

文章编号: 1001-4322(2003)03-0249-04

电磁脉冲斜入射时对孔缝耦合效应的数值分析*

付继伟, 侯朝桢, 窦丽华

(北京理工大学 自动控制系统, 北京 100081)

摘 要: 利用时域有限差分法 (FD TD) 研究了电磁脉冲对不同孔洞的耦合规律。分别分析了电磁脉冲对正方形、长方形和多孔洞的耦合效应, 讨论了不同极化方向的电磁脉冲对孔洞的耦合能量的规律。研究表明: 电磁脉冲对正方形孔洞的耦合能量较小; 而对长方形, 当脉冲极化方向与长方形短边平行时, 耦合能量最大; 在孔洞面积相同的条件下, 对多孔洞的能量耦合要比单孔洞小。

关键词: 时域有限差分法; 电磁脉冲; 耦合; 孔洞

中图分类号: O441.5

文献标识码: A

强电磁脉冲所产生的电磁脉冲效应非常显著^[1], 其上升前沿快、频谱宽, 对电子信息系统的破坏相当严重。当电子设备处于金属屏蔽体内时能很好的避开电磁干扰, 但是屏蔽体上不可避免地要开有散热窗或留有电缆通道等, 电磁波通过这些孔缝耦合入屏蔽体内, 会在电子器件上产生很强的感应电压和电流, 能导致状态的翻转, 性能的失效甚至永久损坏。由于强电磁脉冲的幅值高 (通常为几十 kV/m)、频带非常宽, 所以对系统的损害更为严重, 因此讨论其对屏蔽体孔洞的耦合效应是十分有必要的。

1 物理模型的建立

本文采用正方形屏蔽体来进行研究。电磁脉冲选取的是双指数平面波, 表达式为 $E = KE_f(e^{-t} - e^{-\alpha t})$, 调整 α 和 K 的值, 可以得到不同上升前沿和不同半宽度的电磁脉冲。本文中, 选取 $E_f = 9.00 \times 10^4 \text{V/m}$, $\alpha = 4 \times 10^7$, $\alpha = 2.6 \times 10^9$, K 为归一化常数 ($K = 1.084$)。极化方向为垂直极化。屏蔽体采用的是 $12\text{cm} \times 12\text{cm} \times 12\text{cm}$ 大小的正方形腔体, 而孔洞是面积为 9cm^2 的不同形状的孔洞, 波入射的角度为 60° (即与 y 轴的夹角为 60°)。腔体的周围是吸收边界, 用来截断计算空间, 其模型如图 1 所示。

在电磁脉冲对目标腔体孔缝耦合的数值研究中, 传统上采用基尔霍夫假定处理, 即假定孔缝处的场强值与屏蔽体外的场强值相同。但是, 该假定的成立必须满足孔径尺寸远大于入射波长这一条件。对于强电磁脉冲来说, 由于入射波的频谱极宽, 不能满足该假设, 所以传统的方法不适合于强电磁脉冲。通过采用时域有限差分算法^[2] (FD TD) 可以有效地解决这一问题。

整个物理过程满足无源的麦克斯韦方程组

$$\nabla \times E = - \frac{\partial}{\partial t} B - M \tag{1}$$

$$\nabla \times H = \frac{\partial}{\partial t} D + J \tag{2}$$

$$\nabla \cdot E = \rho / \epsilon_0 \tag{3}$$

$$\nabla \cdot B = 0 \tag{4}$$

将 (1) 式和 (2) 式用有限差分法进行差分离散, 得到时域差分方程 (以 E_z 为例)^[3,4]

