成广义形式的BLT方程, 从而使其应用范围更加广泛。

本文利用电磁拓扑法对电磁脉冲通过孔耦合到腔体内并与多导体相交问题进行了研究, 并建立

了多导体传输线孔耦合电磁拓扑模型。其主要步骤为: 1) 由系统的实际结构建立拓扑图及相应的电磁交互序列图。2) 利用等效原理, 将孔等效为磁流源, 并利用边界条件、镜像原理推导出孔上的等效偶极距并作为腔体内的辐射源。3) 对于腔体内的多导体传输线上的分布源可通过该辐射源来计算, 避免了求解磁流源的过程而且交互过程的结构更加清晰。4) 通过对感应电压、电场屏蔽效能的仿真计算验证了所提模型的可行性及有效性。

1 孔耦合电磁拓扑结构和BLT方程

利用电磁拓扑法分析孔耦合交互过程, 首先是根据实际系统的结构建立相应的拓扑图和电磁交互序列图^[7-8], 电磁脉冲经孔耦合到屏蔽腔体内并与多导体相交的几何结构如图1所示。

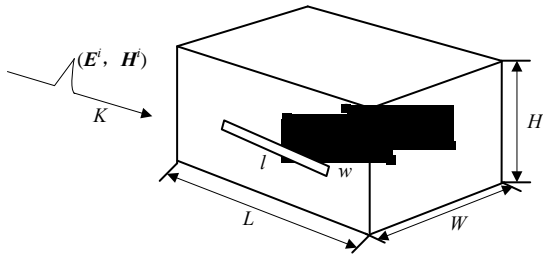


图1 多导体传输线孔耦合几何结构图

拓扑图是按照系统的结构, 屏蔽级别在三维空间进行划分, 不同的子空间称为节点, 其交集为屏蔽面。整个划分是由外向内逐级进行。如图2所示。

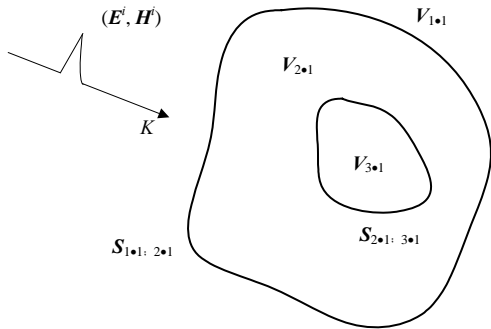


图2 拓扑图

各节点(J)之间的连续关系称为管道(tube), 由图2的各节点和面之间的交互关系来画出相应的电磁交互序列图如图3所示。

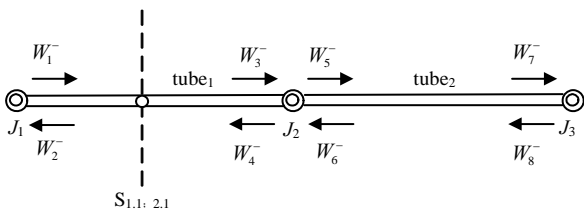


图3 交互序列图

其中W代表管道上的电压或电流矢量波, 其传播方向与电流参考方向一致。图3中的各节点与管道之间的关系与网络拓扑中的节点与支路的关系完全类似, 可按网络拓扑的分析方法来列写相应的节点方程, 但二者之间又有明显的区别。网络拓扑节点与支路都为集总参数, 而电磁拓扑的节点与管道是由电磁场的积分方程来确定或者用等效原理来等效积分效应, 管道可以是多导体传输或者是以孔耦合形式传输。孔传输可看成是导体传输的扩展形成, 最初的BLT方程是以多导体传输线为基础的, 电磁交互过程在频域可由以下BLT方程描述:

$$[E - S\Gamma]V_n(0) = S V_n^S \tag{1}$$

式中, E为单位超矩阵; S为节点散射超矩阵, Γ为波超矩阵; V_n(0)为节点出波超矢量; V_n^S为管道分布源超矢量。式(1)中S的物理意义类似于传递函数, 可表示为节点出波与入波超矢量之比, 即:

