

平面波照射下开孔矩形腔体的电磁耦合与屏蔽效能研究*

焦重庆^{1)†} 齐磊²⁾

1) (华北电力大学电气与电子工程学院, 北京 102206)

2) (华北电力大学新能源电力系统国家重点实验室, 北京 102206)

(2011 年 8 月 22 日收到; 2011 年 12 月 7 日收到修改稿)

基于 Bethe 小孔耦合理论和腔内电磁场的本征模展开, 建立了平面波照射下开孔矩形腔体电磁场分布的近似解析模型. 该模型物理意义清晰, 可以考虑开孔的形状、尺寸、个数及位置和入射波的传播与极化方向等参数的影响. 该模型的计算结果优于传统的等效电路方法, 与实验结果的一致性更好. 计算分析了相关因素对电磁屏蔽效能的影响规律, 所得结果对电磁屏蔽腔体的设计有指导意义.

关键词: 孔径耦合, 矩形腔体, 电磁屏蔽, Bethe 理论

PACS: 41.20.-q, 41.20.Jb, 84.32.-y

1 引言

金属腔体广泛用于电磁波的产生、放大、传输及变换过程. 腔体与外部空间或元件的电磁耦合始终是微波研究和应用最为重视的问题之一^[1-5]. 金属腔体常见于仪器设备的外壳, 用于隔离干扰源和敏感设备, 起到电磁屏蔽的作用. 出于通风、散热等实际需要, 屏蔽体上不可避免存在大量开孔. 作为电磁泄漏的主要途径, 孔缝电磁耦合过程的深入理解对分析腔体电磁屏蔽性能至关重要.

开孔腔体屏蔽效能的分析方法主要有数值和解析两类. 数值方法能模拟复杂结构, 计算精度高, 但实施复杂, 耗时长, 且难以体现物理图像^[6-8]. 因此, 发展那种物理意义清晰、计算速度快的解析方法仍很必要. 近年来, 人们提出了一种简单有效的解析方法 - 等效电路法^[9-11]. 在一定条件下, 等效电路法可得到与实验一致较好的结果. 然而, 受单一模式及对称性的限制, 该方法不能直接反映孔缝电磁耦合过程, 也不能处理过模情况. 特别是对于实际中常见的多处开孔情况, 该方法的计算结果与实验结果差别较大.

本文给出了一个分析平面波照射下开孔矩形

腔体电磁耦合和屏蔽效能的近似解析模型. 该模型基于 Bethe 的小孔耦合理论, 将入射场与腔内场的耦合过程用开孔上的等效电和磁偶极矩描述^[12,13]. 通过本征模式展开法求解有源波动方程, 得出了腔内电磁场分布的一般表达式. 在此基础上, 获得了腔模的激励规律, 计算分析了开孔形状、尺寸和入射场方向等参数对屏蔽效能的影响, 并通过与实验结果的比较验证了该模型的可信性.

2 理论模型

如图 1 所示, 腔体的长度、高度和深度分别为 b , a 和 d . 坐标系原点为 O , 三个坐标轴分别与腔体的三个边平行. 波矢量为 $\mathbf{k}$ 的平面电磁波通过 xoy 平面上的开孔进入腔体.

依据 Bethe 小孔耦合理论, 从开孔耦合到腔内的电磁场可用位于开孔中心的等效电偶极矩 $\mathbf{p}$ 和磁偶极矩 $\mathbf{m}$ 的激发场来描述. $\mathbf{p}$ 和 $\mathbf{m}$ 则由入射场决定

$$\mathbf{p} = \alpha_e \varepsilon_0 E_{i,z} \mathbf{e}_z, \quad (1)$$

$$\mathbf{m} = -\alpha_{mx} H_{i,x} \mathbf{e}_x - \alpha_{my} H_{i,y} \mathbf{e}_y, \quad (2)$$

* 国家自然科学基金 (批准号: 51037001) 和中央高校基本科研业务费 (批准号: 10MG01) 资助的课题.

