

电大开孔箱体屏蔽效能分析解析模型

张亚普 达新宇 祝杨坤 赵蒙

Formulation for shielding effectiveness analysis of a rectangular enclosure with an electrically large aperture

Zhang Ya-Pu Da Xin-Yu Zhu Yang-Kun Zhao Meng

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica 63, 234101 (2014) DOI: 10.7498/aps.63.234101

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.234101>

当期内容 View Table of Contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/volumn/home.shtml>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[一种兼具宽带增益改善和宽带、宽角度低雷达散射截面的微带天线](#)

郑月军, 高军, 曹祥玉, 郑秋容, 李思佳, 李文强, 杨群

2014, 63(22): 224102. 全文: [PDF](#) (1271KB)

[基于动理论模型的一维等离子体电磁波传输特性分析](#)

陈文波, 龚学余, 路兴强, 冯军, 廖湘柏, 黄国玉, 邓贤君

2014, 63(21): 214101. 全文: [PDF](#) (459KB)

[缩比模型的宽频时域太赫兹雷达散射截面\(RCS\)研究](#)

梁达川, 魏明贵, 谷建强, 尹治平, 欧阳春梅, 田震, 何明霞, 韩家广, 张伟力

2014, 63(21): 214102. 全文: [PDF](#) (3586KB)

[部分相干 Airy 光束在湍流大气中传输时的偏振特性](#)

杨爱林, 林强

2014, 63(20): 204101. 全文: [PDF](#) (376KB)

[THz 电磁波在时变非磁化等离子体中的传播特性研究](#)

陈文波, 龚学余, 邓贤君, 冯军, 黄国玉

2014, 63(19): 194101. 全文: [PDF](#) (529KB)

电大开孔箱体屏蔽效能分析解析模型*

张亚普[†] 达新宇 祝杨坤 赵蒙

(空军工程大学信息与导航学院, 西安 710077)

(2014年5月20日收到; 2014年6月26日收到修改稿)

电磁脉冲武器能够通过“前、后门”耦合效应对箱体内部电子元器件及电路板造成损伤, 从而对电气电子设备的安全性构成严重威胁, 因此, 开展箱体电磁屏蔽效能的分析研究具有重要意义. 推导了任意入射波条件下电大开孔箱体屏蔽系数的解析解, 并在此基础上对箱体屏蔽效能进行了分析研究. 首先通过矢量分解, 得出任意入射平面波的坐标分量; 再基于 Cohn 模型, 获得了电大开孔的等效电偶、磁偶极子; 然后通过镜像原理, 计算出总的赫兹电矢量位、磁矢量位; 最终求得电大开孔箱体内部任意观测点的电场解析解, 用于箱体屏蔽系数计算. 设计了 5 组验证性实验, 仿真结果表明: 该解析算法相对 CST 的均方误差为 11.565 dB, 绝对误差为 8.015 dB, 相关系数为 0.921, 从而验证了该算法的准确性; 解析算法仿真的平均耗时为 0.183 s, 仅占 CST 耗时的 1/7530, 从而验证了该算法的高效性.

关键词: Bethe 小孔耦合理论, 等效偶极子, 镜像原理, 格林函数

PACS: 41.20.Jb, 11.55.-m, 11.10.Lm, 02.60.Ed

DOI: 10.7498/aps.63.234101

1 引言

高功率微波、电磁脉冲炸弹、超宽带、高空核爆等电磁脉冲武器的快速发展使得空间电磁环境日趋复杂. 而大规模集成电路的广泛应用, 电子设备呈现集成化、小型化、多功能化的发展趋势, 设备电磁耐受性不断降低, 使得金属箱体电磁屏蔽效能分析这一电磁兼容研究领域的经典问题再次成为近年来研究的热点之一^[1-5]. 电磁屏蔽系数作为分析金属箱体屏蔽效能的重要指标, 可由下式计算得出:

$$SE = -20 \lg \left(\frac{E(x, y, z)}{E_0} \right), \quad (1)$$

其中, $E(x, y, z)$ 为箱体内点 (x, y, z) 处场强, E_0 为不存在箱体时, 该点处场强.

虽然矩量法^[6]、时域有限差分法^[7]、传输线矩阵法^[8]等数值算法在箱体屏蔽效能分析中能得到较为准确的计算结果, 但数值计算占用了大量的内存和中央处理器 (CPU) 资源, 效率不高. Robinson

等^[9]将孔缝和箱体分别等效为两端短路的共面传输线和终端短路的矩形波导, 并采用等效电路的方法进行了研究, 结果显示 0—1 GHz 范围的仿真结果与实验测试符合得良好, 且计算简洁高效. 随后 Konefal 等^[10], Dehkhoda 等^[11], Jongjoo 等^[12], Belkacem 等^[13]分别对 Robinson 算法进行了改进和完善, 使其能够用于多模传输、偏心孔缝、孔阵和多面开孔等不同箱体模型的屏蔽效能分析, 然而该方法的孔缝等效假设要求孔缝尺寸远小于辐照波长, 因此, 其计算精度随着频率的升高而下降. 基于 Maxwell 方程和近似假设, 屏蔽效能解析方法也得到了较为广泛的研究. 文献^[14]基于 Bethe 小孔耦合理论和格林函数法, 对电小圆孔箱体的屏蔽效能进行了解析分析. 文献^[15, 16]基于 Bethe 小孔耦合和波导理论, 分别对电小和电大开孔箱体屏蔽效能进行了解析分析.

本文提出了一种新的电大开孔箱体屏蔽效能分析解析算法. 首先通过矢量分解, 计算任意入射平面波的坐标分量; 再基于 Cohn 模型, 计算电大孔

* 国家自然科学基金 (批准号: 61271100, 61271250)、陕西省自然科学基金基础研究重点项目 (批准号: 2010JZ010) 和通信网信息传输与分发技术重点实验室基金 (批准号: ITD-U2003/K1260009) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: zhi_shui_gu_mei@163.com

缝的等效电偶、磁偶极子; 然后计算镜像条件下孔缝等效偶极子的总赫兹电矢量位、磁矢量位; 最终推导得出箱体内部任意观测点的电场解析解, 进而完成箱体屏蔽系数的解析分析. 设计了5组验证性实验, Matlab 仿真结果表明: 该解析算法相对 CST 的均方误差为 11.565 dB, 绝对误差为 8.015 dB, 相关系数为 0.921, 从而验证了该算法的准确性; 解析算法仿真的平均耗时为 0.183 s, 仅占 CST 耗时的 1/7530, 从而验证了该算法的高效性.