$$V_n(0) = S V_n(L_u) \tag{2}$$

$$\Gamma = \bigoplus_{u=1}^N e^{-\gamma_u L_u} \tag{3}$$

式中, V_n(L_u)为管道入波超矢量; L_u为第u管道的长度; γ_u为第u管道波矩阵, 其定义为:

$$\gamma_u^2 = Z_u Y_u \tag{4}$$

式中, Z_u、Y_u为第u管道的单位阻抗、导纳阵。令:

$$A = E - S\Gamma \tag{5}$$

对A进行正交分解的方法求解BLT方程^[9], 即:

$$A V_\beta = \lambda_\beta V_\beta \tag{6}$$

$$I_\beta A = \lambda_\beta I_\beta \tag{7}$$

式中, V_β、I_β分别为A的对应特征值λ_β的右、左特征超矢量。对其归一化处理可得到所谓的双正交特性, 即:

$$I_\beta V_\beta = E \tag{7}$$

将A的逆按正交并矢展开, 得:

$$A^{-1} = \sum_{i=1}^N \lambda_{\beta i}^{-1} v_{\beta i} i_{\beta i} \tag{8}$$

将式(8)代入式(1), 并且注意到i_βi与矩阵并矢相乘为标量, 则BLT方程的解可表示为:

$$V_n(0) = A^{-1} \cdot S V_n^S = \sum_{i=1}^N \lambda_{\beta i}^{-1} [i_{\beta i} \cdot (S V_n^S)] v_{\beta i} \tag{9}$$

2 孔上的偶极子源及多导体分布源的确定

由BLT方程的解的结构式(9)可知, 对于空间波传输、孔及线耦合等情况求解是比较困难的。为此, 必须经过适当的处理来简化求解过程, 这对于复杂

交互过程尤为重要。简化的方法是首先利用等效原理、将孔用偶极子源来等效，并作为腔体内部的激励源，然后在此基础上再确定腔体内部多导体传输线上的分布源，最后代人式(9)求解。

2.1 孔上等效偶极子源

为简化计算，腔体用无限大导电屏来代替，并将空间分成两个区域，如图4所示。

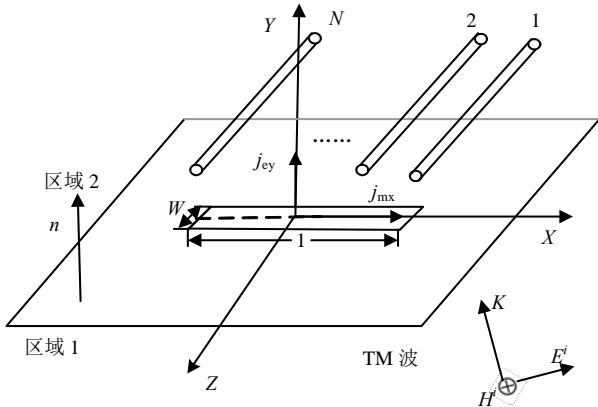


图4 孔上等效偶极子源

其中区域1含有激励源(E^i 、 H^i)，区域2无源，导体平行于Z轴放置。利用经典孔耦合理论中的面等效原理，将孔用短路片短接，则区域2为零场，为维持区域1场保持不变，孔上用磁流 M_s 来等效，即：

$$-n \times E_1 = M_s \quad (10)$$

区域1的总磁场为^[10]：

$$H_1 = H_1^{sc} + H_1^{scat} \quad (11)$$

式中， H_1^{scat} 为 M_s 产生的散射场； H_1^{sc} 为短路场，是入射场 H_1^i 与反射场 H_1^r 之和。在导电屏上，其边界条件为：

