

# 孔阵结构近场屏蔽特性有限元数值仿真

石 峥, 杜平安

(电子科技大学机械电子工程学院, 四川成都 610054)

**摘要:** 为控制电子设备工作温度, 设备机箱上一般设计有用于通风散热的孔阵. 孔阵的存在造成了电磁能量的泄漏, 导致设备内外电磁信号的相互干扰. 当辐射源与屏蔽体间距及相邻屏蔽设备间距满足近场条件时, 必需进行近场屏蔽分析. 本文基于电磁场理论, 阐述了孔阵屏蔽效能的有限元计算原理, 对比分析了近场数值计算屏蔽效能和基于平面波理论计算屏蔽效能两种方法, 研究了相关参数对近场屏蔽效能的影响规律, 提出了提高近场屏蔽效能的设计方法, 并在此基础上对不同形状孔阵进行了屏蔽效能数值计算. 理论分析和仿真计算结果表明, 基于平面波理论的孔阵屏蔽效能计算方法不能用于近场屏蔽效能计算, 数值法是近场屏蔽效能计算的有效方法; 数值仿真表明, 在保证孔阵面积不变的条件下, 通过减小孔规格与辐射源波长的比值、增加孔数可以提高近场屏蔽效能, 但工程中常用的三种形状的孔阵近场屏蔽效能基本相同.

**关键词:** 孔阵; 近场; 有限元法; 屏蔽效能

**中图分类号:** TM 153      **文献标识码:** A      **文章编号:** 0372-2112 (2009) 03-0634-06

## Numerical Simulation of Near Field Shielding Properties for Aperture Arrays Based on FEM

SHI Zheng, DU Ping'an

(School of Mechatronics Engineering, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu, Sichuan 610054, China)

**Abstract:** Aperture arrays are often designed to provide airflow through shielding walls so that the interior temperature of electronics equipment can be controlled below a required level. The electromagnetic energy leakage through the aperture arrays is inevitable, thus the near field shielding effectiveness must be analyzed when the distance between the radiator and the shielding wall or the distance between two adjacent shielding walls satisfies the near-field condition. In this paper, the FEM for apertures is firstly introduced based on electromagnetic field theory, and the calculation approach of shielding effectiveness by numerical method and the formulation based on the plane wave theory are compared. Then, the effects of some related parameters on near field shielding effectiveness are analyzed thoroughly. As a result, an approach to improve near field shielding effectiveness is presented. By the FEM, the shielding effectiveness of aperture arrays with different shapes is analyzed. As the theoretical analysis and simulation results showing, the shielding effectiveness of aperture arrays is greatly overestimated by the classical plane wave theory and the numerical method is more effective in the calculation of near field. The results from numerical simulation shows that the near field shielding effectiveness can be elevated by reducing the ratio of the size of an aperture to the wave length of radiator or increasing the number of apertures while the area of apertures keeps unchanged, and three kinds of aperture arrays commonly used in engineering have the similar near field shielding effectiveness.

**Key words:** aperture array; near field; FEM; shielding effectiveness

### 1 引言

电磁屏蔽主要应用于阻挡或减小电磁能量的传输, 是抑制电磁干扰的重要手段. 通常屏蔽结构上存在用于通风、观察、维护等作用的孔阵, 然而孔阵是造成屏蔽体电磁泄漏的重要原因<sup>[1]</sup>.

针对目前广泛应用的复杂集成系统, 为便于系统安装维护, 采用密集布置的子机柜, 且机柜上均存在用于

内部设备散热的孔阵结构. 由于机柜内部辐射源距离屏蔽体很近, 且相邻机柜之间的间距很小, 所以必须要考虑屏蔽结构的近场屏蔽效能<sup>[2,3]</sup>.

当前工程中对孔阵结构屏蔽体的屏蔽效能计算除采用实验法外, 主要有基于平面波理论的公式计算法和数值法两种. 常用的数值方法主要有矩量法(MOM)、时域传输线矩阵法(TLM)、时域有限差分法(FDTD)及有限元法(FEM). 其中, 电磁场有限元法比其他数值方法更

适于分析复杂机构:对内部电磁问题建模准确有效;电的和物体几何尺寸的特性可分开定义和处理;并且,在建模过程中,可以克服 FDTD 中必需的阶梯建模空间问题<sup>[4]</sup>. 本文采用电磁场有限元法,首先,对基于平面波理论的屏蔽效能计算结果与近场屏蔽效能仿真结果作比较,证明前者不适用于近场屏蔽效能计算;其次,对辐射源位置、孔间距、孔尺寸三个主要影响近场屏蔽效能的因素进行仿真分析;最后,按照分析得到的提高近场屏蔽效能方法,分析比较了采用不同形状孔阵结构时的近场屏蔽效能.