† E-mail: cqjiao@ncepu.edu.cn

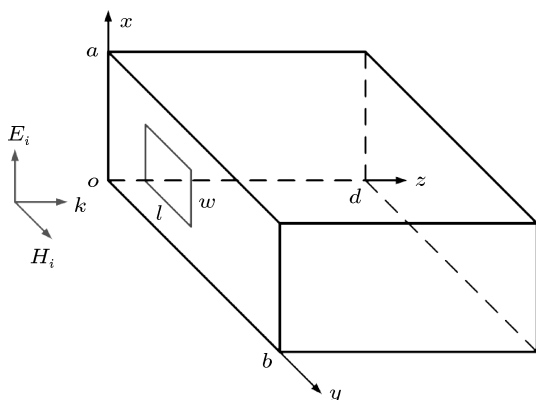


图1 平面波照射下开孔腔体示意图

式中, $E_{i,z}$ 为入射电场 $\mathbf{E}_i$ 在开孔面法向的分量, $H_{i,x}$ 和 $H_{i,y}$ 为入射磁场 $\mathbf{H}_i$ 在开孔面切向的分量. 极化系数 α_e 和 α_m 与开孔的形状、尺寸有关. 对于长边沿 y 轴的细缝^[14,15]:

$$\begin{aligned}\alpha_e &= \alpha_{mx} = \pi w^2 l / 8, \\ \alpha_{my} &= \frac{\pi l^3}{12 [\ln(4l/w) - 1]},\end{aligned}\quad (3)$$

式中 l 为缝隙长度, w 为缝隙宽度. 对于直径为 d_c 的圆形孔,

$$\begin{aligned}\alpha_e &\approx d_c^3 / 6, \\ \alpha_{mx} &= \alpha_{my} = d_c^3 / 3,\end{aligned}\quad (4)$$

图2给出了表征入射波传播和极化方向的两个角度量. θ 代表传播方向与 z 轴的夹角, ϕ 代表入射平面与 x 轴的夹角. 不难得出, TE 极化时电偶极矩为 0, 而磁偶极矩为

$$\mathbf{m} = \eta_0^{-1} E_0 \cos \theta (\mathbf{e}_x \alpha_{mx} \cos \phi + \mathbf{e}_y \alpha_{my} \sin \phi), \quad (5)$$

式中, E_0 为入射波电场振幅, η_0 为自由空间波阻抗. TM 极化时等效偶极矩为

$$\mathbf{p} = -\varepsilon_0 \alpha_e E_0 \sin \theta \mathbf{e}_z, \quad (6)$$

$$\mathbf{m} = \eta_0^{-1} E_0 (\mathbf{e}_x \alpha_{mx} \sin \phi - \mathbf{e}_y \alpha_{my} \cos \phi). \quad (7)$$

在时谐源激励下, 腔内电磁模式的频率与激励源频率相同, 但空间分布仍主要受腔体边界控制. 若激励角频率为 ω , 则腔中 TE_{mnp} 模可表示为

$$\begin{aligned}\mathbf{E} &= j\omega\mu_0 A_{mnp} \mathbf{e}_{mnp}, \\ \mathbf{H} &= j\omega_{mnp} \mu_0 A_{mnp} \mathbf{h}_{mnp},\end{aligned}\quad (8)$$

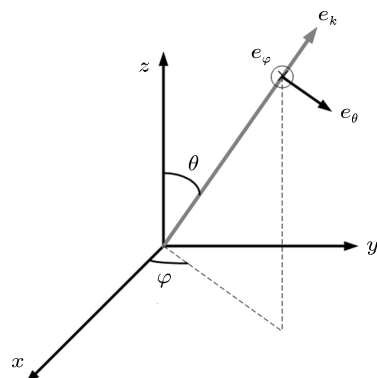


图2 入射平面波的传播与极化方向示意图

TM_{mnp} 模可表示为

$$\begin{aligned}\mathbf{E} &= j\omega_{mnp} \varepsilon_0 B_{mnp} \mathbf{K}_{mnp}, \\ \mathbf{H} &= j\omega \varepsilon_0 B_{mnp} \mathbf{I}_{mnp},\end{aligned}\quad (9)$$