$$n \times H_1^i = n \times H_1^r \quad (12)$$

区域2的总磁场为：

$$H_2 = H_2^{ind} + H_2^{scat} \quad (13)$$

式中， H_2^{scat} 由 $-M_s$ 产生的散射场； H_2^{ind} 为多导体上感应电流产生的散射场。在孔上，磁场保持连续，其满足的边界条件是：

$$n \times H_1 = n \times H_2 \quad (14)$$

将式(11)、式(13)代入式(14)，并利用式(12)和镜像原理可得：

$$2n \times (H_1^i + H_1^{scat}) = n \times H_2^{ind} \quad (15)$$

以上场均为 M_s 的函数，可借助势函数得到积分微分方程来求出 M_s ，进而求出两区域的总场。

M_s 与偶极子电流源 j_e 、磁流源 j_m 的关系可表示为：

$$j_e = j\omega\varepsilon \iint r \times M_s ds \quad (16)$$

$$j_m = \iint M_s ds \quad (17)$$

式(16)、式(17)清楚地表明孔上的等效源可以用 M_s 表示，也可以用 j_e 、 j_m 等效。利用 j_e 、 j_m 代替 M_s ，其优点是极化率只与孔的结构有关，与外部激励源无关，它类似于耦合函数，这对认识孔耦合规律(频域)具有重要意义。另外，偶极子源的电磁辐射已有很多重要结果可直接引用，而 M_s 缺乏有关场的重要信息，特别是数值计算的情况。

电偶极矩 P_e 与磁偶极矩 P_m 可表示为^[11]：

$$P_m = -\overset{\leftrightarrow}{\alpha}_m \cdot [H_1^{sc}(\mathbf{r}_0) - H_2^{ind}(\mathbf{r}_0)] \quad (18)$$

$$P_e = \varepsilon\alpha_e [E_1^{sc}(\mathbf{r}_0) - E_2^{ind}(\mathbf{r}_0)] \quad (19)$$

$$j_e = j\omega P_e \quad (20)$$

$$j_m = j\omega P_m \quad (21)$$

式中， \mathbf{r}_0 为孔中心位置矢径； α_e 为电极化率； $\overset{\leftrightarrow}{\alpha}_m$ 为并矢磁极化率，它们可由理论计算或实际测量确定，圆孔、椭圆孔的极化率可容易求出。而对于矩形孔，采用修正的办法确定^[12]：

$$\overset{\leftrightarrow}{\alpha}_m = \alpha_{mx} \mathbf{ii} + \alpha_{my} \mathbf{jj} \quad (22)$$

$$e = \sqrt{1 - \left(\frac{w}{l}\right)^2} \quad (23)$$

$$L_e = 2\sqrt{A_e} [(1 - e^2)^{-1/4} + (1 - e^2)^{1/4}] \quad (24)$$

$$A_e = lw$$

式中， L_e 和 A_e 为矩形孔的等效周长和面积； e 为偏心率，用以上参数可以求出极化率。

对于TEM波，孔上只有Y分量的电场和X分量的磁场，即有法向分量的电场和切向分量的磁场。在式(22)中令 $\alpha_{my}=0$ 并代入式(18)，并将式(18)、式(19)代入式(20)、式(21)，可得：

$$j_e = j_{ey} \mathbf{j} = j\omega\varepsilon\alpha_e [E_{1y}^{sc}(\mathbf{r}_0) - E_{2y}^{ind}(\mathbf{r}_0)] \mathbf{j} \quad (25)$$

$$j_m = j_{mx} \mathbf{i} = -j\omega\alpha_{mx} [H_{1x}^{sc}(\mathbf{r}_0) - H_{2x}^{ind}(\mathbf{r}_0)] \mathbf{i} \quad (26)$$

对于区域1，孔短路后，区域2为零场， j_e 、 j_m 可由外部激励源(E^i 、 H^i)确定，对于TM极化情况， E^i 在孔上只有Y分量而 H^i 只有X分量，两个分量在孔上连续，因此有：

$$E_{1y}^{sc} = 2E^i \sin(\theta^i) \quad (27)$$

$$H_{1x}^{sc} = -\frac{2E^i}{\eta_0} \sin(\alpha^i) \quad (28)$$

式中， θ^i 为波矢量 \mathbf{K} 与y轴夹角； α^i 为波感应面与x轴正向夹角^[13]； η_0 为自由空间波阻抗。由式(25)、式(26)可得：

$$j_{ey} = 2j\omega\epsilon\alpha_e E^i \sin(\theta^i) = 2\epsilon\alpha_e \sin(\theta^i) \frac{dE^i}{dt} \quad (29)$$

$$j_{mx} = -2j\omega\alpha_{mx} \frac{E^i}{\eta_0} \sin(\alpha^i) = -2u\alpha_{mx} \frac{\sin(\alpha^i)}{\eta_0} \frac{dE^i}{dt} \quad (30)$$