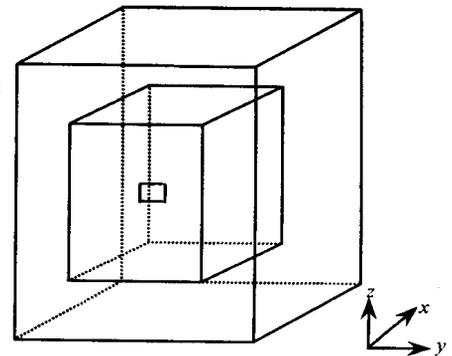


Fig. 1 Moduling
图 1 数学模型

* 收稿日期: 2002-07-18; 修订日期: 2002-11-11

基金项目: 国防科技基础研究基金资助课题

作者简介: 付继伟 (1978-), 男, 博士研究生, 现从事电磁兼容方面的工作。

$$E_z^{n+1}(i, j, k + \frac{1}{2}) = \{ [1 - \frac{e(i, j, k + 1/2) t}{2(i, j, k + 1/2)}] / [1 + \frac{e(i, j, k + 1/2) t}{2(i, j, k + 1/2)}] \} E_z^n(i, j, k + \frac{1}{2}) + [t / (i, j, k + \frac{1}{2})] / [1 + \frac{e(i, j, k + 1/2) t}{2(i, j, k + 1/2)}] \times [\frac{H_x^{n+1/2}(i + 1/2, j, k + 1/2) - H_x^{n+1/2}(i - 1/2, j, k + 1/2)}{x} - \frac{H_y^{n+1/2}(i, j + 1/2, k + 1/2) - H_y^{n+1/2}(i, j - 1/2, k + 1/2)}{y}] \quad (5)$$

其中计算空间分为总场和散射场,入射波通过连接边界射入总场区,而吸收边界采用的是 Mur 型二阶吸收边界^[5],其方程为

$$(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}) E = 0 \quad (6)$$

c 为真空中的光速。由于计算是三维的,所以整个程序要占用大量的存储空间,计算耗费时间也很多。

2 电磁脉冲对目标腔体不同孔缝耦合特性

2.1 电磁脉冲对正方形孔的耦合特性

入射波的时域波形如图 2 所示。图 3,图 4 是电磁脉冲对面积为 $3\text{cm} \times 3\text{cm}$ 的正方形孔洞的耦合结果,它们分别为距孔中心 1cm 处和腔体中心。从图中可以看出,在所构造的屏蔽体和小孔尺寸的条件下,该电磁脉冲的前沿部分很容易进入腔体,而后沿部分基本上无法进入,即强电磁脉冲的高频分量都能耦合进入腔体,而低频分量则被截止。但是,脉冲在屏蔽体内衰减得很快,脉冲场主要集中在孔缝附近,而在腔体中心主脉冲的幅值有很大衰减。在主脉冲结束后,出现了高频振荡,而且其幅度基本不变化。从时间上分析,该信号是从腔体其他壁反射回来的。所以,强电磁脉冲通过小孔耦合进入腔体后,并与腔体发生了腔体共振^[6,7]。

2.2 电磁脉冲对长方形孔的耦合特性

对于正方形和圆形,由于其结构的对称性,所以不同极化方向脉冲耦合进腔体的能量是相同的,只是方向相反。而对长方形,该规律并不适用。

2.2.1 极化方向平行于短边

采用相同面积的长方形孔,大小为 $6\text{cm} \times 1.5\text{cm}$,其短边与电磁脉冲的极化方向平行,图 5 和图 6 是距孔中心 1cm 处和腔体中心的曲线。从图形中可以明显得看出,长方形孔中心场强明显要比正方形和圆形大(大约为 3 倍),而且其衰减得很快。同样也是高频