其中, $k_x = m\pi/a$, $k_y = n\pi/b$, $k_z = p\pi/d$, $k_{mn}^2 = k_x^2 + k_y^2$, $k_{mnp}^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$, $\omega_{mnp} = ck_{mnp}$ 为模式的本征频率, c 为光速. A_{mnp} 和 B_{mnp} 分别为 TE_{mnp} 和 TM_{mnp} 模的振幅. $\mathbf{e}_{mnp}$, $\mathbf{h}_{mnp}$, $\mathbf{K}_{mnp}$ 和 $\mathbf{I}_{mnp}$ 为场分布的本征基函数. 具体表达式为:

$$\begin{aligned}\mathbf{e}_{mnp} &= k_y \cos(k_x x) \sin(k_y y) \sin(k_z z) \mathbf{e}_x \\ &\quad - k_x \sin(k_x x) \cos(k_y y) \sin(k_z z) \mathbf{e}_y,\end{aligned}\quad (10)$$

$$\mathbf{h}_{mnp} = j(\omega_{mnp} \mu_0)^{-1} \nabla \times \mathbf{e}_{mnp}, \quad (11)$$

$$\begin{aligned}\mathbf{I}_{mnp} &= k_y \sin(k_x x) \cos(k_y y) \cos(k_z z) \mathbf{e}_x \\ &\quad - k_x \cos(k_x x) \sin(k_y y) \cos(k_z z) \mathbf{e}_y,\end{aligned}\quad (12)$$

$$\mathbf{K}_{mnp} = -j(\omega_{mnp} \varepsilon_0)^{-1} \nabla \times \mathbf{I}_{mnp}. \quad (13)$$

不难验证, 单一模式的场表达式能满足腔体内表面的边界条件, 麦克斯韦方程组中的两个散度方程及电场旋度方程, 但不满足磁场旋度方程. 只有所有腔模的叠加场才能满足磁场旋度方程. 因此, 腔中总的电场和磁场应表示成

$$\begin{aligned}\mathbf{E} &= j\omega\mu_0 \sum_{m,n,p} A_{mnp} \mathbf{e}_{mnp} \\ &\quad + j\varepsilon_0 \sum_{m,n,p} \omega_{mnp} B_{mnp} \mathbf{K}_{mnp},\end{aligned}\quad (14)$$

$$\begin{aligned}\mathbf{H} &= j\mu_0 \sum_{m,n,p} \omega_{mnp} A_{mnp} \mathbf{h}_{mnp} \\ &\quad + j\omega \varepsilon_0 \sum_{m,n,p} B_{mnp} \mathbf{I}_{mnp}.\end{aligned}\quad (15)$$

电偶极矩和磁偶极矩本质上都可以看成某种形式的电流分布. 因此, 它们激励电磁场的实质是

电流源对电磁场的激励. 频率域有源电场波动方程为

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = j\omega\mu\mathbf{J}. \quad (16)$$

将式 (14) 代入上式后得

$$\begin{aligned} & j\omega\mu_0 \sum_{m,n,p} (k^2 - k_{mnp}^2) A_{mnp} \mathbf{e}_{mnp} \\ & + j\varepsilon_0 \sum_{m,n,p} (k^2 - k_{mnp}^2) \omega_{mnp} B_{mnp} \mathbf{K}_{mnp} \\ & = j\omega\mu\mathbf{J}, \end{aligned} \quad (17)$$

对式 (17) 两边点积 $\mathbf{e}_{mnp}$ 的共轭函数后, 在整个腔内区域积分. 考虑到基函数之间的正交性, 不难得出

$$A_{mnp} = \frac{\iiint_V \mathbf{J} \cdot \mathbf{e}_{mnp}^* dV}{(k^2 - k_{mnp}^2) \iiint_V \mathbf{e}_{mnp} \cdot \mathbf{e}_{mnp}^* dV}, \quad (18)$$

当激励源为电偶极矩时, 式 (18) 的分子可变成

$$\begin{aligned} & \iiint_V \mathbf{J} \cdot \mathbf{e}_{mnp}^* dV \\ & = \int_l \mathbf{e}_{mnp}^* \cdot I d\mathbf{l} = \mathbf{e}_{mnp}^* \cdot \int_l I d\mathbf{l} \\ & = \mathbf{e}_{mnp}^* \cdot \int_l j\omega q d\mathbf{l} = j\omega \mathbf{e}_{mnp}^* \cdot \mathbf{p}, \end{aligned} \quad (19)$$

当激励源为磁偶极矩时, 式 (18) 的分子可变成

$$\begin{aligned} & \iiint_V \mathbf{J} \cdot \mathbf{e}_{mnp}^* dV \\ & = I \oint_l \mathbf{e}_{mnp}^* \cdot d\mathbf{l} = I \iint_S \nabla \times \mathbf{e}_{mnp}^* \cdot d\mathbf{S} \\ & = \nabla \times \mathbf{e}_{mnp}^* \cdot I \iint_S d\mathbf{S} = \nabla \times \mathbf{e}_{mnp}^* \cdot \mathbf{m} \\ & = (-j\omega_{mnp} \mu_0 \mathbf{h}_{mnp})^* \cdot \mathbf{m}, \end{aligned} \quad (20)$$