2.2 多导体传输线上的等效分布源

对于区域2, 孔短路后, 区域1为零场, 在多导体传输线上, 由等效激励源 j_e 、 j_m 照射到多导体上, 并产生散射场 $E_2^{ind}(r_0, r)$ 、 $H_2^{ind}(r_0, r)$, r 为导线的位置矢量, 传输线上的等效电压矢量 V_{eq} , 和电流源矢量 I_{eq} 可表示为^[14-17]:

$$V_{eq}^{ind} = j_{mx} v H_{2x}^{ind}(r_0, r) \quad (31)$$

$$I_{eq}^{ind} = j_{ey} i E_{2y}^{ind}(r_0, r) \quad (32)$$

等效电路如图5所示。

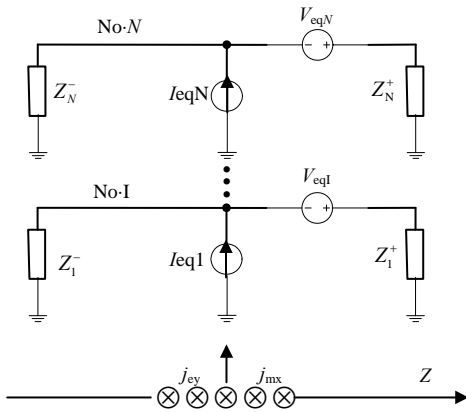


图5 多导体传输线上的等效分布源

将式(31)经过超矩阵积分算子变换后可得到导线上的等效分布源电压表达式:

$$V_n^S = \bigoplus_{u=1}^N \int_0^{L_u} e^{-\gamma(L_u-z)} V_{eq}^{ind} dz = j_{mx} \bigoplus_{u=1}^N \int_0^{L_u} e^{-\gamma(L_u-z)} [v H_{2x}^{ind}(r_0, r)] dz \quad (33)$$

将式(33)代入式(9)可求出导线上的节点组合电压频域响应, 即为电磁脉冲孔耦合多导体传输线电磁拓扑结构的数学描述。

3 仿真实例与结果分析

以3条无损导线为例取其参数为: 导线直径 $d=2\text{ mm}$, 线长 $L_u=100\text{ mm}$, 间距为 50 mm , 与孔的最短距离为 10 mm 。孔长 $l=40\text{ mm}$, 宽 $w=10\text{ mm}$, 负载阻抗 $Z_1^+ = Z_2^+ = Z_3^+ = 1\text{ k}\Omega$, $Z_1^- = Z_2^- = Z_3^- = 10\text{ k}\Omega$ 。外部激励源采用标准双指数函数:

$E^i = K_0(e^{-\alpha t} - e^{-\beta t})$, $K_0=100\text{ kv/m}$, $\alpha=3\times 10^6/\text{s}$, $\beta=10^8/\text{s}$, $\theta^i=45^\circ$, $\alpha^i=45^\circ$ 。感应电压的频率特性 $V^+(\omega)$ 如图6所示。