## 2 孔结构屏蔽特性有限元分析原理

屏蔽体外部自由空间的电场满足矢量波动方程

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) - k_0^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}) = -jk_0 Z_0 \mathbf{J}(\mathbf{r}) \quad (1)$$

式中,  $\mathbf{J}(\mathbf{r})$  为激励源电流,  $k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$  为自由空间波数,  $Z_0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}$  为自由空间的特征阻抗, 引入电型半空间并矢格林函数  $\bar{G}_e$ ,

$$\bar{G}_e(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \bar{G}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - \bar{G}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + 2z\hat{z}G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \quad (2)$$

式中,

$$\bar{G}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = (\bar{\mathbf{I}} - \frac{1}{k_0^2} \nabla \nabla') G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \quad (3)$$

$$G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{e^{-jk_0|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \quad (4)$$

式中,  $z$  为孔洞的法线方向,  $\mathbf{r}$  和  $\mathbf{r}'$  分别表示从坐标原点指向场点和源点的矢量,  $\bar{G}_0$  为自由空间并矢格林函数,  $G_0$  为时谐场自由空间格林函数,  $\mathbf{r}'_i$  为  $\mathbf{r}'$  的镜像,  $\bar{\mathbf{I}} = \hat{x}\hat{x} + \hat{y}\hat{y} + \hat{z}\hat{z}$  为单位并矢.  $\bar{G}_e$  满足索末非(Sommerfeld)辐射条件, 及

$$\nabla \times \nabla \times \bar{G}_e(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - k_0^2 \bar{G}_e(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \bar{\mathbf{I}}\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (5)$$

$$\mathbf{n}' \times \bar{G}_e = 0 \quad (6)$$

式中,  $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \begin{cases} \infty & \mathbf{r} = \mathbf{r}' \\ 0 & \mathbf{r} \neq \mathbf{r}' \end{cases}$ ,  $\mathbf{n}' = -\hat{z}$ , 通过将式(1)与  $\bar{G}_e(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  点乘, 并在体积  $V_s$  内积分,  $V_s$  为包含源电流  $\mathbf{J}$  的体积, 结合并矢格林第二恒等式及式(6)可得外部任意点电场强度为:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}) = & -jk_0 Z_0 \iiint_V (\mathbf{r}') \bar{G}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dV \\ & + jk_0 Z_0 \iiint_V (\mathbf{r}') \cdot [\bar{G}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + 2z\hat{z}G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')] dV \\ & + 2 \iint_{S_a} [\hat{z} \times \mathbf{E}(\mathbf{r}')] \cdot [\nabla' \times \bar{G}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')] dS' \end{aligned} \quad (7)$$

式中,  $S_a$  为孔的表面区域, 右边第一项是由  $\mathbf{J}$  在自由空间产生的辐射场, 表示为  $\mathbf{E}^{inc}$ ; 第二项为  $\mathbf{J}$  的镜像电流产生的场, 表示为  $\mathbf{E}^{ref}$ . 可得

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}^{inc}(\mathbf{r}) + \mathbf{E}^{ref}(\mathbf{r}) + 2 \iint_{S_a} [\hat{z} \times \mathbf{E}(\mathbf{r}')] \cdot [\nabla' \times \bar{G}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}')] dS' \quad (8)$$

对式(7)取旋度, 可得

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) & = -jk_0 Z_0 \mathbf{H}^{inc}(\mathbf{r}) - jk_0 Z_0 \mathbf{H}^{ref}(\mathbf{r}) \\ & + 2k_0^2 \iint_{S_a} [\hat{z} \times \mathbf{E}(\mathbf{r}')] \cdot \bar{G}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dS' \end{aligned} \quad (9)$$

让  $z$  趋于 0, 可得开孔处电场和磁场之间的关系为  $\hat{z} \times [\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r})]_{z=0^+}$

$$= -2jk_0 Z_0 \hat{z} \times \mathbf{H}^{inc}(\mathbf{r}) + 2k_0^2 \hat{z} \times \iint_{S_a} [\hat{z} \times \mathbf{E}(\mathbf{r}')] \cdot \bar{G}_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dS' \quad (10)$$

因孔洞内部无源, 所以电场满足矢量波动方程

$$\nabla \times (\frac{1}{\mu_r} \nabla \times \mathbf{E}) - k_0^2 \epsilon_r \mathbf{E} = 0 \quad (11)$$