综合来看, 当电偶极矩和磁偶极矩同时存在时

$$A_{mnp} = \frac{j\omega \mathbf{e}_{mnp}^* \cdot \mathbf{p} + j\omega_{mnp} \mu_0 \mathbf{h}_{mnp}^* \cdot \mathbf{m}}{(k^2 - k_{mnp}^2) \iiint_V \mathbf{e}_{mnp} \cdot \mathbf{e}_{mnp}^* dV}, \quad (21)$$

同理可得出 TM_{mnp} 模的振幅

$$\begin{aligned} & B_{mnp} \\ & = \frac{[j\omega^2 \mu_0 \mathbf{K}_{mnp}^* \cdot \mathbf{p} + j\omega \omega_{mnp} \mu_0^2 \mathbf{I}_{mnp}^* \cdot \mathbf{m}]}{\omega_{mnp} \varepsilon_0 (k^2 - k_{mnp}^2) \iiint_V \mathbf{K}_{mnp} \cdot \mathbf{K}_{mnp}^* dV}. \end{aligned} \quad (22)$$

至此, 已给出了计算平面波照射下腔内场分布的整套方程. 按惯例, 腔内一点处的电场屏蔽效能定义为:

$$\text{SE} = 20 \log (E_0/E), \quad (23)$$

式中, E_0 为入射平面波的电场强度振幅, E 为腔内任一点的电场强度振幅.

3 计算结果与讨论

3.1 腔模激励规律

从式 (21) 和 (22) 可以看出, 腔模激励强度与以下因素有关: 等效偶极矩的强度、开孔处腔场的强度、开孔处腔场与偶极矩的方向一致性、以及激励频率与本征频率的同步度. 等效偶极矩越大, 激励强度就越大. 等效偶极矩的强度取决于开孔的形状、大小及入射场方向. 开孔处的腔场越强, 激励强度就越大. 开孔处腔场的强度取决于开孔的位置. 考虑到金属腔体表面只有法向电场和切向磁场, 为了增大入射场与腔模的磁耦合, 入射场的磁场分量应尽量与开孔面平行; 为了增大入射场与腔模的电耦合, 入射场的电场分量应尽量与开孔面垂直. 激励频率越靠近本征频率, 腔模与入射波的耦合越强. 在腔场越强的位置开孔, 耦合也越强.