2 理论部分

2.1 任意平面波分解

如图 1 所示, 入射波极化角为 ϕ 、仰角为 θ 、方位角为 φ 、幅值为 E_0 , 理想矩型金属箱体 ($a \times b \times d$) 单面开孔 ($l \times h$), 箱体厚度为 T , 观测点坐标为 (x, y, z) .

$$\begin{aligned} \mathbf{E} = & (-\cos \varphi \sin \theta \cos \phi + \sin \varphi \sin \phi) E_0 \mathbf{x} \\ & + (-\sin \varphi \sin \theta \cos \phi - \cos \varphi \sin \phi) E_0 \mathbf{z} \\ & + (\cos \theta \cos \phi) E_0 \mathbf{y} \\ = & F_{ex} E_0 \mathbf{x} + F_{ey} E_0 \mathbf{y} + F_{ez} E_0 \mathbf{z}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{H} = & (\cos \varphi \sin \theta \sin \phi + \sin \varphi \cos \phi) H_0 \mathbf{x} \\ & + (\sin \varphi \sin \theta \sin \phi - \cos \varphi \cos \phi) H_0 \mathbf{z} \\ & + (-\cos \theta \sin \phi) H_0 \mathbf{y} \\ = & F_{hx} H_0 \mathbf{x} + F_{hy} H_0 \mathbf{y} + F_{hz} H_0 \mathbf{z}, \end{aligned} \quad (3)$$

其中, $\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}$ 为单位矢量; E_0, H_0 分别为电场和磁场幅值; F_{ei}, F_{hi} 分别为电场和磁场的 i 轴分配系数 ($i \in \{x, y, z\}$).

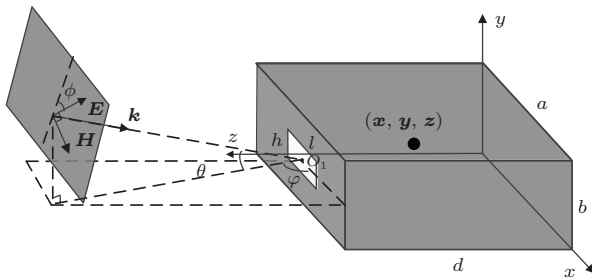


图 1 物理模型

2.2 等效偶极子计算

依据 Bethe 小孔耦合理论, 穿过孔缝耦合到金属腔内部的电磁场可描述成开孔中心处的等效电偶极矩 \mathbf{P} 和磁偶极矩 \mathbf{M} 对理想谐振腔体的激发场. 孔缝被金属填充时, \mathbf{P} 和 \mathbf{M} 由存在于受照射

一侧的法向电场 \mathbf{E}_n 和切向磁场 \mathbf{H}_t 决定, 比例系数由开孔形状和尺寸决定. 由 (2), (3) 式可知:

$$\mathbf{E}_n = F_{ez} E_0 \mathbf{z}, \quad (4)$$

$$\mathbf{H}_t = F_{hx} H_0 \mathbf{x} + F_{hy} H_0 \mathbf{y}. \quad (5)$$

1952 年, Cohn 通过引入孔缝极化因子的修正系数 ξ , 对 Bethe 小孔耦合理论进行修正, 并研究了波导间的电大孔耦合问题. 该系数与电大孔缝的谐振特性和壁厚 T 有关. 当壁厚 T 极小时, $\xi = 1/[1 - (f/f_{res})^2]$, 其中, f_{res} 是开孔的第一谐振频率, 当 $l \gg h$ 时, $\xi = 1/[1 - (kl/\pi)^2]$.

图 1 中孔缝的等效电偶极子、磁偶极子为

$$\mathbf{P} = \xi \alpha_e \mathbf{E}_n, \quad (6)$$

$$\mathbf{M} = \xi \alpha_m \mathbf{H}_t, \quad (7)$$

其中,

$$\alpha_e = \frac{\pi}{16} h^2 l z,$$

$$\alpha_m = \frac{\pi}{24} \frac{l^3}{\ln(4l/h) - 1} \mathbf{x} + \frac{\pi}{16} h^2 l \mathbf{y},$$

分别为矩形开孔的极化率.

2.3 镜像偶极子分析

图 2 所示为理想导体面附近的电偶(磁偶)极子及其镜像. 易知, 法向电偶极子 \mathbf{P}_n 镜像不变, 切向电偶极子 \mathbf{P}_t 镜像反向; 法向磁偶极子 \mathbf{M}_n 镜像反向, 切向磁偶极子 \mathbf{M}_t 镜像不变.

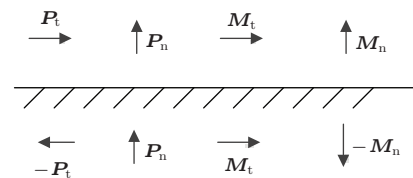


图 2 电偶极子、磁偶极子镜像原理

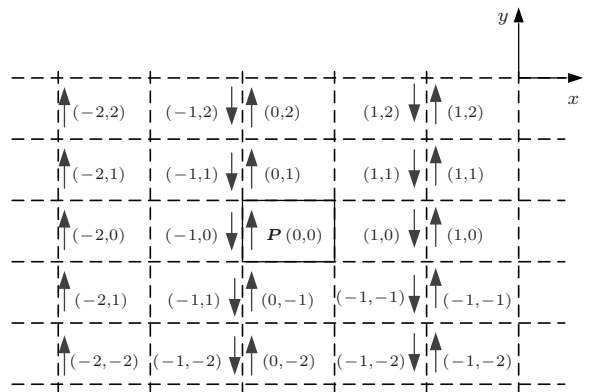


图 3 二维谐振腔电偶极子镜像原理

依据镜像原理, 图3所示二维结构中, 电偶、磁偶极子经腔壁多次反射后为

$$\mathbf{p}_n(n_x, n_y, n_z) = \left((-1)^{n_y+n_z} p_x, (-1)^{n_x+n_z} p_y, (-1)^{n_x+n_y} p_z \right), \quad (8)$$

$$\mathbf{m}_n(n_x, n_y, n_z) = \left((-1)^{n_x} m_x, (-1)^{n_y} m_y, (-1)^{n_z} m_z \right), \quad (9)$$

其中, n_i 模值代表 i 轴上反射次数, 其值为正, 代表镜像位于 i 轴的正半轴, 其值为负, 代表镜像位于 i 轴的负半轴; $\mathbf{p}_0 = (p_x, p_y, p_z)$, $\mathbf{m}_0 = (m_x, m_y, m_z)$ 为 (x_1, y_1, z_1) 处的初始偶极子. 镜像电偶、磁偶极

子坐标由径向矢量 $\mathbf{R}_n = (X(n_x), Y(n_y), Z(n_z))$ 表示.

$$X(n_x) = x_1(-1)^{n_x} + \left(\frac{1 - (-1)^{n_x}}{2} + n_x \right) a, \quad (10a)$$

$$Y(n_y) = y_1(-1)^{n_y} + \left(\frac{1 - (-1)^{n_y}}{2} + n_y \right) b, \quad (10b)$$

$$Z(n_z) = z_1(-1)^{n_z} + \left(\frac{1 - (-1)^{n_z}}{2} + n_z \right) d, \quad (10c)$$

则总的电偶极子 \mathbf{P}_N 、磁偶极子 \mathbf{M}_N 为

$$\mathbf{P}_N = \left(\sum_{\substack{n_x=-N, \\ n_y=-N, \\ n_z=-N}}^N (-1)^{n_y+n_z} p_x, \sum_{\substack{n_x=-N, \\ n_y=-N, \\ n_z=-N}}^N (-1)^{n_x+n_z} p_y, \sum_{\substack{n_x=-N, \\ n_y=-N, \\ n_z=-N}}^N (-1)^{n_x+n_y} p_z \right), \quad (11)$$

$$\mathbf{M}_N = \left(\sum_{\substack{n_x=-N, \\ n_y=-N, \\ n_z=-N}}^N (-1)^{n_x} m_x, \sum_{\substack{n_x=-N, \\ n_y=-N, \\ n_z=-N}}^N (-1)^{n_y} m_y, \sum_{\substack{n_x=-N, \\ n_y=-N, \\ n_z=-N}}^N (-1)^{n_z} m_z \right), \quad (12)$$

其中 N 为最大反射次数.