在屏蔽体壁上, 切向电场为零. 因此

$$\mathbf{n} \times \mathbf{E} = 0 \quad (12)$$

在孔洞处, 切向电场必须连续, 所以

$$\hat{z} \times \mathbf{E}|_{z=0^+} = \hat{z} \times \mathbf{E}|_{z=0^-} \quad (13)$$

$$\hat{z} \times [\nabla \times \mathbf{E}]_{z=0^+} = \hat{z} \times [\frac{1}{\mu_r} \nabla \times \mathbf{E}]_{z=0^-} \quad (14)$$

结合边界条件式(13)、式(14)及式(10)可得泛函  $F$  为

$$\begin{aligned} F(\mathbf{E}) = & \frac{1}{2} \iiint_V [\frac{1}{\mu_r} (\nabla \times \mathbf{E}) \cdot (\nabla \times \mathbf{E}) - k_0^2 \epsilon_r \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}] dV \\ & - k_0^2 \iint_{S_a} [\hat{z} \times \mathbf{E}(\mathbf{r})] \cdot \{ \iint_{S_a} [\hat{z} \times \mathbf{E}(\mathbf{r}')] G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dS' \} dS \\ & + \iint_{S_a} \{ \nabla \cdot [\hat{z} \times \mathbf{E}(\mathbf{r})] \} \{ \iint_{S_a} G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \nabla' \cdot [\hat{z} \times \mathbf{E}(\mathbf{r}')] dS' \} dS \\ & + 2jk_0 Z_0 \iint_{S_a} [\hat{z} \times \mathbf{E}(\mathbf{r})] \cdot \mathbf{H}^{inc}(\mathbf{r}) dS \end{aligned} \quad (15)$$

为了对泛函进行离散, 将孔洞细化为许多小的四面体体积单元, 通过使用矢量基函数, 在每个单元内的场可展开为

$$\mathbf{E}^e = \sum_{i=1}^n \mathbf{E}_i^e \mathbf{N}_i^e = \{ \mathbf{E}^e \}^T \{ \mathbf{N}^e \} = \{ \mathbf{N}^e \}^T \{ \mathbf{E}^e \} \quad (16)$$

式中,  $n$  为展开项的数目,  $\mathbf{E}_i^e$  为未知的展开系数,  $\mathbf{N}_i^e$  为第  $e$  个单元选择的矢量基函数. 在开孔每个面单元中, 表面场可以展开为

$$\hat{z} \times \mathbf{E}^s = \sum_{i=1}^{n_s} \mathbf{E}_i^s \mathbf{S}_i^s = \{ \mathbf{E}^s \}^T \{ \mathbf{S}^s \} = \{ \mathbf{S}^s \}^T \{ \mathbf{E}^s \} \quad (17)$$

式中,  $n_s$  表示展开项数,  $\mathbf{E}_i^s$  表示未知展开系数,  $\mathbf{S}_i^s$  表示选择的矢量基函数. 将式(16)和式(17)代入式(15), 泛函可以表示为

$$F = \frac{1}{2} \{ \mathbf{E} \}^T [K] \{ \mathbf{E} \} + \frac{1}{2} \{ \mathbf{E} \}^T [P] \{ \mathbf{E} \} - \{ \mathbf{E} \}^T \{ \mathbf{b} \} \quad (18)$$

按照里兹方法, 取式(18)对每条棱边场  $\mathbf{E}_i$  的偏导数, 并令其为 0. 可得方程组

$$[A] \{ \mathbf{E} \} = \{ \mathbf{b} \} \quad (19)$$

式中,  $[A] = [K] + [P]$ . 施加边界条件, 使孔洞壁上的棱边场为 0, 即可求得方程组的解<sup>[5]</sup>. 解出孔洞场后, 据

式(8)、式(9)便可计算出屏蔽体外部区域的场解。

### 3 孔阵近场屏蔽效能计算方式比较

#### 3.1 孔阵计算模型

采用机箱常用栅孔阵板,材料为不锈钢,机箱规格为 100mm × 100mm × 200mm,厚度 1mm,栅孔规格 60mm × 2mm × 1mm,沿 Z 向共分布有 20 个栅孔,孔间距

1mm,总开孔表面积 2400mm<sup>2</sup>。在机箱外部设一对称阵子天线,用于模拟近场辐射源,取机箱内部点(50mm, 50mm, 100mm)作为屏蔽效能测试点,以主要关心的电场屏蔽效能为研究对象。对于频率小于 1GHz 的任意激励源,模型均符合近场范围。为节省计算资源,采用简化方式建模,取机箱上带栅孔阵的一面,当作无限大平面处理,省略机箱其他面。计算模型见图 1。