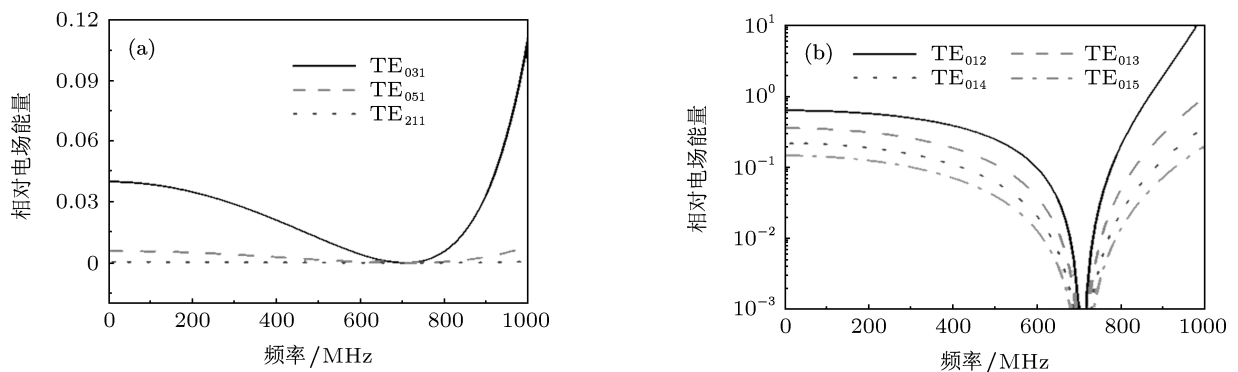


图3 几个典型低阶模式相对于 TE_{011} 模的电场能量随频率的变化 (a) 非 TE_{011} 高阶轴向模式; (b) TE_{011} 高阶轴向模式

考虑如下参数: $a = 120 \text{ mm}$, $b = 300 \text{ mm}$, $d = 300 \text{ mm}$; 开孔长 $l = 100 \text{ mm}$, 宽 $w = 5 \text{ mm}$, 沿 y 轴方向且中心点位于 $(a/2, b/2, 0)$; 入射波垂直入射并沿 x 轴极化. 在上述情况下, 仅仅波型指数 m 为偶数, n 为奇数的模式可以被激励. 其中最低阶的 TE_{011} 模的本征频率约 707 MHz . 图 3 给出了几个典型低阶腔模的电场能量 (相对于 TE_{011} 模) 随频率的变化情况. 可以看出, TE_{031} , TE_{051} 和 TE_{211} 等模式的能量明显低于 TE_{011} 模; 而 TE_{012} , TE_{013} 和 TE_{014} 等模式的能量较强. 这些模式和 TE_{011} 模有相同的横向场分布, 属于 TE_{011} 模的高阶轴向模式. 因此, 在计算上述开孔情况下的腔场分布时, 应主要考虑 TE_{011} 及其高阶轴向模式.

3.2 计算结果验证

首先考虑一个孔的情况, 腔体尺寸为 $a = 55 \text{ mm}$, $b = 222 \text{ mm}$, $d = 146 \text{ mm}$, 其余参数与图 3 相同. 图 4 给出了不同方法下腔体中心位置屏蔽效能随频率的变化情况. 实验数据来自于文献 [9] 中的图 9. 可以看出, 等效电路法的计算结果稍高于实验结果. 本文模型的计算结果更接近实验结果, 这可能是计及了高阶模式后的改善效果. 再考虑多个开孔情况, 腔体及入射波的参数均与图 3 相同. 20 个直径为 12 mm 的圆孔, 以一定的阵列分布在腔体 xoy 面上, 其具体位置见文献 [9,10]. 图 5 中实验数据来自文献 [9] 中的图 18. 可以看出, 等效电路法的计算结果明显低于实验结果, 而本文模型的计算结果与实验结果符合较好. 前者计算结果低于实验结果的原因在于过于简单的多孔叠加方式. 等效电路模型未考虑开孔所在位置对腔模激励的影响, 只是简单认为所有开孔具有与中心开孔相同的电磁耦合能力. 而实际上, 当被激励的模式为

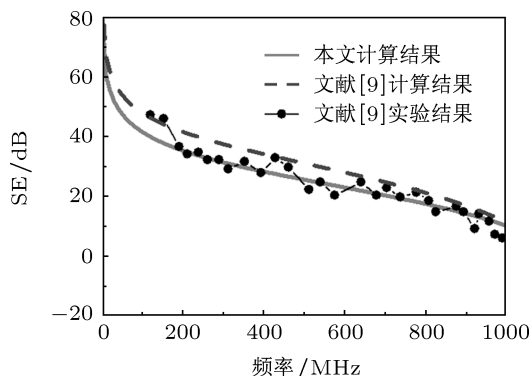


图 4 不同方法得到的 $55 \text{ mm} \times 222 \text{ mm} \times 46 \text{ mm}$ 腔体中心点处的电场屏蔽效能比较

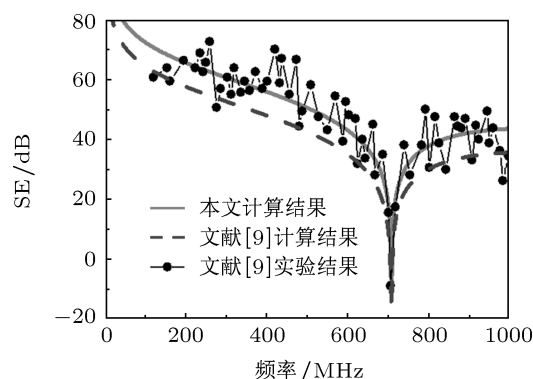


图 5 20 个圆孔情况下, 不同方法得到的腔体中心点处的电场屏蔽效能比较

TE_{01p} 模时, 非中心位置开孔的耦合能力相对较弱.