2.4 谐振腔内场求解

基于自由空间标量格林函数, 得赫兹磁矢位和赫兹电矢位:

$$\mathbf{\Pi}_e(\mathbf{r}, j\omega) = \int_V \frac{\mathbf{p}(\mathbf{r}') e^{-jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{4\pi\epsilon|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} dV' \approx \frac{e^{-jkr}}{4\pi\epsilon r} \int_V \mathbf{p}(\mathbf{r}') dV' = \frac{e^{-jkr}}{4\pi\epsilon r} \mathbf{p}, \quad (13)$$

$$\mathbf{\Pi}_m(\mathbf{r}, j\omega) = \int_V \frac{\mathbf{m}(\mathbf{r}') e^{-jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} dV' \approx \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \int_V \mathbf{m}(\mathbf{r}') dV' = \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \mathbf{m}, \quad (14)$$

其中 $\mathbf{r} = (x, y, z)$ 为观测点矢量. 则其辐射电场为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_e(\mathbf{r}, j\omega) &= \nabla(\nabla \cdot \mathbf{\Pi}_e) + \omega^2 \mu \epsilon \mathbf{\Pi}_e = \nabla \left(\nabla \cdot \frac{e^{-jkr}}{4\pi\epsilon r} \mathbf{p} \right) + \omega^2 \mu \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \mathbf{p} = \nabla \frac{e^{-jkr}}{4\pi\epsilon r} \nabla \cdot \mathbf{p} \\ &+ \frac{e^{-jkr}}{4\pi\epsilon r} \nabla \nabla \cdot \mathbf{p} + \nabla \frac{e^{-jkr}}{4\pi\epsilon r} \times \nabla \times \mathbf{p} + (\mathbf{p} \cdot \nabla) \nabla \frac{e^{-jkr}}{4\pi\epsilon r} + \left(\nabla \frac{e^{-jkr}}{4\pi\epsilon r} \cdot \nabla \right) \mathbf{p} + \omega^2 \mu \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \mathbf{p} \\ &= (\mathbf{p} \cdot \nabla) \nabla \frac{e^{-jkr}}{4\pi\epsilon r} + \left(\nabla \frac{e^{-jkr}}{4\pi\epsilon r} \cdot \nabla \right) \mathbf{p} + \omega^2 \mu \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \mathbf{p} \\ &= \frac{e^{-jkr}}{4\pi\epsilon} \left(\frac{3(\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{p}) \mathbf{e}_r - \mathbf{p}}{r^3} + \frac{3jk(\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{p}) \mathbf{e}_r - jk\mathbf{p}}{r^2} - \frac{k^2(\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{p}) \mathbf{e}_r - k^2\mathbf{p}}{r} \right), \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_m(\mathbf{r}, j\omega) &= -j\omega\mu \nabla \times \mathbf{\Pi}_m = -j\omega\mu \nabla \times \left(\frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \mathbf{m} \right) = -j\omega\mu \left(\nabla \cdot \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \times \mathbf{m} + \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \nabla \times \mathbf{m} \right) \\ &= j\omega\mu \left(\left(jk + \frac{1}{r} \right) \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \mathbf{e}_r \times \mathbf{m} \right), \end{aligned} \quad (16)$$

其中, $r_n = |\mathbf{r} - \mathbf{R}_n|$ 为镜像源到观测点的距离; $\mathbf{e}_r, \mathbf{e}_{r_n}$ 为径向单位矢量.

将(11)和(12)式代入(15)和(16)式得总偶极子在箱体内部观测点辐射场:

$$\mathbf{E}_e^N(\mathbf{r}, j\omega) = \sum_{\substack{n_x=-N, \\ n_y=-N, \\ n_z=-N}}^N \frac{e^{-jk r_n}}{4\pi\epsilon} \left(\frac{3(\mathbf{e}_{r_n} \cdot \mathbf{p}_n) \mathbf{e}_{r_n} - \mathbf{p}_n}{r_n^3} + \frac{3jk(\mathbf{e}_{r_n} \cdot \mathbf{p}_n) \mathbf{e}_{r_n} - jk\mathbf{p}_n}{r_n^2} - \frac{k^2(\mathbf{e}_{r_n} \cdot \mathbf{p}_n) \mathbf{e}_{r_n} - k^2\mathbf{p}_n}{r_n} \right), \quad (17)$$

$$\mathbf{E}_m^N(\mathbf{r}, j\omega) = j\omega\mu \sum_{\substack{n_x=-N, \\ n_y=-N, \\ n_z=-N}}^N \left[\left(jk + \frac{1}{r_n} \right) \frac{e^{-jk r_n}}{4\pi r_n} \mathbf{e}_{r_n} \times \mathbf{m}_n \right]. \quad (18)$$

2.5 腔内电场解析解

将(11)和(12)式代入(13)和(14)式可得总的赫兹磁矢位和赫兹电矢位:

$$\begin{aligned} \mathbf{\Pi}_e &= \sum_{\substack{n_x=-N, \\ n_y=-N, \\ n_z=-N}}^N \frac{e^{-jk r_n}}{4\pi\epsilon r_n} \mathbf{p}_n = \mathbf{p}_x \sum_{\substack{n_x=-N, \\ n_y=-N, \\ n_z=-N}}^N (-1)^{n_y+n_z} \frac{e^{-jk r_n}}{4\pi\epsilon r_n} + \mathbf{p}_y \sum_{\substack{n_x=-N, \\ n_y=-N, \\ n_z=-N}}^N (-1)^{n_x+n_z} \frac{e^{-jk r_n}}{4\pi\epsilon r_n} \\ &+ \mathbf{p}_z \sum_{\substack{n_x=-N, \\ n_y=-N, \\ n_z=-N}}^N (-1)^{n_x+n_y} \frac{e^{-jk r_n}}{4\pi\epsilon r_n} = \mathbf{p}_x C_{nx} + \mathbf{p}_y C_{ny} + \mathbf{p}_z C_{nz}, \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{\Pi}_m &= \sum_{\substack{n_x=-N, \\ n_y=-N, \\ n_z=-N}}^N \frac{e^{-jk r_n}}{4\pi r_n} \mathbf{m}_n = \mathbf{m}_x \sum_{\substack{n_x=-N, \\ n_y=-N, \\ n_z=-N}}^N (-1)^{n_x} \frac{e^{-jk r_n}}{4\pi r_n} + \mathbf{m}_y \sum_{\substack{n_x=-N, \\ n_y=-N, \\ n_z=-N}}^N (-1)^{n_y} \frac{e^{-jk r_n}}{4\pi r_n} \\ &+ \mathbf{m}_z \sum_{\substack{n_x=-N, \\ n_y=-N, \\ n_z=-N}}^N (-1)^{n_z} \frac{e^{-jk r_n}}{4\pi r_n} = \mathbf{m}_x D_{nx} + \mathbf{m}_y D_{ny} + \mathbf{m}_z D_{nz}, \end{aligned} \quad (20)$$