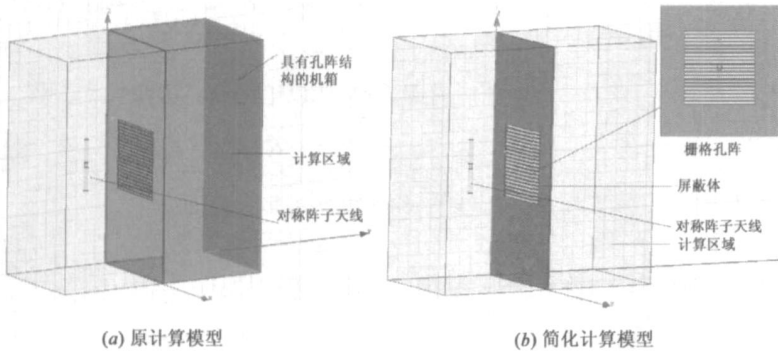


图1 孔阵屏蔽效能计算模型

为检验简化模型的计算准确程度,分别将辐射源置于栅孔板 10mm 和 20mm 处,计算完整机箱模型和简化模型在测试点的泄漏电场强度。图 2 显示了模型简化前后的计算结果。

采用简化方式后,在 100MHz~1GHz 之间,测试点的电场强度与采用原计算模型计算得到的电场强度间的最大差值不超过 2dBmV/m。可见,简化方法在 1GHz 以下能够保证较高的精度,可以代替原模型,进行孔阵结构近场屏蔽特性分析。

#### 3.2 近场屏蔽和平面波理论计算屏蔽的比较

国内外学者通过数值和实验方法,研究了存在孔阵的屏蔽体电磁能量耦合情况,并得出多种屏蔽效能计算方法,其分析和计算中的激励源主要采用平面波<sup>[6-8]</sup>。其中 M P Robinson 提出的基于波导理论和传输线法的修正孔阵屏蔽效能算法,由于计算简便,且与采用远场屏蔽效能测试标准获得的测试数据吻合良好,所以广泛用于孔阵屏蔽效能分析。

##### 3.2.1 Robinson 孔阵结构屏蔽效能计算方法

孔洞的有效宽度  $w_e$  为

$$w_e = w - \frac{5t}{4\pi} \left( 1 + \ln \frac{4\pi w}{t} \right) \quad (20)$$

式中,  $w$  为孔洞宽度,  $t$  为屏蔽体壁厚。根据 Gupta 提出的特性阻抗计算公式<sup>[9]</sup>,可得屏蔽体特性阻抗为

$$Z_{0s} = 120\pi^2 \left[ \ln \left( 2 \frac{1 + \sqrt{1 - (w_e/b)^2}}{1 - \sqrt{1 - (w_e/b)^2}} \right) \right]^{-1} \quad (21)$$

式中,  $b$  为屏蔽体高度。根据传输线理论可以计算得到孔洞的特性阻抗为

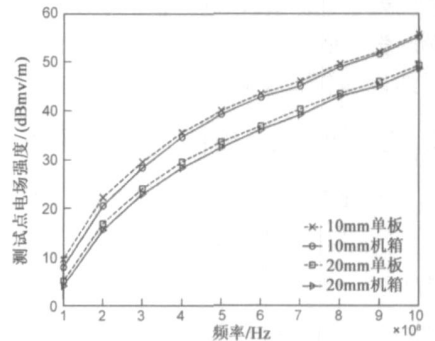


图2 模型简化前后计算结果对比图

$$Z_{\varphi} = n \frac{1}{2} \frac{l}{a} j Z_{0s} \tan \frac{k_0 l}{2} \quad (22)$$

式中,  $n$  为孔洞数目,  $l$  为孔洞长度,  $a$  为屏蔽体长度。运用 Thevenin 原理,可得等效电压  $v_1 = v_0 Z_{\varphi} / (Z_0 + Z_{\varphi})$ ,源阻抗  $Z_1 = Z_0 Z_{\varphi} / (Z_0 + Z_{\varphi})$ ,  $Z_0 \cong 377 \Omega$ 。TE<sub>10</sub> 模传输模式,波导特性阻抗  $Z_g = Z_0 / \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}$ ,传输常数  $k_g = k_0 \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}$ 。运用传输线理论求得测试点 P 的电压为

$$v_p = v_2 Z_3 / (Z_2 + Z_3) \quad (23)$$

$$v_2 = \frac{v_1}{\cos k_g p + j(Z_1/Z_g) \sin k_g p} \quad (24)$$

$$Z_2 = \frac{Z_1 + j Z_g \tan k_g p}{1 + j(Z_1/Z_g) \tan k_g p} \quad (25)$$

$$Z_3 = j Z_g \tan k_g (d - p) \quad (26)$$

式中,  $p$  为屏蔽体与测试点之间的距离,  $d$  为屏蔽结构的宽度。在没有屏蔽时, P 点的阻抗为  $Z_0$ ,电压  $v_p = v_0 / 2$ 。所以,屏蔽结构的电场屏蔽效能为:

$$SE = -20 \log_{10} \left| \frac{v_p}{v_0} \right| = -20 \log_{10} \left| \frac{2v_p}{v_0} \right| \quad (27)$$

