

内部窗口结构对开孔矩形腔体近场屏蔽效能的影响*

范杰清 郝建红[†] 柒培华

(华北电力大学, 电气与工程学院, 北京 102206)

(2013年8月9日收到; 2013年9月18日收到修改稿)

针对开孔屏蔽腔体内置窗口的结构特点, 采用扩展的传输线方法理论, 建立了电偶极子天线照射下计算近场屏蔽效能的等效电路模型, 推导了近似计算解析式, 并计算分析了内部窗口结构对开孔腔体近场屏蔽效能的影响. 结果表明: 含内置窗口结构腔体的近场电场屏蔽效能小于远场屏蔽效能, 腔体屏蔽效能随窗口宽度的减小而增大, 电感窗口使得腔体谐振频率向上偏移, 电容窗口使其谐振频率向下偏移. 分析结果与 CST 仿真结果进行了对比, 证实本文采用的等效电路方法是有效的.

关键词: 屏蔽效能, 传输线方法, 电磁兼容, 金属窗口

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

DOI: 10.7498/aps.63.014104

1 引言

电子技术的快速发展使得电子设备几乎都工作在复杂的电磁环境中, 因此, 电磁骚扰的防护与屏蔽一直受到科研和工程技术人员所关注. 最常见的屏蔽体就是金属腔体, 其常做成仪器设备的外壳, 起到电磁屏蔽的作用. 实际工程中, 为了满足设备的散热通风及电能和信号传输的需要, 通常在金属腔体开许多孔缝和附带一些电缆线, 这些孔缝和电缆线则成为各种电磁骚扰信号进入设备内部的主要耦合途径, 使得腔体的屏蔽效能 (shielding effectiveness, SE) 呈现不同程度的降低. 同时, 为了方便内部电路的安装固定, 在腔体内部还会设置一些窗口结构, 如服务器机柜中往往含有一些金属隔板、托盘. 这些结构均会对腔体的电磁屏蔽效能产生影响.

腔体屏蔽效能的分析是电磁兼容研究的热点之一, 通常分为数值模拟、解析分析和实验研究三种方法^[1-12]. 文献[4]提出了传输线方法 (trans-

mission line method, TLM), 即将腔体等效成一个波导管, 利用传输线理论计算腔体的屏蔽效能. 文献[5, 6]采用传输线方法研究了不同开孔情况和平面波斜入射情况下的腔体电磁屏蔽效能. 文献[7]和[8]采用理论分析与数值计算相结合的方法, 分别对高频、多模情况下的腔体屏蔽效能和圆形波导腔体的电磁屏蔽效能进行了研究. 文献[9]针对带有窗口结构的矩形腔体进行分析. 文献[10]给出了骚扰信号通过开孔耦合到腔体内部的耦合函数, 并采用修正的FDTD方法进行数值分析和实验验证, 但上述工作大多侧重于平面波照射下形式各异的腔体的远场电磁屏蔽效能分析.

当今电子技术的微电子化和集成化程度越来越高, 各种电子设备会共存在一个紧凑的空间和系统中, 近场骚扰源越来越普遍. 近场电磁骚扰和远场电磁骚扰的效果有很大不同^[13-19], 远场区域可以在很大的一个范围内将电磁场近似成均匀平面波, 在计算和分析中, 骚扰源的形式和时间关联性都被弱化. 与之相比, 由于近场区域即使在一个很小的区域中, 其电磁场的不均匀性都很明显, 所以

* 国家自然科学基金 (批准号: 61372050, 61250008) 资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: jianhonghao@ncepu.edu.cn

骚扰源的形式以及时域特性对屏蔽效能的影响明显, 因此远场与近场的屏蔽效能将是不同的. 鉴于近场分析和计算的复杂性, 目前有关近场情况下屏蔽效能的研究报导还不多, 且大多集中在无限大平板及金属笼的近场屏蔽效能分析^[13-19]. 文献^[20]利用扩展的传输线方法, 针对电偶极子、磁偶极子照射下矩形腔体的电磁屏蔽效能进行了分析, 并与采用 Bethe 小孔耦合理论推导出的结果进行对比, 验证了该方法的可行性, 但该文献没有考虑矩形窗口内部的金属隔板结构对腔体屏蔽效能的影响.

本文考虑电子设备的实际结构, 结合扩展的传输线方法, 分析讨论开孔腔体内部窗口结构对腔体屏蔽效能的影响. 通过分析计算电偶极子照射下不同隔板形状和开缝宽度对窗口的等效阻抗和腔体屏蔽效能的影响, 发现开孔内置窗口结构腔体的近场屏蔽效能劣于远场屏蔽效能, 且不同金属窗口结构使得腔体的屏蔽效能和第一谐振频率均发生较大改变. 通过对相同的电磁问题进行 CST 计算仿真, 证实采用的等效电路方法正确可行, 这种考虑近场效应的等效电路方法弥补了全波分析计算效率过低的弊端, 可以为研究和工程人员分析复杂腔体近场屏蔽效能提供指导和参考.

2 等效电路模型

2.1 带窗口结构的开孔矩形腔体模型及计算屏蔽效能的等效电路

图 1 为电偶极子照射下带孔和内部含有窗口腔体的模型, 其中腔体的大小为 $a \times b \times d$, 厚度为 t , 矩形孔的大小为 $l \times w$, 窗口离开孔所在面的距离为 q , 测试点 M 离孔所在面的距离为 $p + q$, 在开孔正前方距离为 s 处放置极距为 p_e 的电偶极子.