其中, C_{nx} , C_{ny} , C_{nz} , D_{nx} , D_{ny} , D_{nz} 由下式给出,

$$C_{nx} = -\frac{4}{abd} \sum_{\substack{n_x=0, \\ n_y=0, \\ n_z=0}}^N \frac{\epsilon_{0,n_x} \sin(k_{ny}y) \sin(k_{ny}y_1) \cos(k_{nx}x) \cos(k_{nx}x_1) \sin(k_{nz}z) \sin(k_{nz}z_1)}{k_n^2 - k_0^2 + j\delta\text{sign}(k_0)}, \quad (21a)$$

$$C_{ny} = -\frac{4}{abd} \sum_{\substack{n_x=0, \\ n_y=0, \\ n_z=0}}^N \frac{\epsilon_{0,n_y} \sin(k_{nx}x) \sin(k_{nx}x_1) \cos(k_{ny}y) \cos(k_{ny}y_1) \sin(k_{nz}z) \sin(k_{nz}z_1)}{k_n^2 - k_0^2 + j\delta\text{sign}(k_0)}, \quad (21b)$$

$$C_{nz} = -\frac{4}{abd} \sum_{\substack{n_x=0, \\ n_y=0, \\ n_z=0}}^N \frac{\epsilon_{0,n_z} \sin(k_{nx}x) \sin(k_{nx}x_1) \cos(k_{nz}z) \cos(k_{nz}z_1) \sin(k_{ny}y) \sin(k_{ny}y_1)}{k_n^2 - k_0^2 + j\delta\text{sign}(k_0)}, \quad (21c)$$

$$D_{nx} = \frac{2}{abd} \sum_{\substack{n_x=0, \\ n_y=0, \\ n_z=0}}^N \frac{\epsilon_{0,n_y} \epsilon_{0,n_z} \sin(k_{nx}x) \sin(k_{nx}x_1) \cos(k_{ny}y) \cos(k_{ny}y_1) \cos(k_{nz}z) \cos(k_{nz}z_1)}{k_n^2 - k_0^2 + j\delta\text{sign}(k_0)}, \quad (22a)$$

$$D_{ny} = \frac{2}{abd} \sum_{\substack{n_x=0, \\ n_y=0, \\ n_z=0}}^N \frac{\epsilon_{0,n_x} \epsilon_{0,n_z} \sin(k_{ny}y) \sin(k_{ny}y_1) \cos(k_{nx}x) \cos(k_{nx}x_1) \cos(k_{nz}z) \cos(k_{nz}z_1)}{k_n^2 - k_0^2 + j\delta\text{sign}(k_0)}, \quad (22b)$$

$$D_{nz} = \frac{2}{abd} \sum_{\substack{n_x=0, \\ n_y=0, \\ n_z=0}}^N \frac{\varepsilon_{0,n_x} \varepsilon_{0,n_y} \sin(k_{nz}z) \sin(k_{nz}z_1) \cos(k_{n_x}x) \cos(k_{n_x}x_1) \cos(k_{n_y}y) \cos(k_{n_y}y_1)}{k_n^2 - k_0^2 + j\delta \text{sign}(k_0)}, \quad (22c)$$

其中, $\mathbf{k}_n = (k_{n_x}, k_{n_y}, k_{n_z})$, $k_{n_x} = n_x\pi/a$, $k_{n_y} = n_y\pi/b$, $k_{n_z} = n_z\pi/d$, $j\delta \text{sign}(k_0)$ 表征了腔体损耗. 具体推导过程见附录 A.

将 (6), (7), (19), (20) 式代入 (15), (16) 式, 得到图 1 模型的箱内电场解析表述:

$$\begin{aligned} & \mathbf{E}_e(\mathbf{r}, j\omega) \\ &= \nabla(\nabla \cdot 2\bar{\alpha}_e \varepsilon_0 F_{ez} E_0 C_{nz} \mathbf{z}) + \omega^2 \mu \varepsilon 2\bar{\alpha}_e \varepsilon_0 F_{ez} E_0 C_{nz} \mathbf{z} \\ &= 2\bar{\alpha}_e \varepsilon_0 F_{ez} E_0 \left[\frac{\partial^2 C_{nz}}{\partial x \partial z} \mathbf{x} + \frac{\partial^2 C_{nz}}{\partial y \partial z} \mathbf{y} + \left(\frac{\partial^2 C_{nz}}{\partial z^2} + \omega^2 \mu \varepsilon C_{nz} \right) \mathbf{z} \right] \\ &= 2\bar{\alpha}_e \varepsilon_0 F_{ez} E_0 \left[-\frac{8}{abd} \sum_{\substack{n_x=1, \\ n_y=1, \\ n_z=1}}^N \frac{k_{n_z} k_{n_x} \cos(k_{n_x}x) \sin(k_{n_x}x_1) \sin(k_{n_z}z) \cos(k_{n_z}z_1) \sin(k_{n_y}y) \sin(k_{n_y}y_1)}{k_n^2 - k_0^2 + j\delta \text{sign}(k_0)} \mathbf{x} \right. \\ &\quad - \frac{8}{abd} \sum_{\substack{n_x=1, \\ n_y=1, \\ n_z=1}}^N \frac{k_{n_z} k_{n_y} \sin(k_{n_x}x) \sin(k_{n_x}x_1) \sin(k_{n_z}z) \cos(k_{n_z}z_1) \cos(k_{n_y}y) \sin(k_{n_y}y_1)}{k_n^2 - k_0^2 + j\delta \text{sign}(k_0)} \mathbf{y} \\ &\quad \left. - \frac{4}{abd} \sum_{\substack{n_x=1, \\ n_y=1, \\ n_z=0}}^N \frac{(k_{n_z}^2 + \omega^2 \mu \varepsilon) \varepsilon_{0,n_z} \sin(k_{n_x}x) \sin(k_{n_x}x_1) \cos(k_{n_z}z) \cos(k_{n_z}z_1) \sin(k_{n_y}y) \sin(k_{n_y}y_1)}{k_n^2 - k_0^2 + j\delta \text{sign}(k_0)} \mathbf{z} \right], \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} & \mathbf{E}_m(\mathbf{r}, j\omega) \\ &= -j\omega \mu \nabla \times \mathbf{I}_m = -j\omega \mu \nabla \times (2\bar{\alpha}_{mx} F_{hx} H_0 D_{nx} \mathbf{x} + 2\bar{\alpha}_{my} F_{hy} H_0 D_{ny} \mathbf{y}) \\ &= -2j\omega \mu H_0 \left(-\bar{\alpha}_{my} F_{hy} \frac{\partial D_{ny}}{\partial z} \mathbf{x} + \bar{\alpha}_{mx} F_{hx} \frac{\partial D_{nx}}{\partial z} \mathbf{y} + \left(\bar{\alpha}_{my} F_{hy} \frac{\partial D_{ny}}{\partial x} - \bar{\alpha}_{mx} F_{hx} \frac{\partial D_{nx}}{\partial y} \right) \mathbf{z} \right) \\ &= -2j\omega \mu H_0 \left[-\bar{\alpha}_{my} F_{hy} \frac{4j}{abd} \sum_{\substack{n_x=0, \\ n_y=1, \\ n_z=1}}^N \frac{\varepsilon_{0,n_x} k_{n_z} \sin(k_{n_y}y) \sin(k_{n_y}y_1) \cos(k_{n_x}x) \cos(k_{n_x}x_1) \sin(k_{n_z}z) \cos(k_{n_z}z_1)}{k_n^2 - k_0^2 + j\delta \text{sign}(k_0)} \mathbf{x} \right. \\ &\quad + \bar{\alpha}_{mx} F_{hx} \frac{4j}{abd} \sum_{\substack{n_x=1, \\ n_y=0, \\ n_z=1}}^N \frac{\varepsilon_{0,n_y} k_{n_z} \sin(k_{n_x}x) \sin(k_{n_x}x_1) \cos(k_{n_y}y) \cos(k_{n_y}y_1) \sin(k_{n_z}z) \cos(k_{n_z}z_1)}{k_n^2 - k_0^2 + j\delta \text{sign}(k_0)} \mathbf{y} \\ &\quad + \left(\bar{\alpha}_{my} F_{hy} \frac{4j}{abd} \sum_{\substack{n_x=1, \\ n_y=1, \\ n_z=0}}^N \frac{\varepsilon_{0,n_z} k_{n_x} \sin(k_{n_y}y) \sin(k_{n_y}y_1) \sin(k_{n_x}x) \cos(k_{n_x}x_1) \cos(k_{n_z}z) \cos(k_{n_z}z_1)}{k_n^2 - k_0^2 + j\delta \text{sign}(k_0)} \right. \\ &\quad \left. - \bar{\alpha}_{mx} F_{hx} \frac{4j}{abd} \sum_{\substack{n_x=1, \\ n_y=1, \\ n_z=0}}^N \frac{\varepsilon_{0,n_z} k_{n_y} \sin(k_{n_x}x) \sin(k_{n_x}x_1) \sin(k_{n_y}y) \cos(k_{n_y}y_1) \cos(k_{n_z}z) \cos(k_{n_z}z_1)}{k_n^2 - k_0^2 + j\delta \text{sign}(k_0)} \right) \mathbf{z} \right]. \end{aligned} \quad (24)$$