##### 3.2.2 屏蔽效能比较

通过式(21)~(27)可知,Robinson 算法只涉及到了孔阵中孔的尺寸、数量、屏蔽体规格和测试点位置,未考虑辐射源位置变化及孔阵间距变化对屏蔽效能的影响。使用相同模型和测试点,按照 Robinson 算法计算屏蔽效能。图 3 为依据 Robinson 算法得到的屏蔽效能曲线与辐射源分别位于屏蔽体 10mm、8mm、5mm 处时采用有限元法得到的近场屏蔽效能对比图。

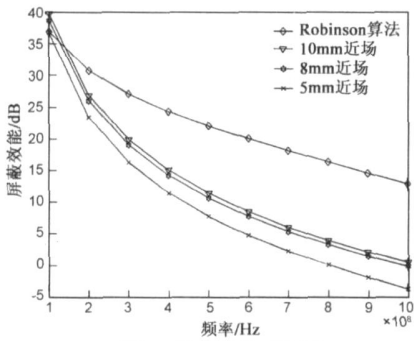


图3 屏蔽效能对比图

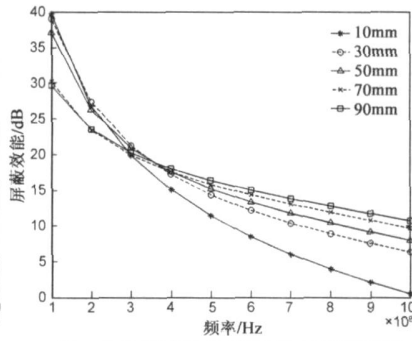


图4 不同距离下屏蔽效能与频率关系

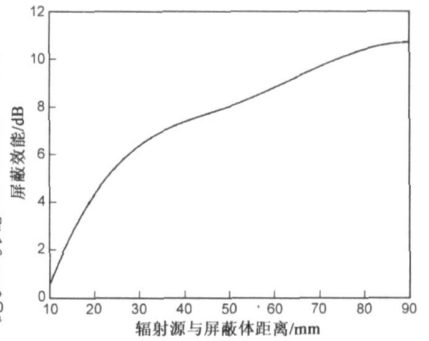


图5 屏蔽效能随距离变化趋势

可见, 近场屏蔽效能与采用平面波理论推导得到的Robinson 算法之间存在很大误差, 在 1GHz 处, 误差最大达到 20dB 以上, 这种误差不能被接受. 所以 Robinson 算法只能适用于远场屏蔽效能的计算, 在近场屏蔽效能计算中, 不能使用平面波替换原有辐射源. 同样, 采用平面波而不考虑辐射源位置推导得到的屏蔽效能计算方法均不适用于近场屏蔽效能计算.

因此, 孔阵近场屏蔽效能计算由于其结构复杂, 耦合情况难以用理论公式描述; 常用的基于平面波理论算法忽视了近场辐射源强度随距离变化的因素, 并且不考虑辐射源类型对屏蔽效能的影响, 存在计算值过高的缺陷; 所以数值法成为近场屏蔽效能计算的必要方法.

#### 4 参数变化对近场屏蔽效能的影响

本节分析辐射源与屏蔽体距离、孔间距、孔尺寸三个因素对近场屏蔽效能的影响.

##### 4.1 辐射源距离变化对近场屏蔽效能的影响

分析当辐射源与屏蔽体之间的距离改变时, 近场屏蔽效能的变化情况. 对称阵子天线与屏蔽板的距离变化范围 10mm ~ 90mm, 步进 20mm, 频率扫描范围 100MHz~ 1GHz. 图 4 为辐射源距离不同时, 近场屏蔽效能与频率的关系. 图 5 为以 1GHz 为例, 分析屏蔽效能随

距离变化的趋势.

从图 4 可知, 在辐射源与屏蔽结构距离一定时, 屏蔽效能随频率的增加而减小; 随着辐射源与屏蔽结构距离的减少, 屏蔽效能也在不断下降; 在频率为 1GHz, 辐射源与屏蔽结构距离为 10mm 处屏蔽效能甚至不到 1dB, 屏蔽体基本丧失了屏蔽效果, 在距离为 90mm 处, 屏蔽效能也未达到 12dB, 近场屏蔽效果很差.