3.3 搭接间距对屏蔽效能的影响

在实际屏蔽体的搭建过程中, 经常要将两块金属板搭接起来. 相邻搭接点的间距越短, 形成的小缝隙越多, 单个缝隙的长度越短. 为了获得搭接间距对屏蔽效能的影响, 考虑与图 3 相同的腔体和入射波参数. 假设接缝过点 $(a/2, b/2, 0)$ 并沿 y 轴延伸, 宽仍为 5 mm , 长与腔体长度相同. 图 6 显示了接缝分段数 N 对屏蔽效能的影响. 可以看出, 增加分段数可明显改善屏蔽效能. 分段数每增加 1 倍 (或搭接间距减小一半), 屏蔽效能增加约 10 dB .

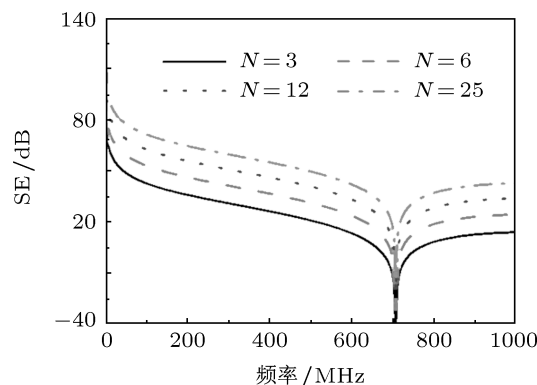


图 6 接缝的分段数对电场屏蔽效能的影响

3.4 入射场传播和极化方向对屏蔽效能的影响

图 7 所示为不同形状开孔下 TE 极化波的角度对腔体中心处屏蔽效能的影响. 三种开孔的中心点均位于 $(a/2, b/2, 0)$. “ $5 \text{ mm} \times 100 \text{ mm}$ ”代表沿 x 方向缝隙, 而 “ $100 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ ”代表沿 y 方向缝隙. 图 7(a) 给出了 $\varphi = 90^\circ$ 时角度 θ 从零增大到 85°

时屏蔽效能的变化情况. 在此过程中, 仅有 y 向磁偶极矩存在, 且其强度不断减小, 这就是屏蔽效能不断增大的原因. 图 7(b) 给出了 $\theta = 90^\circ$, 角度 φ 从零增大到 90° 时屏蔽效能的变化情况. 在此过程中, 同时有 x 和 y 方向的磁偶极矩存在, 先以 x 方向为

主, 后以 y 方向为主. 此时, 不同形状的开孔呈现出不同的屏蔽效能变化趋势. 总的来看, 当入射波磁场分量与开孔的长边方向一致时屏蔽效果最差, 垂直时屏蔽效果最好.

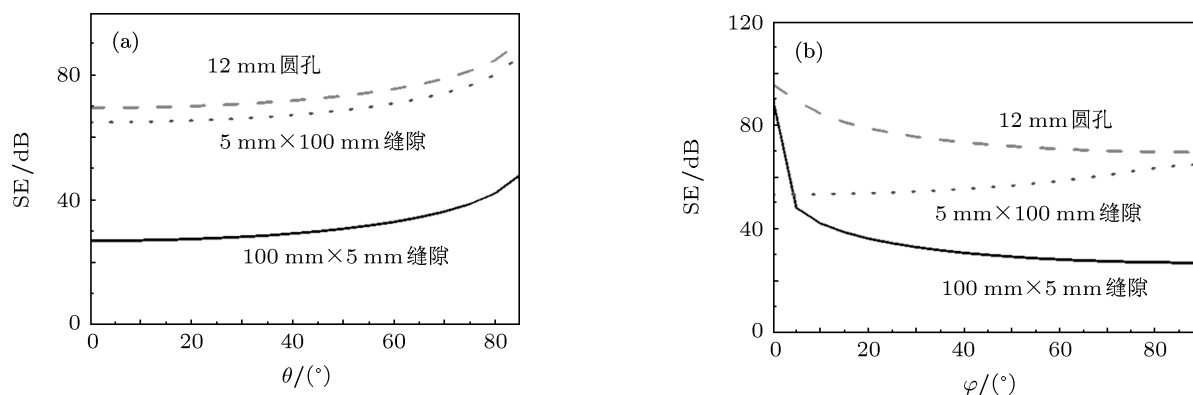


图 7 不同开孔下电场屏蔽效能随入射波方向的变化 (a) 入射角 θ ; (b) 极化角 φ

4 结论

论文提出了一种计算分析开孔腔体电磁耦合和屏蔽效能的解析模型. 该模型基于 Bethe 理论和腔场本征模展开方法, 在理解入射波的方向、开孔形状及位置等因素对模式激励的影响方面具有清晰的物理图像. 虽然是一种近似模型, 但由于考虑的影响因素比较全面, 其计算结果与实验结果符合很好. 研究发现, 当外加场的磁场分量与缝隙平行