3 仿真分析

3.1 实验设计

1) 仿真实验环境

本文采用的仿真实验环境为Interl (R) Core (TM) i3-2120 @ 3.3 GHz 3.29 GHz CPU, 2 G内存, Windows XP 系统, Matlab7.8 软件, 2011 版 CST 软件.

2) 模型参数设置

本文模型的参数如表 1 所列. 共设计了 5 个仿真实验.

3) 激励源设置

5 组实验均假设电磁波入射方向为 $\phi = 0$, $\theta = 0$, $\varphi = \pi/2$, 并且分别采用两类激励源进行了仿真分析.

① 激励源 1:

$$E(t) = E_0 \delta(t), \quad (25)$$

其中 $E_0 = 1 \text{ V}\cdot\text{m}^{-1}$.

② 激励源 2:

$$E(t) = E_0 k_\xi (e^{-\beta t} - e^{-\alpha t}) \varepsilon(t), \quad (26)$$

其中 $E_0 = 50 \text{ kV}\cdot\text{m}^{-1}$, $k_\xi = 1.05$, $\alpha = 4.76 \times$

10^8 s^{-1} , $\beta = 4 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$, 该激励是美国 Bell 实验室提出的高空核爆脉冲模型.

3.2 仿真分析

1) 验证性分析 1

选用激励源 1 对表 1 中 5 组实验在 0—3 GHz 频率范围内进行仿真, 并与 CST 结果进行对比分析, 具体结果如图 4—图 8 所示. $j\delta\text{sign}(k_0)$ 是箱体品质因数和频率的函数, 其数值大小表征腔体的损耗效应, 为了提高仿真效率, 仿真中令 $\delta\text{sign}(k_0) = 5$.

对 (24) 式进行整理, 可得

$$\begin{aligned} E_y &= -2j\omega\mu H_0 \bar{\alpha}_{mx} F_{hx} \frac{4j}{abd} \sum_{\substack{n_x=1, \\ n_y=0, \\ n_z=1}}^N \varepsilon_{0,n_y} k_{nz} \\ &\times \sin(k_{n_x}x) \sin(k_{n_x}x_1) \cos(k_{n_y}y) \\ &\times \cos(k_{n_y}y_1) \sin(k_{n_z}z) \cos(k_{n_z}z_1) \\ &\times [k_n^2 - k_0^2 + j\delta\text{sign}(k_0)]^{-1} \mathbf{y} \\ &= A \sum_{\substack{n_x=1, \\ n_y=0, \\ n_z=1}}^N F(n_x, n_y, n_z) \sin(k_{n_x}x) \sin(k_{n_z}z) \\ &\times \cos(k_{n_y}y) \mathbf{y}, \end{aligned} \quad (27)$$

表 1 实验参数设置

实验序号	a/cm	b/cm	d/cm	x ₁ /cm	y ₁ /cm	l/cm	h/cm	(x, y, z)/cm
1	40.0	20.0	30.0	20.0	10.0	5.0	1.0	(20.0, 10.0, 14.50)
2	30.0	12.0	30.0	15.0	6.0	10.0	0.5	(14.75, 11.75, 15.25)
3	30.0	12.0	30.0	7.5	6.25	15.0	0.5	(14.75, 11.75, 15.25)
4	20.0	16.0	20.0	14.0	8.0	8.0	8.0	(4.75, 8.25, 14.75)
5	20.0	16.0	20.0	14.0	4.5	8.0	1.0	(4.75, 8.25, 14.75)