图 5 显示了 1GHz 时, 近场屏蔽效能和辐射源与屏蔽体距离间变化趋势. 可见, 当采用对称阵子天线辐射源时, 随着距离的增加, 栅孔阵屏蔽结构的屏蔽效能呈上升趋势, 但是当距离大于一定程度时, 上升趋势逐渐减小, 大于一定距离后, 屏蔽效能基本没有变化. 产生上述现象的主要原因是, 随着距离的增加, 入射的电磁波电场强度随距离的变化趋势为  $E_r$  正比于  $1/r^2$ ,  $E_\theta$  正比于  $1/r^3$ , 其中  $r$  为屏蔽体上任意点到对称阵子天线中心的距离<sup>[10]</sup>.

##### 4.2 栅孔间距变化对近场屏蔽效能的影响

分析当栅孔间距变化时, 近场屏蔽效能的变化情况. 栅孔间距变化范围 1mm~ 7mm, 步进 2mm, 频率扫描范围 100MHz~ 1GHz. 图 6 为栅孔间距示意图. 图 7 为栅孔间距不同时, 近场屏蔽效能与频率的关系. 图 8 为以 500MHz 和 1GHz 为例, 屏蔽效能随栅孔间距变化的趋势.

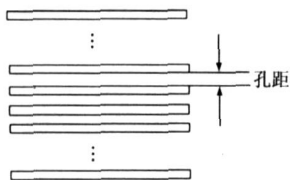


图6 栅孔间距示意图

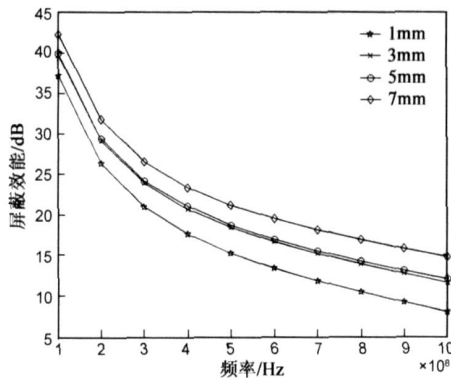


图7 不同孔距下屏蔽效能与频率关系

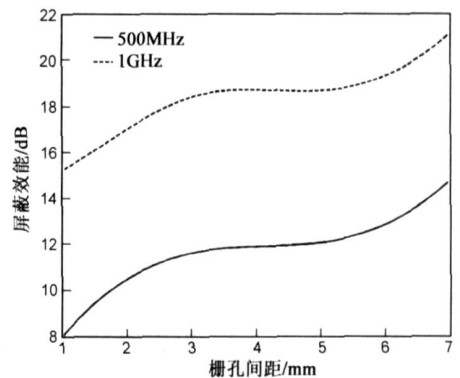


图8 屏蔽效能随栅孔间距变化趋势

从图 7 可知, 随着孔距增加, 屏蔽体近场屏蔽效能逐渐增加; 在孔距一定时, 随着频率增加, 近场屏蔽效

能逐渐减小。屏蔽效能虽然随孔距增加而增大，但变化幅度不大。如图可知，虽然在 1GHz 时屏蔽效能变化最大，但是孔距由 1mm 增加至 7mm，屏蔽效能只增加 7dB。

从图 8 可以发现近场屏蔽效能和屏蔽体孔距之间的变化趋势。可见，不同的频率下近场屏蔽效能与屏蔽体孔距之间的变化趋势基本相同。由于仿真采用的辐射源类型的原因，在某些区域变化幅度较小。但是总体来看，随着间距的增加，近场屏蔽效能呈上升趋势。

### 4.3 栅孔尺寸变化对近场屏蔽效能的影响

分析当栅孔尺寸变化时近场屏蔽效能的变化。在保证孔面积不变条件下，栅孔尺寸分别采用以下五种规格：60mm×2mm，50mm×2.4mm，40mm×3mm，30mm×4mm，20mm×6mm，栅孔间距 1mm，频率扫描范围为 100MHz~1GHz。图 9 显示栅孔尺寸不同时，近场屏蔽效能与频率的关系。图 10 为以 500MHz 和 1GHz 为例，近场

屏蔽效能随栅孔尺寸变化的趋势。

从图 9 可知，随着频率增加，栅孔尺寸不同的屏蔽体近场屏蔽效能均逐渐减小。栅孔尺寸长度减小，近场屏蔽效能有明显的提高，这一现象随频率增加而更加明显，在 1GHz 处，尺寸为 20mm×6mm 的栅孔近场屏蔽效能比 60mm×2mm 高 24dB。