时, 外加场与缝隙的耦合最强; 当外加场的频率与腔模的本征频率靠近时, 腔模的激励强度明显增大; 腔模的激励强度还取决于开孔处腔模的磁(电)场分量与等效磁(电)偶极矩的方向关系, 方向一致时激励最强; 当某个低阶模式的激励较强时, 与该模式对应的高阶轴向模式也会有较强的激励强度, 应一并考虑; 接缝上的电气连接点越多, 屏蔽效果越好; 当入射波的磁场与开孔的长边方向平行时屏蔽最差、垂直时屏蔽最好. 这些规律对于屏蔽腔体的设计有指导意义.

- [1] Zhang K Q, Li D J 2001 *Electromagnetic Theory for Microwave and Optoelectronics* (2nd Ed) (Beijing: Electronic Industry Press) p250 (in Chinese) [张克潜, 李德杰 2001 微波与光电子学中的电磁理论 (第二版) (北京: 电子工业出版社) 第 250 页]
- [2] Fang J Y, Huang H J, Zhang Z Q, Huang W H, Jiang W H 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 048404 (in Chinese) [方进勇, 黄惠军, 张治强, 黄文华, 江伟华 2011 物理学报 **60** 048404]
- [3] Wu Y, Jin X, Ma Q S, Li Z H, Ju B Q, Su C, Xu Z, Tang C X 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 084101 (in Chinese) [吴洋, 金晓, 马乔生, 李正红, 鞠炳全, 苏昶, 许州, 唐传祥 2011 物理学报 **60** 084101]
- [4] Sirigiri J R, Kreischer K E, Machuzak J, Mastovsky I, Shapiro M A, Temkin R J 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 5628
- [5] Song K H 2009 *Chin. Phys. Lett.* **26** 120302
- [6] Chen J, Wang J G 2007 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **49** 354
- [7] Audone B, Balma M 1989 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **31** 102
- [8] Wallyn W, Zutter D D, Rogier H 2002 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **44** 130
- [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] Dehkhoda P, Tavakoli A, Moini R 2008 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **50** 208
- [11] Azaro R, Caorsi S, Donelli M 2001 *Microwave and Optical Tech. Lett.* **28** 289
- [12] Bethe H A 1944 *Phys. Rev.* **66** 163
- [13] Collin R E 1990 *Field Theory of Guided Waves* (2nd Ed) (New York: Wiley-IEEE Press) p507
- [14] Mendez H A 1978 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **20** 296
- [15] Frederick M T, Michel V I, Torbjorn K 1996 *EMC Analysis Methods and Computational Models* (New York: Wiley-Interscience Press) p210

Electromagnetic coupling and shielding effectiveness of apertured rectangular cavity under plane wave illumination*

Jiao Chong-Qing^{1)†} Qi Lei²⁾

1) (School of Electrical and Electronic Engineering, North China Electric Power University, Beijing 102206, China)

2) (State Key Laboratory of Alternate Electrical Power System with Renewable Energy Sources, North China Electric Power University, Beijing 102206, China)

(Received 22 August 2011; revised manuscript received 7 December 2011)

Abstract

Based on the Bethe's theory for small aperture coupling and the eigen-mode expansion method, an approximate analytic model for the field distribution inside a rectangular cavity with apertures under plane wave illumination is presented. The effects of aperture shape, dimensions, number, position, and the wave incidence and polarization angles on cavity mode excitation can be taken into consideration in this model with clear physical explanation. The calculation results from this model are in better agreement with experimental data than those from the equivalent circuit model. The effects of various factors on the shielding effectiveness of the cavity are analyzed, and the obtained results are useful for guiding the design of electromagnetic shielding enclosures.

Keywords: aperture coupling, rectangular cavity, electromagnetic shielding, Bethe's theory

PACS: 41.20.-q, 41.20.Jb, 84.32.-y

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51037001), and the Fundamental Research Funds for the Central Universities in China (Grant No.10MG01).

† E-mail: cqjiao@ncepu.edu.cn