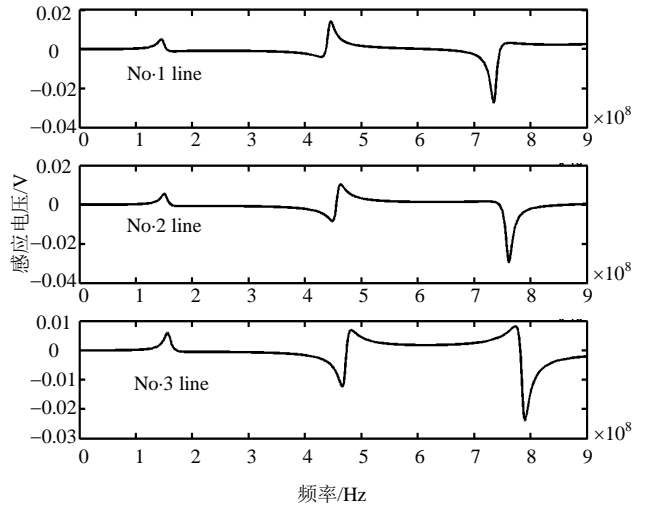


图6 感应电压频率特性

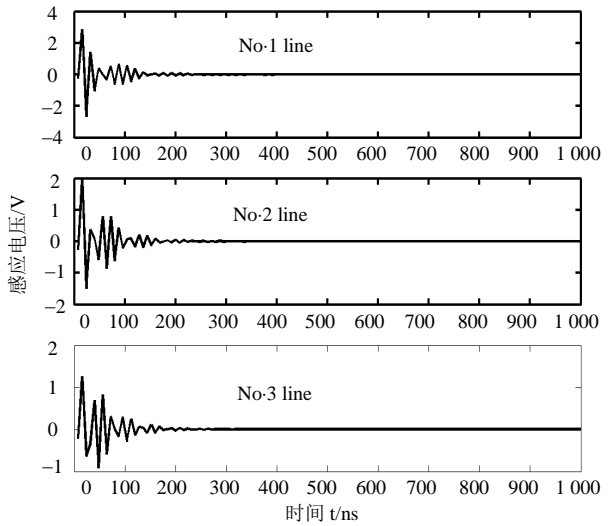


图7 线上的感应电压

将 $V^+(\omega)$ 经FFT反变换后, 线上的时域响应如图7所示。在频域中, 3条曲线表现出明显的频移特性, 其特性主要由频移移位因子 $e^{-j\omega \frac{|r-r_0|}{c}}$ 确定。在时域中, 除了时移移位因子 $V_1(t - \frac{|r-r_0|}{c})$, 幅值 $\frac{1}{|r-r_0|}$ 外, 更重要的是散射场的不同滞后时移因子的叠加使线上的感应电压出现明显的振荡特性。

图8给出了线上右端点FSE的频率特性, 在腔体内不同位置其截止频率不同, 低频抗干扰能力强, 这与实际情况完全相符合。由式(2)可以容易求出 S 的频率特性及多导体传输线上的组合电压波矢量变化曲线, 限于篇幅只给出了孔耦合的主要特性曲线。由仿真结果可知电磁拓扑理论对揭示复杂电磁交互过程具有思想方法上的指导作用, 正是由于波超矩阵、电压、电流超矢量采用解耦的表现形式, 使得

用BLT方程求解系统的特征参数更加全面和高效。

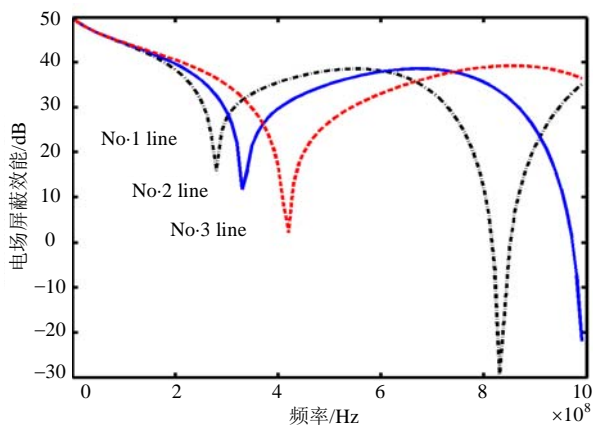


图8 电场屏蔽效能

4 结论

电磁拓扑是分析与预测复杂电磁交互系统的重要理论基础,通过系统的电磁拓扑图和交互序列图可以清晰地表明电磁交互过程的整体结构,而该结构是由BLT方程来确定的。本文利用电磁拓扑理论对电磁脉冲多导体孔耦合的实际问题进行了分析与计算,并推导了BLT方程的表达式,利用等效原理确定孔上的等效偶极子源,进而确定BLT中的分布源。由此可以看出,采用等效方法可使BLT方程求解过程得以简化并且更加适合于实际应用。而简化的前提是因为系统的有关物理量采用了解耦的表现形式,因此由BLT方程很容易地求出交互系统的特征参数。通过仿真结果验证了本模型的可行性及有效性,并为今后进一步全面深入研究和应用电磁拓扑理论提供了基础。