图 10 显示了近场屏蔽效能和屏蔽体栅孔尺寸之间的变化趋势。可见，不同的频率下其屏蔽体栅孔尺寸与近场屏蔽效能之间的变化趋势基本相同。随着栅孔长度方向尺寸(图 1 中  $x$  向)的减少，近场屏蔽效能基本呈线性递增的趋势。上述现象可以用缝隙天线理论解释，因为孔宽度远小于入射波的波长，孔壁厚度可以忽略不计，符合缝隙天线要求。而缝隙天线的辐射场强正比于孔长，所以减小孔长与辐射源波长的比值可以有效减少辐射场强。

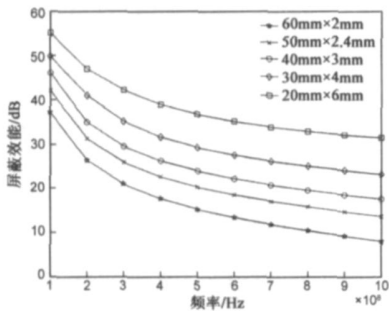


图9 栅孔尺寸变化与屏蔽效能的关系

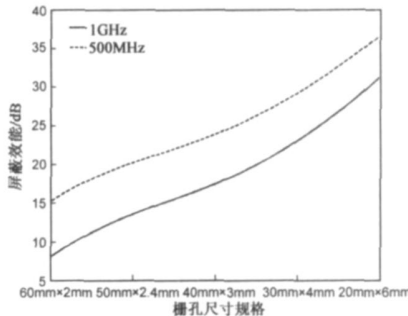


图10 屏蔽效能随栅孔尺寸变化趋势

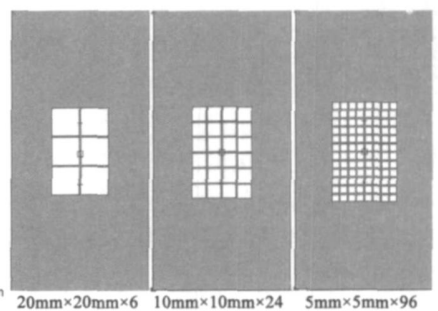


图11 三种规格的屏蔽结构模型

## 5 提高近场屏蔽效能的方法及效果比较

通过上述分析可知，可从增加屏蔽体与辐射源间的距离、加大栅孔间距、减小长度方向尺寸三个方面来提高近场屏蔽效能。因为屏蔽体与辐射源之间的距离要根据设备的实际情况来定，从这方面提高近场屏蔽效能不易实现；加大栅孔间距对于近场屏蔽效能提高的幅度不大，并且单纯增大栅孔间距不利于屏蔽体内

部设备的散热；所以主要从减小栅孔长度来提高近场屏蔽效能。

### 5.1 不同规格方孔结构对近场屏蔽效能的影响

以正方形孔为例，采用 20mm×20mm×6、10mm×10mm×24、5mm×5mm×96，三种规格的屏蔽体进行仿真分析。孔间距保持 1mm 不变，频率扫描范围 100MHz~1GHz。图 11 为三种规格的屏蔽结构模型；图 12 为三种规格近场屏蔽效能随频率变化情况。

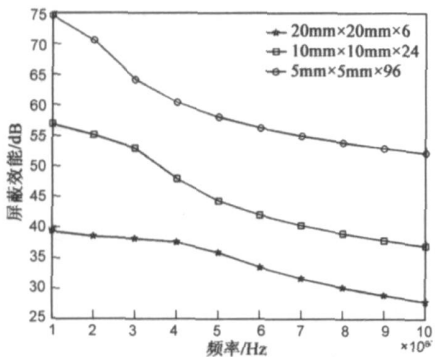


图12 三种规格近场屏蔽效能对比图

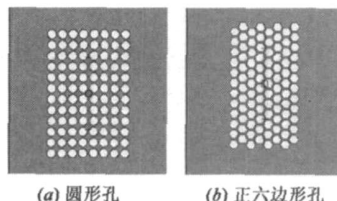


图13 两种形状的孔阵模型图

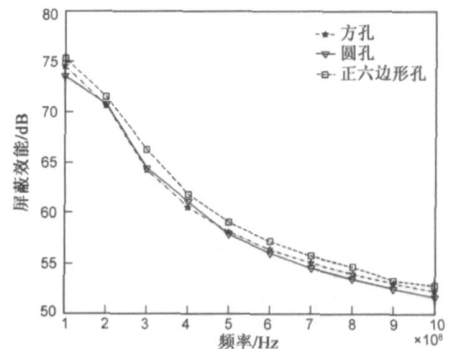


图14 三种孔阵近场屏蔽效能对比图

从图 12 可知，虽然三种形式的近场屏蔽效能也随频率不断下降，但整体屏蔽效果要远好于栅格形式，并

且随着方孔数量增加，屏蔽效能逐渐增加。以 1GHz 为例，20mm×20mm×6 的屏蔽效能可达 28dB；10mm×

10mm × 24 可达 37dB; 而 5mm × 5mm × 96 的屏蔽效能可达 52dB. 采用 5mm × 5mm × 96 的屏蔽结构, 可以获得很好的近场屏蔽效果.