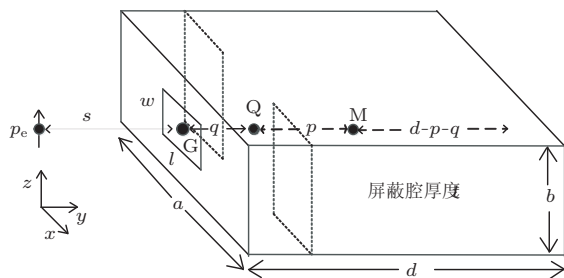


图 1 电偶极子照射下带内部窗口结构的腔体示意图

通常, M 点的电场屏蔽效能定义为

$$SE = 20 \log_{10} \left| \frac{\mathbf{E}_0(\mathbf{M})}{\mathbf{E}_s(\mathbf{M})} \right|, \quad (1)$$

其中, $\mathbf{E}_0(\mathbf{M})$ 和 $\mathbf{E}_s(\mathbf{M})$ 分别代表不存在和存在屏蔽腔时, M 点的电场强度. $\mathbf{E}_0(\mathbf{M})$ 可解析求得^[20-22]

$$\mathbf{E}_0(\mathbf{M}) = \frac{\eta_0 k^2 p_e}{4\pi} \left[\frac{j}{k(s+q+p)} + \frac{1}{k^2(s+q+p)^2} - \frac{j}{k^3(s+q+p)^3} \right] e^{-jk(s+q+p)} \mathbf{e}_x. \quad (2)$$

$\mathbf{E}_s(\mathbf{M})$ 可依据文献^[4, 9], 建立如图 2 所示等效电路模型, 利用电路方法求解.

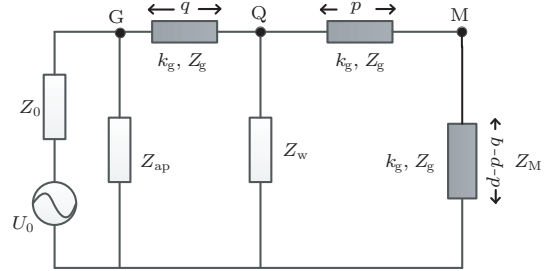


图 2 电偶极子照射下带内部窗的腔体电磁屏蔽等效电路模型

2.2 近场屏蔽效能的近似公式

本节我们将利用传输线方法分析含内部窗口结构的开孔腔体的近场屏蔽效能, 并推导相应的近场屏蔽效能近似解析公式.

由于外来入射场为电偶极子场, 则图 2 中的 U_0 和 Z_0 应分别为电偶极子场在开孔处的等效电压和波阻抗. 偶极子场和波阻抗在开孔面上能否视为均匀主要取决于孔面尺寸与波长的关系. 数值计算时, 为保证求解精度, 通常空间网格尺寸应小于电磁信号最小波长的十分之一. 因此可以认为开孔尺寸小于这一标准, 即可忽略偶极子场的幅值和波阻抗在开孔面上分布的不均匀性. 由文献^[20]可知, U_0 和 Z_0 可以用开孔中心点 G 处的幅值和波阻抗分别表示.

$$U_0 = |\mathbf{E}_s(\mathbf{G})| = \left| \frac{\eta_0 k^2 p_e}{4\pi} \left[\frac{j}{ks} + \frac{1}{k^2 s^2} - \frac{j}{k^3 s^3} \right] e^{-jks} \right|, \quad (3)$$

$$Z_0 = \eta_0 \left| 1 - \frac{j}{ks(1+jks)} \right|. \quad (4)$$

图 1 腔体上的开孔等效阻抗为^[4]

$$Z_{ap} = \frac{1}{2} \frac{l}{a} j 120 \pi^2 \left[\ln \left(2 \frac{1 + \sqrt{1 - (w_e/b)^2}}{1 - \sqrt{1 - (w_e/b)^2}} \right) \right]^{-1} \times \tan \frac{k_0 l}{2}, \quad (5)$$

其中 $w_e = w - \frac{5t}{4\pi} (1 + \ln \frac{4\pi w}{t})$ 为开孔的等效宽度.

同时, 将腔体看作一个波导管, 当外来电磁骚扰的频率低于该波导的第二截止频率时, 可以只考虑TE₁₀模, 则波导的特性阻抗 $Z_g = \eta_0 / \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}$, 传播常数 $k_g = k_0 \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}$, 其中 $k_0 = 2\pi/\lambda$.

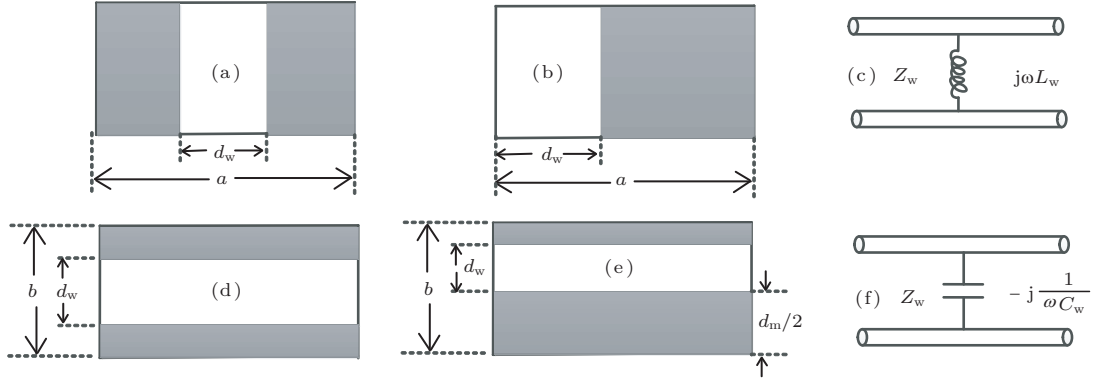


图3 窗口及其等效阻抗模型 (a) 对称电感窗; (b) 单边电感窗; (c) 电感窗等效模型; (d) 对称电容窗; (e) 非对称电容窗; (f) 电容窗等效模型