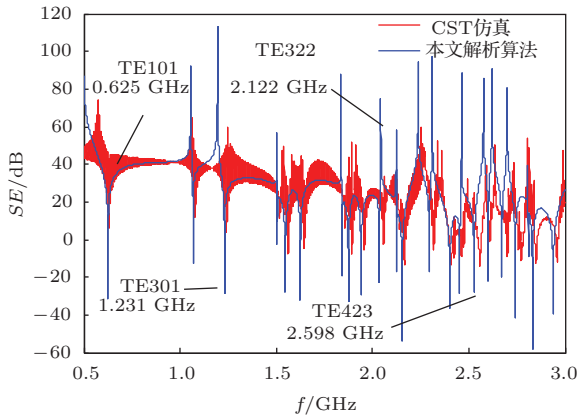


图 4 (网刊彩色) 实验 1 仿真结果

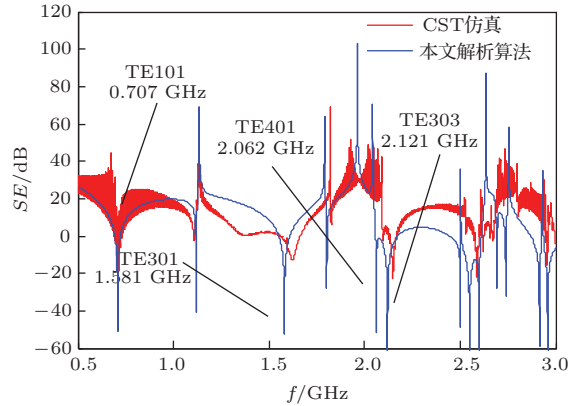


图 5 (网刊彩色) 实验 2 仿真结果

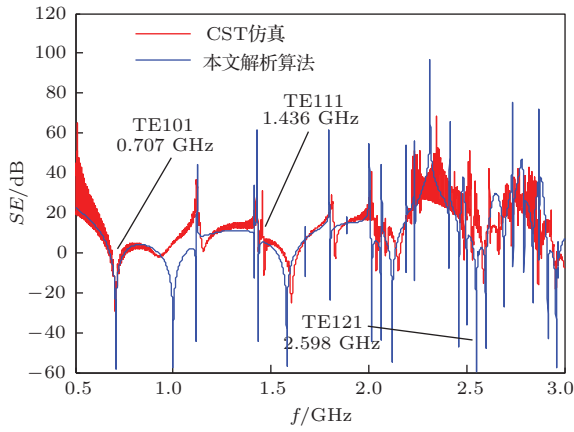


图6 (网刊彩色) 实验3 仿真结果

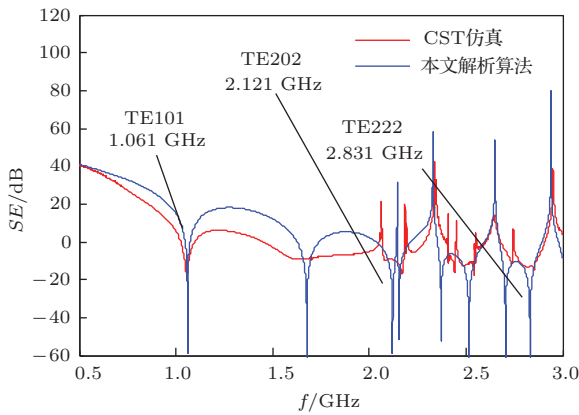


图7 (网刊彩色) 实验4 仿真结果

化相关系数为

$$\rho(0) = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} SE_1(\omega)SE_2(\omega)d\omega}{\sqrt{\int_{-\infty}^{\infty} SE_1^2(\omega)d\omega \int_{-\infty}^{\infty} SE_2^2(\omega)d\omega}}, \quad (28)$$

其中, $SE_1(\omega)$, $SE_2(\omega)$ 分别为采用 CST 软件和本文解析算法得到的屏蔽效能. 若 $SE_1(\omega) = C_0SE_2(\omega)$, C_0 为任意常数, 则 $\rho(0) = 1$. 故 $\rho(0)$ 是描述曲线形状近似度的指标, $\rho(0)$ 越接近 1, 表明曲线 $SE_1(\omega)$ 与 $SE_2(\omega)$ 形状近似度越高. 观察 5 组实验结果的均值可知, 该解析算法相对于 CST 软件的均方误差为 11.565 dB, 绝对误差均值为 8.015 dB, 相关系数为 0.921, 从而验证了该算法的准确性.

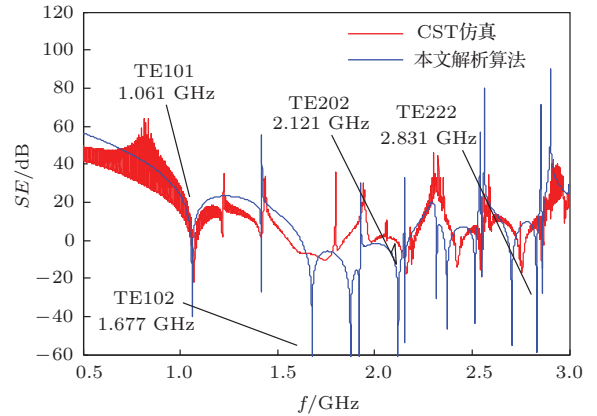


图8 (网刊彩色) 实验5 仿真结果

则由空腔谐振理论可知, 反射次数 n_x, n_y, n_z 等价于谐振腔传输常数. 综合考虑高次模低频传输的倏逝特性和仿真效率, 只对箱体内低于 3 GHz 的传输模式进行计算, 因此, 实验 1, 令 $N = 8$; 实验 2 和 3, 令 $N = 6$; 实验 4 和 5, 令 $N = 4$.

为了客观评价该解析算法的性能, 采用均方误差、绝对误差均值、相关系数三个参数对表 1 中 5 组实验的仿真结果进行统计分析, 如表 2 所列. 归一

对 0—3 GHz 范围内 17217 个频点进行仿真分析, CST 软件对 5 组实验的平均耗时为 1378 s, 而本文解析算法平均耗时为 0.183 s, 仅占 CST 的 1/7530, 从而验证了该算法的高效性.

2) 验证性分析 2

为了进一步验证在电磁脉冲照射条件下, 该解析算法对箱体屏蔽效能分析的准确性, 选用激励 2

表2 本文解析算法的仿真结果统计分析

	实验序号					均值
	1	2	3	4	5	
均方误差/dB	11.811	12.813	8.932	11.021	10.600	11.565
绝对误差均值/dB	7.761	8.693	7.317	7.285	8.345	8.015
相关系数 $\rho(0)$	0.935	0.896	0.957	0.879	0.956	0.921
CST 耗时/s	1985	1380	1036	1523	968	1378
解析算法耗时/s	0.169	0.187	0.203	0.173	0.186	0.183

(Bell 实验室高空核爆脉冲模型), 再次对实验 1 进行仿真, 结果如图 9 所示. 通过统计分析可知, 该解析结果均方误差为 9.583 dB, 绝对误差为 7.195 dB, 相关系数为 0.973, 耗时为 0.127 s, 再次验证了本文算法的有效性.