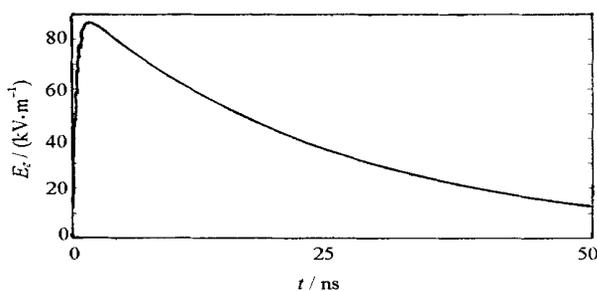


Fig. 2 Waveform of EMD

图 2 入射波的时域波形

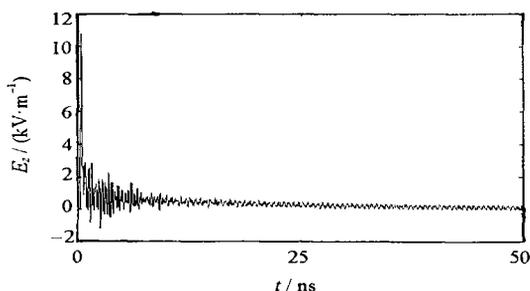


Fig. 3 Waveform of the EMP of the place

1cm to the middle of the square hole

图 3 距正方形孔中心 1cm 处 E_z 波形

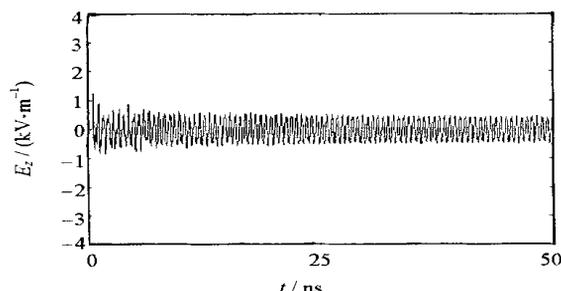


Fig. 4 Waveform of the EMP in the middle of the cavity

图 4 腔体中心 E_z 波形

部分可以进入腔体,低频部分很快就被衰减。在腔体中心,它的曲线和孔中心时基本相似,只是脉冲峰值有很大衰减,但同正方形孔相比峰值却要大很多。同样也存在共振,共振振幅要比正方形时小。

当相同的面积,取长方形孔的形状为 $10\text{cm} \times 0.9\text{cm}$ 时,由图 7,图 8 可以看出,其耦合进腔体的能量明显大于 $6\text{cm} \times 1.5\text{cm}$ 的,可知当长边与短边的比值越大时,耦合进入腔体的场强就越大,所以腔体上不宜开长方形的孔洞。

2.2.2 极化方向平行于长边

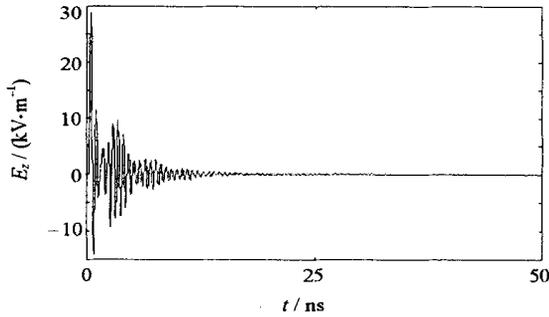


Fig. 5 Waveform of the EMP of the place
1cm to the middle of the rectangle hole
图 5 距长方形孔中心 1cm 处 E_z 波形

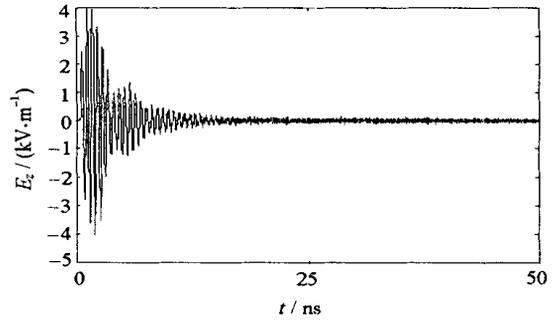


Fig. 6 Waveform of the EMP in the middle of the cavity
图 6 腔体中心 E_z 曲线

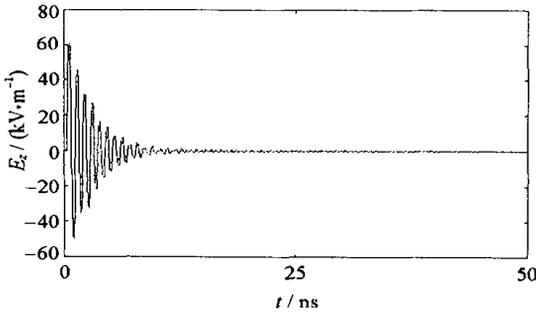


Fig. 7 Waveform of the EMP of the place
1cm to the middle of the rectangle hole
图 7 距长方形孔中心 1cm 处 E_z 波形