至此, 图2电路模型中的各个电路组件均已确定, 依据电路理论, 在G点的等效电压和等效阻抗为

$$U_G = U_0 Z_{ap} / (Z_0 + Z_{ap}), \quad (6)$$

$$Z_G = Z_0 Z_{ap} / (Z_0 + Z_{ap}). \quad (7)$$

经过长度为 q 的传输线后, 在Q点的等效骚扰信号源为

$$U_{QS} = \frac{U_G}{\cos k_g q + j(Z_G/Z_g) \sin k_g q}, \quad (8)$$

$$Z_{QS} = \frac{Z_G + jZ_g \tan k_g q}{1 + j(Z_G/Z_g) \tan k_g q}. \quad (9)$$

则在Q点的等效电压和等效阻抗

$$U_Q = U_{QS} Z_w / (Z_w + Z_{QS}), \quad (10)$$

$$Z_Q = Z_w Z_{QS} / (Z_w + Z_{QS}). \quad (11)$$

再经过长度为 p 的传输线后, 在M点等效的骚扰信号源为

$$U_{MS} = \frac{U_Q}{\cos k_g p + j(Z_Q/Z_g) \sin k_g p}, \quad (12)$$

$$Z_{MS} = \frac{Z_Q + jZ_g \tan k_g p}{1 + j(Z_Q/Z_g) \tan k_g p}. \quad (13)$$

将波导管视为终端短路, 离终端距离为 $d - p - q$ 处的阻抗

$$Z_M = jZ_g \tan k_g (d - p - q). \quad (14)$$

图3为四种含窗口结构的矩形腔体的截面图及其等效电路模型, 其中图3(a)—(c)为对称型、单边型两种电感窗及其等效感性阻抗 $Z_w = j\omega L_w$; 图3(d)—(f)为对称型、非对称型两种电容窗及其等效容性阻抗 $Z_w = -j\frac{1}{\omega C_w}$.

则测试点M处的电场强度为

$$E_s(M) = 2U_{MS} Z_M / (Z_M + Z_{MS}). \quad (15)$$

综合方程(3)—(14), 再将方程(2)、(15)代入方程(1), 即可求得M点的电场屏蔽效能.

3 窗口等效阻抗的讨论

依据文献[23], 图3(a), (b), (d), (e)窗口结构的等效阻抗可分别由(16)—(19)式确定.

$$Z_w \approx jZ_g \frac{a}{\lambda_g} \tan^2 \frac{\pi d_w}{2a} \left[1 + \frac{1}{6} \left(\frac{\pi d_w}{\lambda} \right)^2 \right], \quad (16)$$

$$\frac{d_w}{a} < 0.5,$$

$$Z_w = jZ_g \frac{a}{\lambda_g} \frac{\tan^2 \frac{\pi d_w}{2a}}{1 + \csc^2 \frac{\pi d_w}{2a}} \times \left\{ 1 + \frac{8\alpha^4 \beta^2 Q}{1 + \alpha^2 + \beta^6 (\beta^4 + 6\alpha^2)\alpha^2} + 2 \left(\frac{a}{\lambda} \right)^2 \right. \\ \left. \times \left[1 - 2 \frac{\alpha^2 + 2\beta^2 + \ln \beta}{\alpha^4 (1 + \alpha^2)} - \frac{2\alpha^4 \beta^2}{1 + \alpha^2} \right] \right\}, \quad (17)$$

其中

$$Q = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{a}{\lambda} \right)^2}} - 1, \\ \alpha = \sin \left(\frac{\pi d_w}{2a} \right), \quad \beta = \cos \left(\frac{\pi d_w}{2a} \right).$$

$$Z_w = -jZ_g \frac{\lambda_g}{4b} \left[\ln \left(\csc \frac{\pi d_w}{2b} \right) + \frac{Q_2 \cos^4 \frac{\pi d_w}{2b}}{1 + Q_2 \sin^2 \frac{\pi d_w}{2b}} + \frac{1}{16} \left(\frac{b}{\lambda_g} \right)^2 \left(1 - 3 \sin^2 \frac{\pi d_w}{2b} \right) \cos^4 \frac{\pi d_w}{2b} \right]^{-1}, \quad (18)$$

$$Z_w = -jZ_g \frac{\lambda_g}{4b} \left\{ \ln \left[\csc \frac{\pi d_w}{2b} \csc \frac{\pi}{2b} (d_w + d_m) \right] + \frac{2Q_1 \cos^2 \frac{\pi d_w}{2b} \cos^2 \frac{\pi}{2b} (d_w + d_m)}{1 + Q_1 \sin^2 \frac{\pi d_w}{2b} \sin^2 \frac{\pi}{2b} (d_w + d_m)} + Q_2 \left[3 \cos^2 \frac{\pi d_w}{2b} \cos^2 \frac{\pi}{2b} (d_w + d_m) - \cos^2 \frac{\pi d_c}{2b} - \cos^2 \frac{\pi}{2b} (d_w + d_m) \right] \right\}^{-1}, \quad (19)$$

其中

$$Q_n = \frac{1}{\sqrt{1 - (2b/n\lambda)^2}} - 1, \\ \alpha = \sin(\pi d/2a), \quad \beta = \cos(\pi d/2a),$$

λ 为骚扰信号波长, $\lambda_g = \lambda/\sqrt{1 - (c\lambda/2a)^2}$ 为矩形波导的波模波长, Z_g 为特性阻抗, a 为矩形波导的长边, b 为短边, d_w 为电感窗和电容窗的窗口宽度.