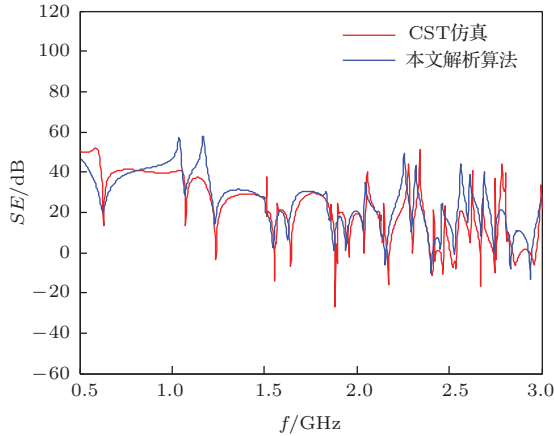


图 9 (网刊彩色) Bell 波形激励的实验 1 仿真结果

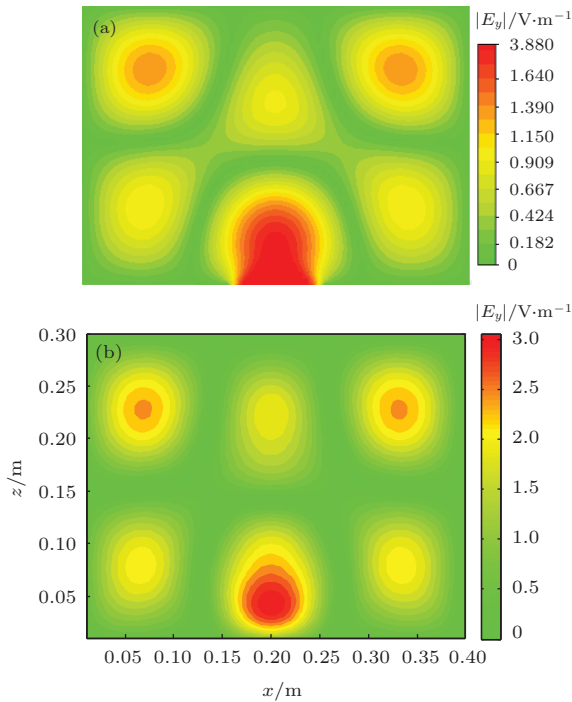


图 10 (网刊彩色) $f = 1.5$ GHz 时, $y = 0.1$ m 平面上 $|E_y|$ 分布规律 (a) CST 仿真结果; (b) 本文算法仿真结果

3) 验证性分析 3

为了进一步验证该解析算法的准确性, 对箱体内部特定频点的空间场分布进行了仿真. 选实验 1 为模型, 对 $f = 1.5$ GHz 时, $y = 0.1$ m 平面

上的耦合场分布进行了对比仿真, 结果如图 10 所示. 图 10 (a) 为 CST 软件仿真结果, 耗时 2520 s, 图 10 (b) 为解析算法计算结果, 耗时 17.125 s, 证明了解析算法的高效性. 另外, 由图 10 可知, 本文解析算法预测了箱内 6 个峰值位置, 且峰值分布规律与 CST 仿真结果一致. 孔缝附近峰值最高, 如图 10 中红色区域所示; 箱体内部远离孔缝的两角附近出现两个次高位置, 如图 10 中的橙色区域所示; 另外三位置峰值最低, 如图 10 中黄色区域所示, 从而验证了解析算法的准确性.

4) 与文献 [16] 算法的对比分析

为了进一步验证本文解析算法的优越性, 将该算法与文献 [16] 算法进行了对比分析. 仿真选取激励源 1, 对实验 1 和实验 5 进行分析, 结果如图 11 和图 12 所示. 由图 11 和图 12 可知, 两算法仿真结果均与 CST 符合良好. 但通过表 3 统计分析可知, 本文解析算法略优于文献 [16] 算法, 耗时约为文献 [16] 算法的 1/4, 且与 CST 结果相似度更高.

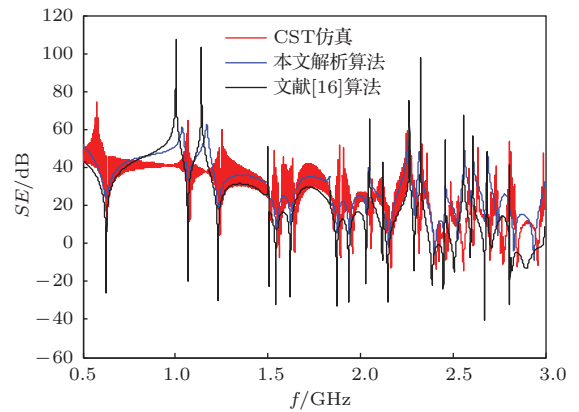


图 11 (网刊彩色) 实验 1 对比分析结果

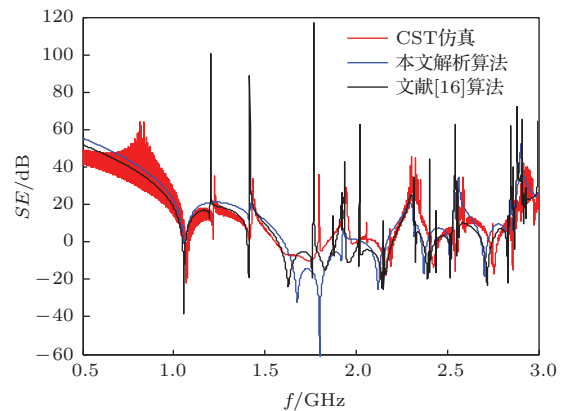


图 12 (网刊彩色) 实验 5 对比分析结果

表3 本文算法与文献 [16] 算法的仿真统计分析对比

	算法	均方误差/dB	绝对误差均值/dB	相关系数 $\rho(0)$	解析模型耗时/s
实验1	本文算法	11.811	7.761	0.935	0.169
	文献 [16] 算法	13.391	10.239	0.902	0.725
实验5	本文算法	10.600	8.345	0.956	0.203
	文献 [16] 算法	11.003	7.949	0.952	0.864

4 结 论

本文提出了一种新的电大开孔箱体屏蔽效能分析解析算法. 该算法基于镜像原理和 Cohn 电大开孔耦合模型, 通过赫兹矢量位辐射场公式, 推导了箱体内部任意观测点的电场解析解, 进而实现箱体屏蔽系数的解析计算. 本文设计了 5 组 Matlab 仿真实验, 并在 0—3 GHz 范围内与 CST 仿真结果进行了对比. 5 组实验的统计分析表明: 该解析算法相对 CST 的均方误差为 11.565 dB, 绝对误差为 8.015 dB, 相关系数为 0.921, 从而证明了本文算法的准确性. CST 完成对 0—3 GHz 范围内 17217 个频点的计算, 平均耗时为 1378 s, 而该解析算法仅为 0.183 s, 从而验证了本文算法的高效性. 另外, 该解析算法建立了箱体、孔缝参数与屏蔽系数间的直接函数关系, 可方便地进行屏蔽箱体的设计和整改分析, 具有广泛的应用前景.