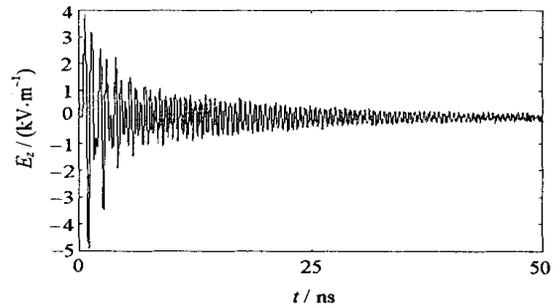


Fig. 8 Waveform of the EMP in the middle of the cavity
图 8 腔体中心 E_z 曲线

同样是 9cm^2 的面积, 但为 $1.5\text{cm} \times 6\text{cm}$ 的开孔, 结果如图 9, 图 10 所示。从图 9, 图 10 中可以看出, 耦合进腔体内的场强要比上一种情况小得多, 而其他极化方向都是这两者的线性组合, 所以可以认为其他极化方向的场的幅值介于这两者之间。

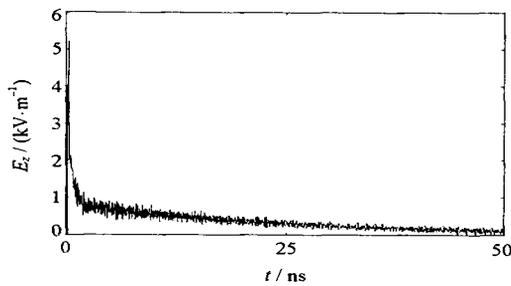


Fig. 9 Waveform of the EMP of the place 1cm
to the middle of the upright rectangle hole
图 9 距竖长方形孔中心 1cm 处 E_z 波形

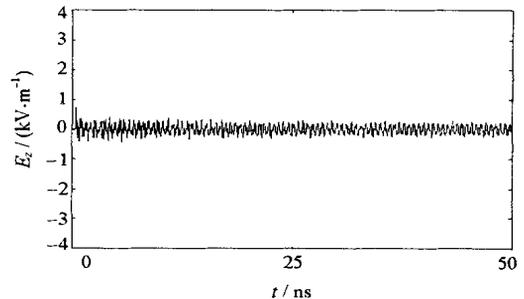


Fig. 10 Waveform of the EMP in the middle of the cavity
图 10 腔体中心 E_z 曲线

2.3 电磁脉冲对多孔洞的耦合

面积仍然为 9cm^2 , 但此时采用 4 个面积各为 2.25cm^2 ($1.5\text{cm} \times 1.5\text{cm}$) 的小正方形代替一个大正方形, 同样面对来波方向, 排列方式为上下各两个, 间距为 6mm 。图 11, 12 分别为单个小正方形距孔中心 1cm 处场强和腔体中心的场强。可以看出, 距离孔中心 1cm 处的场强要比单独用一个大正方形的小, 而腔体中心场强相差不多, 所以用多个小孔洞代替一个面积相同的大孔洞是比较好的措施。

3 总 结

通过计算知道, 强电磁脉冲波头可以较容易地通过孔缝耦合进入屏蔽体内, 进入腔体的主脉冲在腔体内衰减得很快, 基本上只存在于孔缝周围, 并且在腔体内发生共振现象。对正方形和长方形孔洞的耦合效应进行的比较表明 (在相同面积的情况下): 当极化方向与长方形短边平行时, 耦合进腔体内的能量最大, 正方形耦合进

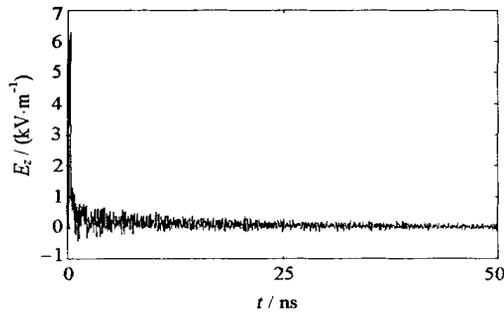


Fig. 11 Waveform of the EMP of the place
1cm to the middle of the small square hole
图 3 距小正方形孔中心 1cm 处 E_z 波形