若图 1 中其他参数均固定, 则窗口等效阻抗 Z_w 将随着金属窗口宽度 d 的改变而不同. 下面我们以图 3(a) 所示的窗口结构为例, 对这个问题进行分析讨论. 为分析方便, 定义相对窗口宽度 $d_L = d_w/a$, 并将 Z_g 和 λ_g 代入 (16) 式, 则 (16) 式可改写为

$$Z_w \approx j \frac{\eta_0}{\sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}} \frac{a\sqrt{1 - (c\lambda/2a)^2}}{\lambda} \times \tan^2 \frac{\pi d_L}{2} \left[1 + \frac{1}{6} \left(\frac{\pi a d_L}{\lambda} \right)^2 \right], \quad d_L < 0.5. \quad (20)$$

上式表明, 随着 d_L 的增加, Z_w 将呈现非线性单调增长趋势, 即金属窗口宽度越大, 其所表现的阻抗也越大, 如图 4(a) 所示. 图 3 中其他三种窗口结构的阻抗变化分析与之类似, 这里不再赘述, 图 4(c), (d) 是这三种窗口结构等效阻抗随 d_L 或 d_C 的变化曲线, 其中 $d_C = d_w/b$.

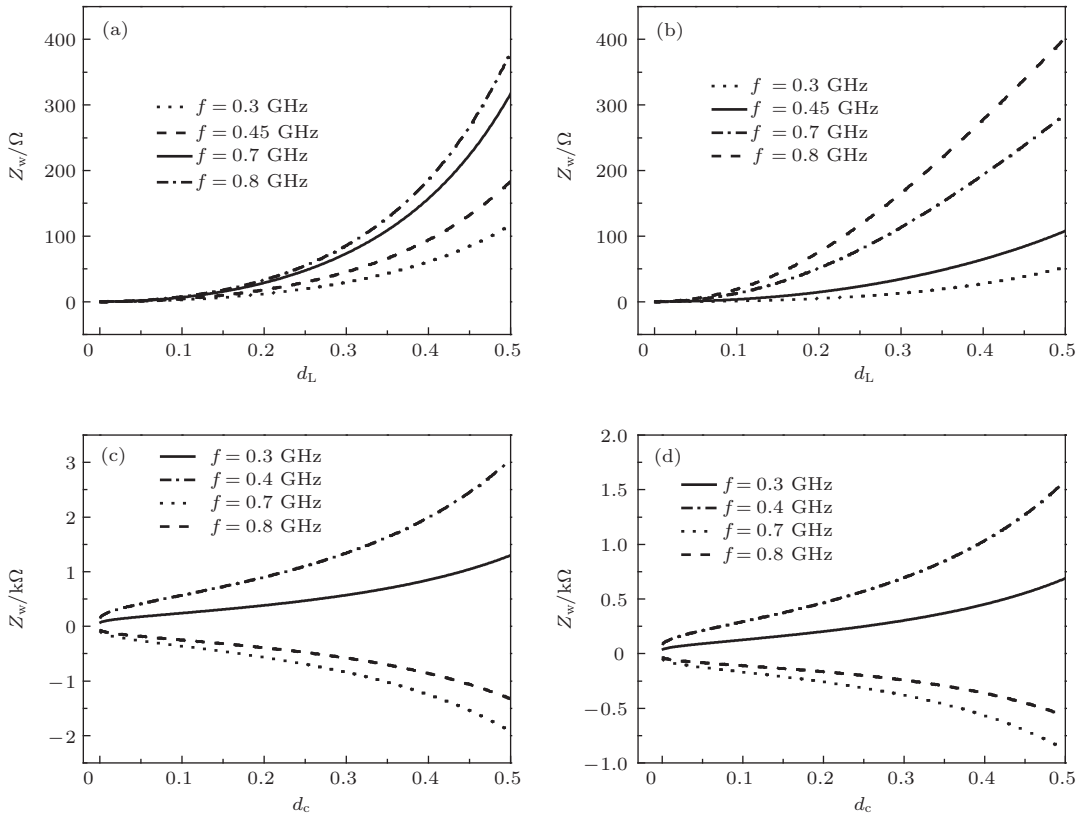


图 4 四种窗口结构等效阻抗随相对窗口宽度的变化曲线 (a) 对称电感窗口; (b) 单边电感窗口; (c) 对称电容窗口; (d) 非对称电容窗口

由图4可以看出, 频率固定时, 图3的四种窗口结构可等效为感性元件 L_w 或容性元件 C_w , L_w 和 C_w 均随着相对窗口宽度的增加而非线性的单调增大; 且 $d_C = d_L$ 时, 电容窗所表现的阻抗值远大于电感窗. 其中图3(a), (b)的窗口表现为感性元件; 在骚扰信号频率 $f = 0.5$ GHz左右两侧, 图3(d), (e)的窗口结构分别等效为感性元件和容性元件.

可以预见, 图1中窗口宽度改变, 图2窗口结构的等效阻抗不同, 则图2电路模型的谐振频率也不同. 考虑到电磁骚扰信号频率低于该波导的第二截止频率, 图2的电路模型可简化, 如图5所示.