附录 A D_{nx} 的具体推导过程

$$D_{nx} = \sum_{\substack{n_x=-N, \\ n_y=-N, \\ n_z=-N}}^N (-1)^{n_x} \frac{e^{-jk_r n}}{4\pi r_n}. \quad (A1)$$

将球面波展开成平面波, 则

$$\frac{e^{-jk_r n}}{r_n} = \frac{1}{2\pi^2} \int_V \frac{e^{-jk_r n}}{k^2 - k_0^2 + j\delta \text{sign}(k_0)} dk. \quad (A2)$$

将 (A2) 式代入 (A1) 式, 可得

$$\begin{aligned} D_{nx} &= \frac{1}{8\pi^3} \sum_{\substack{n_x=-N, \\ n_y=-N, \\ n_z=-N}}^N (-1)^{n_x} \int_V \frac{e^{-jk_r n}}{k^2 - k_0^2 + j\delta \text{sign}(k_0)} dk \\ &= \frac{1}{8\pi^3} \sum_{\substack{n_x=-N, \\ n_y=-N, \\ n_z=-N}}^N (-1)^{n_x} \int_V \frac{e^{-jk_r}}{k^2 - k_0^2 + j\delta \text{sign}(k_0)} \\ &\quad \times e^{j(k_x X(n_x) + k_y Y(n_y) + k_z Z(n_z))} dk. \end{aligned} \quad (A3)$$

依据泊松求和公式, 可得

$$\begin{aligned} &\sum_{n_x=-N}^N (-1)^{n_x} e^{jk_x X(n_x)} \\ &= \frac{2\pi}{a} j \sin(k_x x_1) \sum_{n_x=-\infty}^{\infty} \delta\left(k_x - \frac{n_x \pi}{a}\right), \end{aligned} \quad (A4a)$$

$$\begin{aligned} &\sum_{n_y=-N}^N e^{jk_y Y(n_y)} \\ &= \frac{2\pi}{b} \cos(k_y y_1) \sum_{n_y=-\infty}^{\infty} \delta\left(k_y - \frac{n_y \pi}{b}\right), \end{aligned} \quad (A4b)$$

$$\begin{aligned} &\sum_{n_z=-N}^N (-1)^{n_z} e^{jk_z Z(n_z)} \\ &= \frac{2\pi}{d} \cos(k_z z_1) \sum_{n_z=-\infty}^{\infty} \delta\left(k_z - \frac{n_z \pi}{d}\right). \end{aligned} \quad (A4c)$$

将 (A4) 式代入 (A3) 式, 可得

$$\begin{aligned} D_{nx} &= \frac{1}{8\pi^3} \frac{(2\pi)^3}{abd} j \sin(k_{nx} x_1) \cos(k_{ny} y_1) \cos(k_{nz} z_1) \\ &\quad \times \int_V \frac{e^{-jk_r}}{k^2 - k_0^2 + j\delta \text{sign}(k_0)} dk \\ &= \frac{1}{8\pi^3} \frac{(2\pi)^3}{abd} j \sum_{\substack{n_x=-N, \\ n_y=-N, \\ n_z=-N}}^N e^{-jk_r} \sin(k_{nx} x_1) \cos(k_{ny} y_1) \\ &\quad \times \cos(k_{nz} z_1) \times [k_n^2 - k_0^2 + j\delta \text{sign}(k_0)]^{-1} \\ &= \frac{2}{abd} \sum_{\substack{n_x=0, \\ n_y=0, \\ n_z=0}}^N \varepsilon_{0, n_y} \varepsilon_{0, n_z} \sin(k_{nx} x) \sin(k_{ny} y_1) \\ &\quad \times \cos(k_{ny} y) \cos(k_{ny} y_1) \cos(k_{nz} z) \cos(k_{nz} z_1) \\ &\quad \times [k_n^2 - k_0^2 + j\delta \text{sign}(k_0)]^{-1}. \end{aligned} \quad (A5)$$

同理可推导出 $C_{nx}, C_{ny}, C_{nz}, D_{ny}, D_{nz}$ 的表达式.

参考文献

- [1] Jiao C Q, Niu S 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 114102 (in Chinese) [焦重庆, 牛帅 2013 物理学报 **62** 114102]
- [2] Ji W J, Tong C M 2013 *Chin. Phys. B* **22** 020301
- [3] Lu X C, Wang J G, Liu Y, Li S, Han F 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 070504 (in Chinese) [陆希成, 王建国, 刘钰, 李爽, 韩峰 2013 物理学报 **62** 070504]

- [4] Fan J Q, Hao J H, Qi P H 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 014104 (in Chinese) [范杰清, 郝建红, 柴培华 2014 物理学报 **63** 014104]
- [5] Jiao C Q, Zhu H Z 2013 *Chin. Phys. B* **22** 084101
- [6] Wang T, Harrington R F, Mautz J R 1990 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **38** 1805
- [7] Li J, Guo L X, Zeng H, Han X B 2009 *Chin. Phys. B* **18** 2757
- [8] Render M C, Marvin A C 1995 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **37** 488
- [9] Robinson M P, Benson T M, Christopoulos C, Dawson J F, Ganley M D, Marvin A C, Porter S J, Thomas D W P 1998 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **40** 240
- [10] Konefal T, Dawson J F, Marvin A C, Robinson M P, Porter S J 2005 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **47** 678
- [11] Dehkhoda P, Tavakoli A, Moini R 2008 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **50** 208
- [12] Jongjoo S, Dong G K, Jong H K, Joungho K 2010 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **52** 566
- [13] Belkacem F T, Bensetti M, Boutar A G, Moussaoui D, Djennah M, Mazari B 2011 *IET Sci. Meas. Technol.* **5** 88
- [14] Nitsch J B, Tkachenko S V, Potthast S 2012 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **54** 1252
- [15] Solin J R 2011 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **53** 82
- [16] Solin J R 2012 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **54** 188

Formulation for shielding effectiveness analysis of a rectangular enclosure with an electrically large aperture*

Zhang Ya-Pu[†] Da Xin-Yu Zhu Yang-Kun Zhao Meng

(Information and Navigation College, Air Force Engineering University, Xi'an 710077, China)

(Received 20 May 2014; revised manuscript received 26 June 2014)

Abstract

Since electric components and printed circuit board in the enclosure can be destroyed by electromagnetic pulse weapons through “front door and back door” coupling, which is a great threat to the operational security, the study of the shielding effectiveness is of important significance. A formulation for shielding effectiveness analysis of a rectangular enclosure with an electrically large aperture is proposed in this paper. Firstly, the plane wave with oblique incidence and polarization is decomposed. Secondly, based on the Cohn model, the equivalent electric and magnetic dipole of the electrically large aperture is computed. Thirdly, the total Hertz electric and magnetic vector potential is obtained through mirror procedure. Finally, the electric field inside an enclosure with electrically large aperture is formulated, which is used for shielding effectiveness calculation. Five verification experiments are designed. Simulation result shows that the mean square error and absolute error of this method compared to computer simulation technology (CST) microwave studio are 11.565 dB and 8.015 dB respectively, the correlation coefficient is 0.921, through which the accuracy of this method is verified. The simulation time of this method is 0.183 s, which is only 1/7530 times of CST, so its efficiency is obvious.

Keywords: Bethe's slot coupling theory, equivalent dipole, mirror procedure, Green's function

PACS: 41.20.Jb, 11.55.-m, 11.10.Lm, 02.60.Ed

DOI: 10.7498/aps.63.234101

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61271100, 61271250), the Major Program of Natural Science Basic Research of Shaanxi Province, China (Grant No. 2010JZ010), and the Foundation of Communication Network Information Transmission and Distribution Technology Laboratory, China (Grant No. ITD-U2003/K1260009).

† Corresponding author. E-mail: zhi_shui_gu_mei@163.com