参考文献

- [1] ROBINSON M P. Analytical formulation for the shielding effectiveness of enclosures with apertures[J]. IEEE Trans Electromagn Compat, 1998, 40(3): 240-248.
- [2] WALLYN W, ZUTTER D D, ROGIER H. Prediction of the shielding and resonant behavior of multisection enclosures based on magnetic current modeling[J]. IEEE Trans Electromagn Compat, 2002, 44(1): 130-137.
- [3] SIAH E S, SERTEL K, VOLAKIS J L, et al. Coupling studies and shielding techniques for electromagnetic penetration through apertures on complex cavities and vehicular platforms[J]. IEEE Trans Electromagn Compat 2003, 45(2): 245-256.
- [4] BAUM C E. From the electromagnetic pulse to high power electromagnetics[J]. IEEE International Symposium, 1992, 80(6): 789-817, 2.
- [5] BAUM C E. Including apertures and cavities in the BLT formalism[J]. Electromagnetics, 2005(25): 623-635.
- [6] TESCHE F M, BUTLER C E. On the addition of emfield propagation and coupling effects in the BLT equation[J]. Interaction Note, 2004(588): 1-38.
- [7] BESNIER P, BESNIER P. Electromagnetic topology: investigations of nonuniform transmission line networks[J]. IEEE Trans Electromagn Compat, 1995, 37(2): 227-233.
- [8] DAVENPORT E M, ELLACOTT D C, KEEN A G, et al. MESAF: software for assessing the electromagnetic compatibility of complex systems[J]. IEE Proc-Sci Meas Technol, 2002, 149(5): 227-231.
- [9] KNOCKAERT L F, de ZUTTER D, OLYSLAGER F, et al. Recoverng lossy multiconductor transmission line parameters from impedance or scattering representations [J]. IEEE Tran Advan Packag, 2002, 25(2): 200-205.
- [10] LAIL B A, CASTILLO S P. Coupling through narrow slot aperture to thin-wire structures[J]. IEEE Trans Electromagn Compat, 2000, 42(3): 276-283.
- [11] WARNE L K, CHEN K C. Relation between equivalent antenna radius and transverse line dipole moments of a narrow slot aperture having depth[J]. IEEE Trans Electromagn Compat, 1998, 30(3): 364-370.
- [12] ARVAS E, HARRINGTON R. Computation of the magnetic polarizability of conducting disks and the electric polarizability of apertures[J]. IEEE Trans AP, 1983, 31(5): 719-725.
- [13] MARTIN T, BACKSTROM M, LOREN J. Semi-empirical modeling of apertures for shielding effectiveness simulations[J]. IEEE Trans Electromagn Compat, 2003, 45(2): 229-237.
- [14] KIRAWANICH P, GUNDA R, KRANTHI N S, et al. Methodology for interference analysis using electromagnetic topology techniques[J]. Appl Phys Lett, 2004, 84(15): 949-2951.
- [15] KIRAWANICH P, KRANTHI N, GUNDA R, et al. A method to characterize the interaction of external pulses and multiconductor lines in electromagnetic topology based simulations[J]. Appl Phys, 2004, 96(10): 5892-5897.
- [16] KIRAWANICH P, KRANTHI N, ISIAM N E, et al. Electromagnetic topology-based analysis of coupling through small aperture on cables of communication systems[J]. Electromagnetics, 2005(25): 589-602.
- [17] KIRAWANICH P, YAKURA S J, CHRISTODULOU C, et al. An electromagnetic topology method for cable interactions using a radiating dipole at apertures[J]. IEEE Trans AWP Lett, 2006(5): 220-223.

编辑 税红