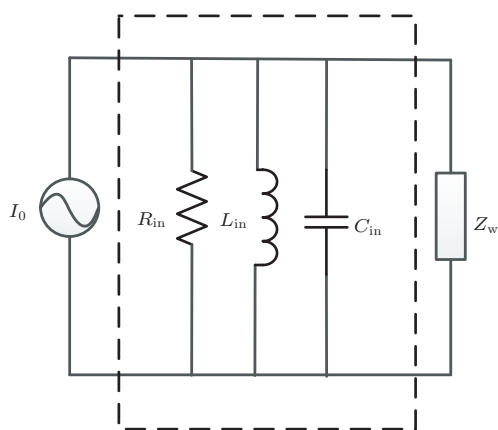


图5 TE₁₀模的简化等效电路模型

其中, R_{in} 代表不考虑窗口结构时, 骚扰信号穿过开孔入射到腔体内部后传播到观测点处的实际有功损耗元件, L_{in} 和 C_{in} 代表相应的无功损耗元件. 则该腔体的第一截止频率, 即图5电路的谐振频率可表示为

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{L_{in}L_w}{L_{in} + L_w}\right)C_{in}}}, \quad Z_w > 0,$$

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{(C_{in} + C_w)L_{in}}}, \quad Z_w < 0. \quad (21)$$

由(21)式可分析窗口对谐振频率的影响, 图1模型中无窗口结构表现为图2电路模型中无 Z_w , 而 Z_w 使波导的第一谐振频率 ω_1 发生偏移. Z_w 为感抗或容抗时, ω_1 将分别向上偏移和向下偏移, 且偏移量随 L_w 的减小或 C_w 的增大而增大, 并逐渐趋于一个稳定值; 相反地, 随 L_w 的增大或 C_w 的减小, 该偏移量逐渐减小, 图5电路谐振频率趋向于无窗口结构时腔体的第一谐振频率.

4 计算结果及分析

设腔体尺寸为 $300 \text{ mm} \times 120 \text{ mm} \times 300 \text{ mm}$ 、厚度为 1 mm , 矩形孔缝的大小为 $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$, 偶极子到开缝的距离 $s = 20 \text{ cm}$. 图3(a), (b)的窗口距开孔面的距离 $q = 75 \text{ mm}$, 图3(d), (e)模型中的 $q = 50 \text{ mm}$, 并令测试点M离孔缝所在面的距离为 150 mm .

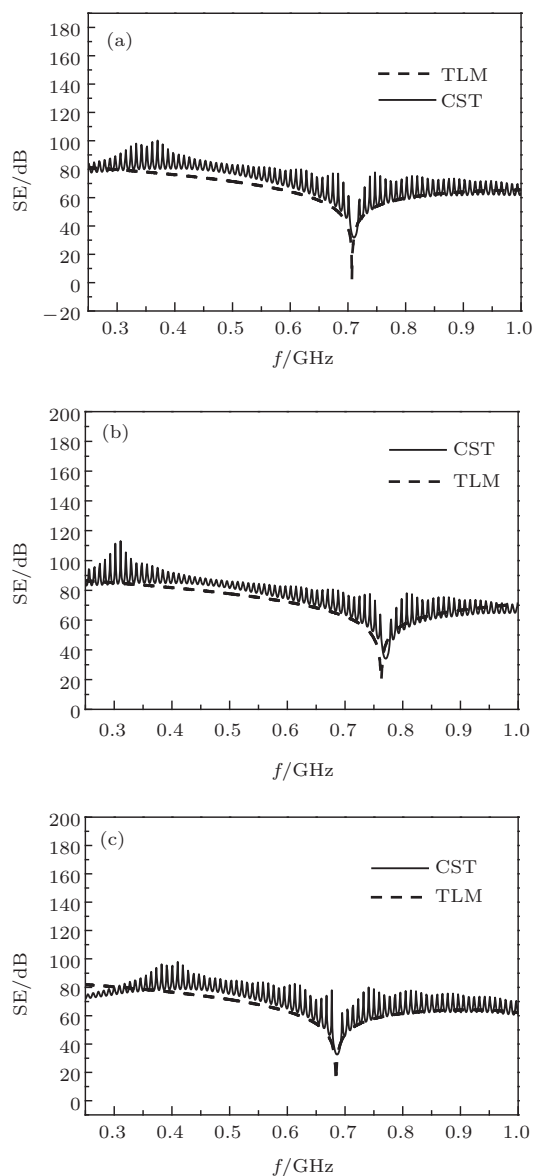


图6 TLM计算与CST仿真的SE结果 (a) 无金属窗口结构; (b) 含电感窗口结构; (c) 含电容窗口结构

考察无窗口、对称电感窗口和对称电容窗口三种结构下的近场屏蔽效能. 假定电感窗和电容窗的相对窗口宽度 d_L, d_C 均为 0.5 , 分别利用扩展的TLM方法计算和CST软件仿真得到腔体近场屏蔽效能, 如图6(a)—(c)所示, 对比可见本文采用扩展

的TLM方法和CST时域方法的仿真结果符合较好. 图6中, SE曲线的极值点对应的频点即为该波导第一谐振频率. 在该频点处, 由于共振内部电场强度较大, 腔体的屏蔽效能SE出现峰值性下降.

由图6可以看出, 当相对窗口宽度较大时, 有无窗口结构对近场屏蔽效能的影响不明显; 电感窗口使得腔体第一谐振频率向上偏移, 而电容窗口使得腔体谐振频率向下偏移. 这些结果与论文第三部分理论分析一致.

图7给出了图3所示的四种窗口结构的电场屏蔽效能. 可以看出: 1) 无论是对称电感窗口还是单边电感窗口, SE的变化趋势相同, 仅仅是SE的值有所不同; 同样的结论出现在对称电容窗口和非对称电容窗口情况. 2) 电感窗使得SE的谷值出现在7.5—8.0 GHz范围内, 而电容窗使得SE的谷值出现在5.5—7.0 GHz内, 即电感窗口和电容窗口分别

使得腔体第一谐振频率向上和向下偏移.