## 5.2 常见孔结构近场屏蔽效能对比

采用工程中常用的圆孔和正六边形孔组成的孔阵, 进行与方孔孔阵的近场屏蔽效能仿真分析. 两种形式的单孔面积均与方孔相同, 孔数均为 96, 孔间距 1mm, 频率扫描范围 100MHz ~ 1GHz, 孔阵模型如图 13 所示. 图 14 为圆孔、正六边形孔、方孔近场屏蔽效能对比;

从图 14 可知, 圆孔孔阵与方孔孔阵的屏蔽效能相差很小, 其最大差值不超过 1dB; 正六边形孔孔阵与方孔孔阵的近场屏蔽效能也相差很小, 其最大差值不超过 2dB, 可以认为三种孔阵的近场屏蔽效能基本没有区别.

## 6 结论

通过对孔阵结构的近场屏蔽效能分析可知:

(1) 不能使用基于平面波推导得到的计算公式来进行近场屏蔽效能计算, 这样会带来很大误差. 只有在频率足够高, 以至辐射源与屏蔽体之间的距离满足远场条件时, 才可使用相关的计算公式.

(2) 辐射源与屏蔽体之间的距离对近场屏蔽效能有很大影响, 当辐射源离屏蔽体很近时, 即使是很小的孔阵结构, 也会有大量的电磁能量泄漏.

(3) 提高孔阵近场屏蔽效能最有效方法是减小孔规格与辐射源波长的比值; 同时, 尽可能远离辐射源, 并在容许条件下加大孔间距, 都可提高孔阵近场屏蔽效能.

(4) 在保证面积不变和孔数相同的情况下, 使用圆形孔阵、六边形孔阵和正方形孔阵的近场屏蔽效能相差很小, 可以依据其他条件(如散热效果、工艺条件等)进行选择.

### 参考文献:

[1] C C Chen. Transmission through a conducting screen perforated

periodically with apertures [ J ]. IEEE Trans Microw Theory Tech, 1970, 18( 9 ): 627- 632.

[2] S Criel, N Marly, D D Zutter. Near field penetration through a perforated flat screen [ A ]. Proceedings of IEEE Electromagnetic Compatibility Symp [ C ]. Dallas, TX: IEEE Press, 1993. 200-202.

[3] Shabista Ali, Daniel S Weile, Thomas Clupper. Effect of near field radiators on the radiation leakage through perforated shields [ J ]. IEEE Trans Electromagn Compat, 2005, 47( 2 ): 367- 373.

[4] A F Peterson, S L Lay, R Mittra. Computational Methods for Electromagnetics [ M ]. Piscataway, NJ: IEEE Press, 1997.

[5] 金建铭. 电磁场有限元方法 [ M ]. 西安: 西安电子科技大学出版社, 1998.

Jin Jianming. The Finite Element Method of Electromagnetic Field [ M ]. Xi'an: XiDian University Press, 1998. ( in Chinese )

[6] M P Robinson, T M Benson, C Christopoulos, et al. Analytical formulation for the shielding effectiveness of enclosures with apertures [ J ]. IEEE Trans Electromagn Compat, 1998, 40(3): 240- 248.

[7] S Criel, L Martens, D D Zutter. Theoretical and experimental near-field characterization of perforated shields [ J ]. IEEE Trans Electromagn Compat, 1994, 36(3): 161- 168.

[8] H A Mendez. Shielding theory of enclosures with apertures [ J ]. IEEE Trans Electromagn Compat, 1978, 20(2): 296- 303.

[9] K C Gupta, R Garg, I J Bahl, Microstrip Lines and Slotlines [ M ]. Norwood, MA: Artech House, 1979.

[10] C A Balanis. Antenna Theory: Analysis and Design, 2nd ed [ M ]. New York: John Wiley and Sons, 1997.

### 作者简介:

石 峥 男, 1977 年出生, 山西太原人, 电子科技大学机械电子工程学院硕士研究生, 主要研究方向为电磁兼容性设计与仿真.

E-mail: shizheng\_73962@163.com

杜平安 男, 1962 年出生, 重庆开县人, 电子科技大学机械电子工程学院教授, 博士生导师, 主要从事数字化设计、仿真与制造等研究.

E-mail: dupingan@uestc.edu.cn