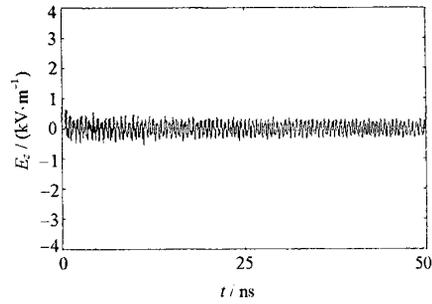


Fig. 12 Waveform of the EMP in the middle of the cavity
图 12 腔体中心 E_z 曲线

的能量相对较小^[8];当极化方向与长方形长边平行时,耦合进腔体内的能量较小;当长方形的长边与短边的比值越大时,耦合进腔体的能量就越大;多孔洞与单孔洞相比,耦合进腔体内的能量相对要小。同时我们发现,在电磁脉冲斜入射的时候,其规律和垂直入射时是一样的,只不过耦合进腔体内的能量相对要小一些。所以需要在屏蔽体上开孔时,应该尽可能采用多孔洞正方形孔。

参考文献:

- [1] 赖祖武. 电磁干扰防护与电磁兼容[M]. 北京: 原子能出版社, 1993. (Lai Z W. The protection of electromagnetic interference and electromagnetic compatibility. Beijing: Atomic Energy Press, 1993)
- [2] 王长清, 祝西里. 电磁场计算中的时域有限差分法[M]. 北京: 北京大学出版社, 1994. (Wang C Q, Zhu XL. The finite-difference time-domain method of electromagnetic computation. Beijing: Beijing University Press, 1994)
- [3] Taflov A. Computational electrodynamics[M]. Boston: Artech House Inc Press, 1995.
- [4] Kunz K. The finite difference time domain method for electromagnetics[M]. Florida: CRC Press, 1993.
- [5] Mur G. Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic-field equations[J]. *IEEE Trans Electromagn Compat*, 1981, (Emc-23): 377—382.
- [6] 刘顺坤, 傅君眉, 陈雨生, 等. 快上升前沿电磁脉冲的孔缝耦合效应数值研究[J]. 微波学报, 2000, 16(2): 182—186. (Liu S K, Fu J M, Chen Y S, et al. Numerical analysis on slot coupling effects of FREMP. *Journal of Microwaves*, 2000, 16(2): 182—186)
- [7] 刘顺坤, 傅君眉, 陈雨生, 等. 快上升前沿电磁脉冲与目标腔体的孔腔共振效应研究[J]. 强激光与粒子束, 1999, 11(4): 495—498. (Liu S K, Fu J M, Chen Y S, et al. Numerical studies on resonant effects of FREMP into a cavity through a slot. *High Power Laser and Particle Beams*, 1999, 11(4): 495—498)
- [8] 邱扬, 王世萍. 小孔矩形腔体屏蔽特性的研究[J]. 通信学报, 1994, 15(5): 75—81. (Qiu Y, Wang S P. Research for shielding characteristics of rectangular cavity with small apertures. *Journal of China Institute of Communications*, 1994, 15(5): 75—81)

Numerical analysis on hole coupling effects of an oblique incidence of electromagnetic pulse

FU Ji-wei, HOU Chao-zhen, DOU Li-hua

(Department Automatic Control, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

Abstract: The finite-difference time-domain method is used to research the rule of the electromagnetic pulse coupled to the cavity with different kinds of holes on it. The coupling effects of EMP on square, rectangle hole, multi-hole and the rule of EMP having different polarized direction coupled to rectangle hole are described. Computational data indicate: (1) The energy coupled to the square hole of EMP is less; (2) When the polarized direction of the incident wave are parallel to the short side of the hole, the energy coupled will attain the maximum; (3) The hole area being the same, the energy coupled to the multi-hole are less than that to the single hole.

Key words: FDTD method; EMP; Coupling; Hole.