为详细考察窗口结构对SE的影响, 相对窗口宽度分别取0.01, 0.035, 0.02, 0.5, 1(对应无窗口情况)时, 做出它们的屏蔽效能随频率的变化曲线, 如图8所示. 由图可以看出: 1) 电感窗口和电容窗口均提高了腔体的近场屏蔽效能, 且相对窗口宽度越小, 腔体的近场屏蔽效能越好, 电感窗口对近场屏蔽效能的影响较为显著, 电容窗口的影响则不明显. 2) 电感窗口和电容窗口使得腔体第一谐振频率分别向上和向下偏移, 且相对窗口宽度越小, 频率偏移量越大. 但当开缝宽度足够小时, 谐振频率偏移量趋于稳定值, 而当相对窗口宽度足够大时, 该谐振频率则趋向于腔体固有谐振频率, 这与第三部分的理论分析结果一致. 3) 相比而言, 单边电感窗口的近场屏蔽效能略优于对称电感窗口, 非对称电容窗口的近场屏蔽效能略优于对称电容窗口.

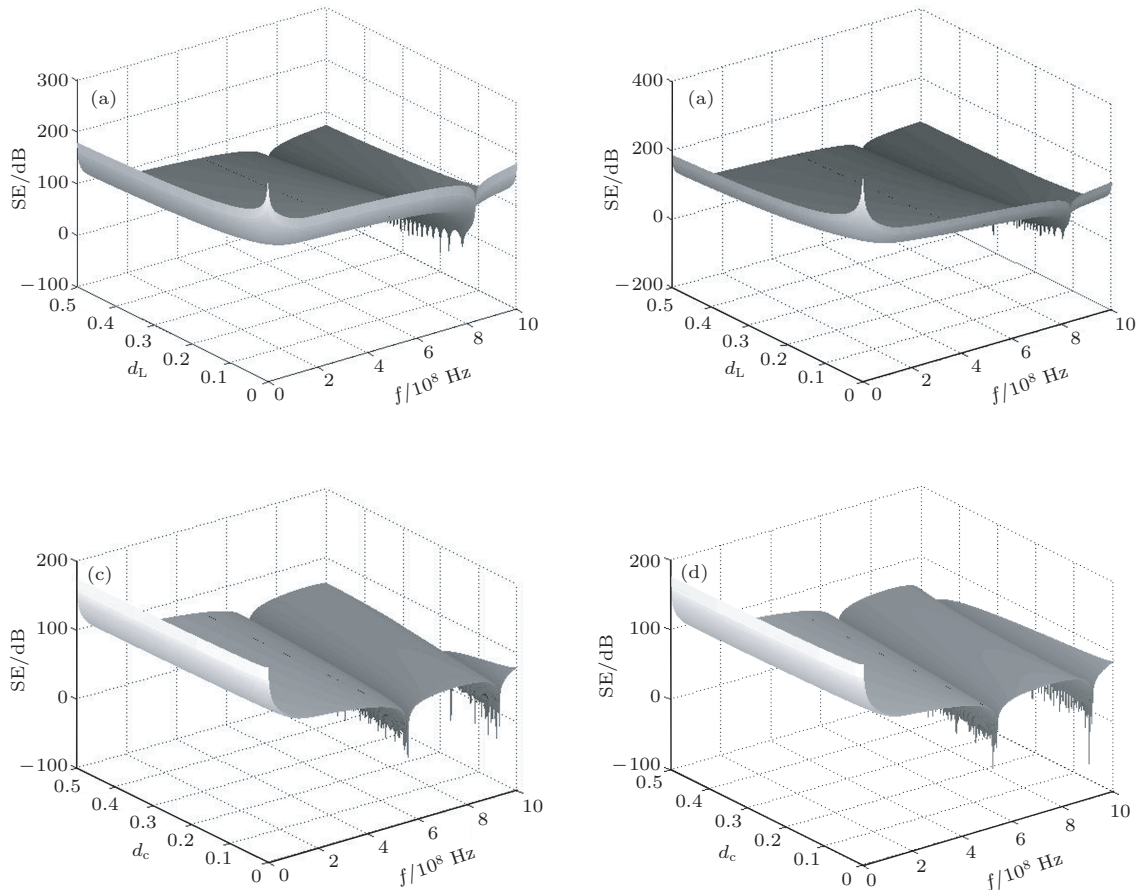


图7 四种窗口结构对电场屏蔽效能的影响 (a) 对称电感窗; (b) 单边电感窗; (c) 对称电容窗; (d) 不对称电容窗

为了比较SE远场与近场效应, 图9分别给出了不同窗口宽度和不同频率时SE随 s 的变化曲线, 图10给出了窗口相对宽度为0.35时, 不同 s 的近场屏蔽效能及远场屏蔽效能(图中用PW表示)随骚扰

信号频率的变化曲线. 由图9和图10可以看出: 当偶极子到腔体开孔面的距离大于25 cm时, 腔体屏蔽效能将稳定于远场屏蔽效能. 考虑到骚扰信号最高频率小于1 GHz(波长大于30 cm), 则距

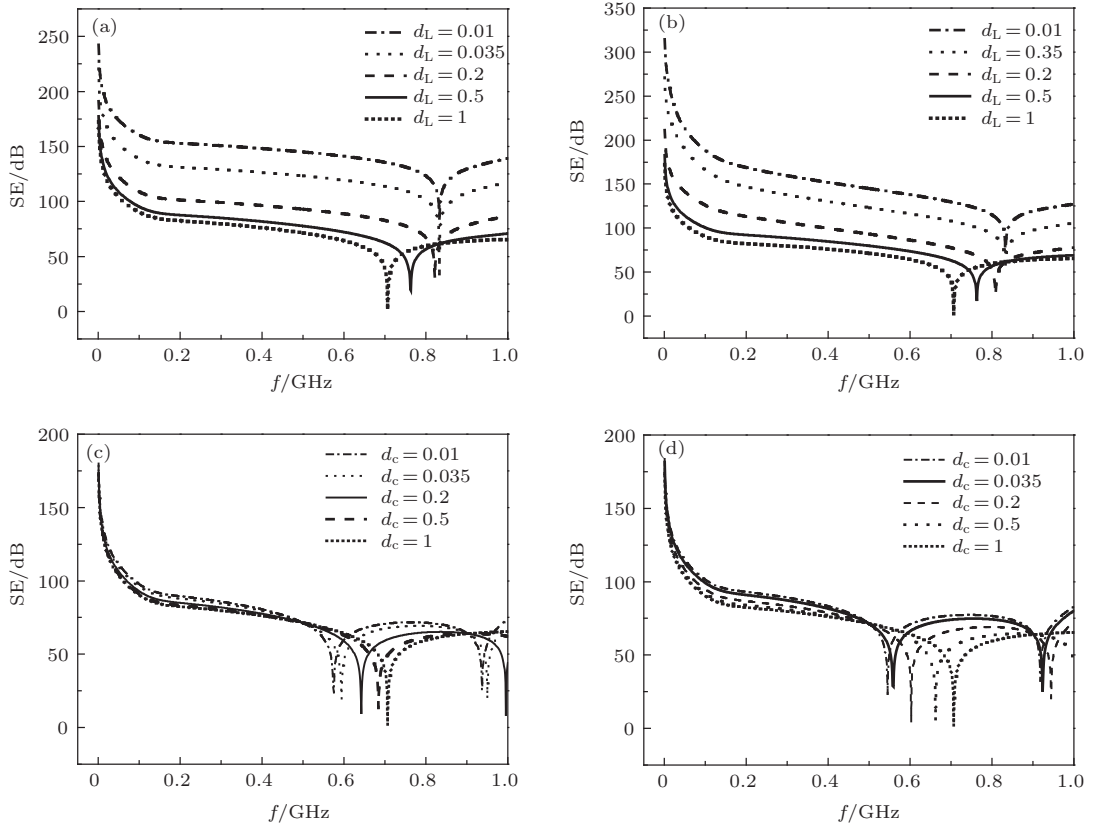


图8 电场屏蔽效能随骚扰信号频率的变化曲线 (a) 对称电感窗; (b) 单边电感窗; (c) 对称电容窗; (d) 不对称电容窗

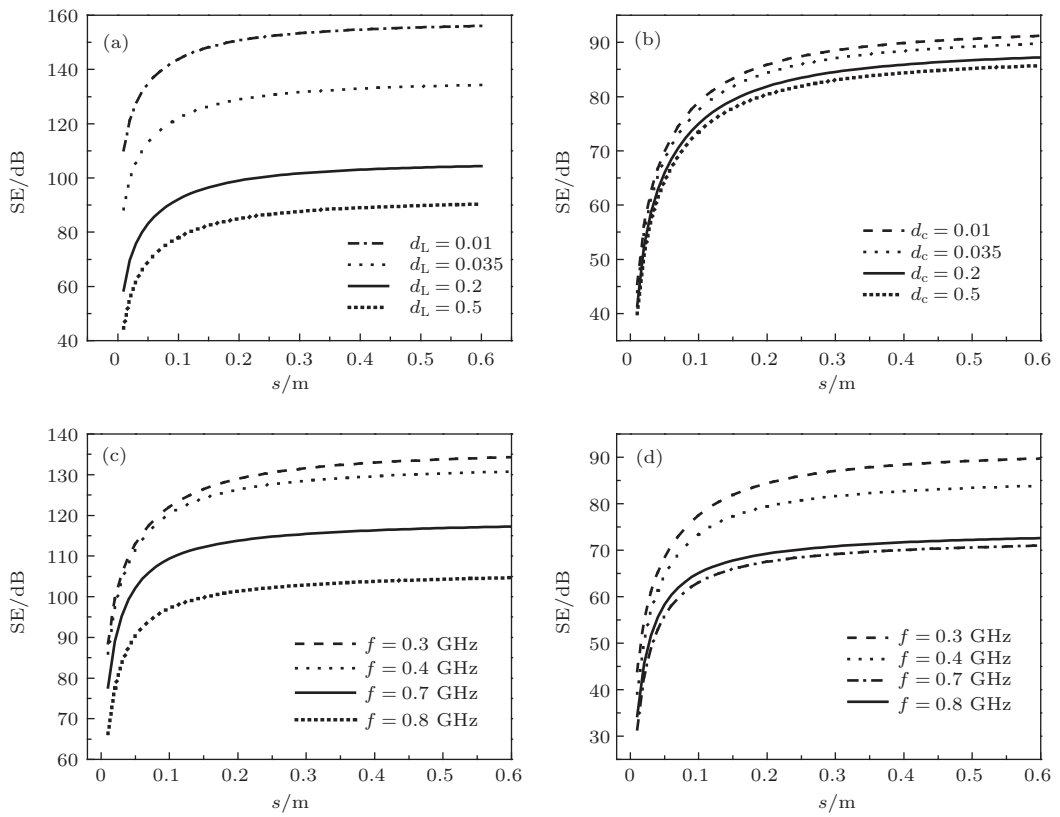


图9 电场屏蔽效能随 s 变化 (a) 对称电感窗, $f = 0.3$ GHz; (b) 对称电容窗, $f = 0.3$ GHz; (c) 对称电感窗, $d_L = 0.035$; (d) 对称电容窗, $d_C = 0.035$.

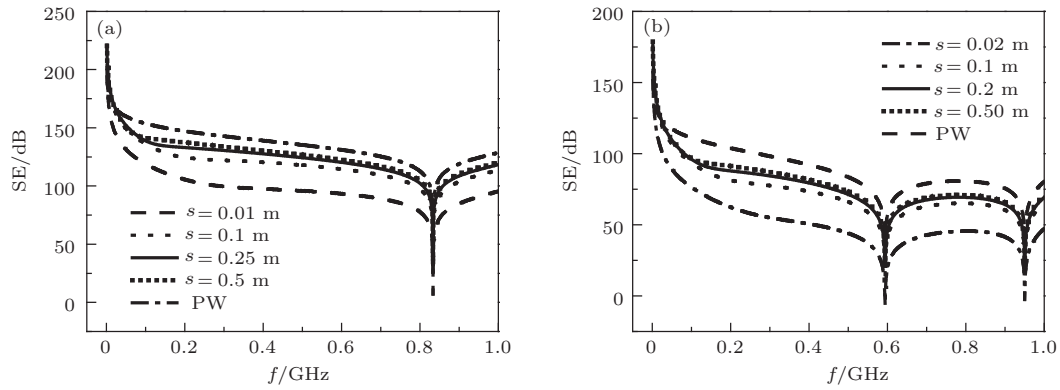


图10 腔体的近场屏蔽效能 (a) 对称电感窗; (b) 对称电容窗

离偶极子小于1个波长以内的区域为屏蔽效能变化强烈的“近场区”，对比文献[20]可见，腔体有无窗口结构对偶极子照射下远场和近场的划分标准影响不大。

5 结 论

本文针对开孔屏蔽腔体内置窗口结构的特点，基于扩展的传输线方法，建立了近场屏蔽效能等效电路模型。计算结果说明，开孔屏蔽腔体内置窗口腔体的近场屏蔽效能劣于远场屏蔽效能，这主要是由近场场强快速衰减造成的。同时，不同窗口结构将使腔体屏蔽效能产生不同的影响，电容窗口降低腔体谐振频率，电感窗口提高谐振频率；并且窗口开缝宽度较小时，都将明显提高腔体的屏蔽效能；相同条件下，电感窗对腔体屏蔽效能的影响大于电容窗。这是由于窗口结构的不同，直接影响了其等效阻抗的性质和数值，因此使得腔体谐振频率、腔体屏蔽效能产生不同程度的影响。相比于数值计算方法，扩展传输线方法大大提高了计算屏蔽效能的效率，是计算腔体近场屏蔽效能的一种高效的方法。

参考文献

[1] Chen J, Wang J G 2007 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **49** 354
 [2] Audone B, Balma M 1989 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **31** 102
 [3] Wallyn W, Zutter D D, Rogier H 2002 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **44** 130
 [4] 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
 [5] Dehkhoda P, Tavakoli A, Moini R 2008 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **50** 208

[6] Jongjoo S, Dong G K, Jong H K, Joung H K 2010 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **52** 566
 [7] Belokour I, LoVetri J, Kashyap S 2001 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **2** 702
 [8] Dehkhoda P, Tavakoli A, Moini R 2009 *13th International Symposium on Antenna Technology and Applied Electromagnetics and the Canadian Radio Sciences Meeting Banff, Canada, February 15–18, 2009*, p1
 [9] Hao J H, Qi P H, Fan J Q, Guo Y Q 2013 *PIER M* **32** 73
 [10] Wang J G, Liu G Z, Zhou J S 2003 *High Power Laser and Particle Beams* **15** 1093 (in Chinese) [王建国, 刘国治, 周金山 2003 *强激光与粒子束* **15** 1093]
 [11] 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]
 [12] Jiao C Q, Qi L 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 134104 (in Chinese) [焦重庆, 齐磊 2012 *物理学报* **61** 134104]
 [13] Moser J R 1988 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **30** 202
 [14] Bannister P R 1968 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **10** 2
 [15] Chiu H K, Lin M S, Chen C H 1997 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **39** 332
 [16] Ali S, Weile D, Clupper T 2005 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **47** 367
 [17] Criel S, Martens L, Zutter D D 1994 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **36** 161
 [18] Wilson P 1995 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **37** 126
 [19] Audone B, Balma M 1989 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **31** 102
 [20] 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]
 [21] Paul C R 2006 *Introduction to Electromagnetic Compatibility* (2nd Ed.) New Jersey: John Wiley & Sons, Inc.
 [22] Ren L 1980 *Antenna Theory Foundations* (Beijing: Posts & Telecom Press) (in Chinese) [任朗 1980 *天线理论基础* (北京: 人民邮电出版社)]
 [23] Marcuvitz N 1986 *Waveguide Handbook* (Vol.10) (UK: IET) p219

Influence of inner windows on near-field shielding effectiveness of rectangular cavity with apertures*

Fan Jie-Qing Hao Jian-Hong[†] Qi Pei-Hua

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

(Received 9 August 2013; revised manuscript received 18 September 2013)

Abstract

Influence of the inner windows on the shielding effectiveness of a cavity with apertures is investigated by using the adjusted transmission line method (TLM). Electric shielding effectiveness is calculated as a function of the opening width of metal windows. It is shown that the electric near-field shielding effectiveness of a cavity with inner windows and apertures is far inferior to that of far-field. Results also show that the near-field shielding effectiveness increases with the decrease of the opening width of the inner window, and the capacitive windows may lower the resonance frequency while the inductive windows may enhance. Results of the adjusted TLM are in good agreement with the CST simulation results.

Keywords: shielding effectiveness, transmission line method, electromagnetic compatibility, metal window

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

DOI: [10.7498/aps.63.014104](https://doi.org/10.7498/aps.63.014104)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61372050, 61250008).

[†] Corresponding author. E-mail: jianhonghao@ncepu.edu.cn