

飞行器缝隙天线阵的频率响应与后向散射特性研究

张民，吴振森

(西安电子科技大学 理学院 陕西 西安 710071)

摘要：提出利用矩量法和边缘等效电磁流方法混合计算波导馈电的缝隙天线阵的频率响应和后向散射特性,可用于飞行器特殊部件后向散射特性分析中。矩量法用于波导缝隙的散射场及其耦合场的计算,边缘等效电磁流方法用于有限电大尺寸导体平板散射分析,将其叠加,得到了缝隙天线阵的后向散射截面,并对计算结果作出了分析,证实方法的可行性。

关键词：电磁散射 频率响应 缝隙天线 矩量法 等效电磁流

中图分类号 TN011 文献标识码 A 文章编号 :1001-2400(2000)05-0571-06

Research on the frequency response and RCS characteristics of the slot antennas in an aerocraft

ZHANG Min, WU Zhen-sen

(School of Science, Xidian Univ., Xi'an 710071, China)

Abstract : A numerical technique employing the MOM and EECs is presented for studying the scattering from slot antennas fed by waveguides with arbitrary terminations, which may be used to study the RCS of the special components of the aerocraft. The MOM is used to obtain the fields in the slots and deal with the coupling between them, while the EECs are used to analyze the EM scattering of a conducting plane. Overlapping them, we obtain the total fields of the slot antennas. Several results are presented, which demonstrate the applicability of this technique.

Key Words : EM scattering; frequency response; slot antennas; MOM; EECs

在实际问题中常常遇到缝隙的电磁散射问题,在飞机、导弹上,缝隙天线作为具有良好气动特性的共形天线被广泛应用。此外,在电磁干扰等研究中,同样涉及缝隙的散射问题。在隐形飞机面散射大大降低的情况下,飞行器上一些次要的散射源如缝隙天线等对整机 RCS 的贡献就不容忽视了。根据天线的外部特征及国内同类天线的结构,对所研究的天线结构可以做以下描述:天线由一组尺寸相同的矩形波导排列组成,缝隙为波导宽边开缝,整个天线为圆形。

文中采用矩量法和等效边缘电磁流方法混合研究该缝隙天线阵的散射特性。在计算中忽略波导壁厚度的影响。在计算缝隙上的场分布时,假设缝隙阵处在一无限大导体平板上,采用矩量法计算,而计算天线阵的散射场时,则通过叠加缝隙阵的散射场及有限大导体平板的散射场来近似。现有研究缝隙天线散射问题的方法,基本上是假设缝隙处于一无限大导体平板上,只考虑缝隙上场的散射,而不考虑导体平板的影响^[1~4]。有限尺寸导体平板的散射场(包括边缘绕射场)在计算中是不可忽略的,采用叠加缝隙阵和导体平板的散射场,

将更接近实际情况。

1 基本原理

1.1 波导馈电缝隙天线阵的散射场计算

波导馈电的缝隙天线结构如图 1 所示,假设缝隙处于一无限大导体平板上。当电磁波入射到天线上时,很大一部分能量将被导体平板反射到镜面方向,一小部分被缝隙散射到所有方向,剩下的部分通过缝隙进入到波导中。根据场的等效原理,设缝隙处为闭合的,在原缝隙的内外表面各引入一等效磁流,为了保证缝隙上切向电场的连续性,内外等效磁流方向相反。为了得到缝隙的散射场,首先要求出等效磁流,设第 i 个缝隙上的等效磁流为

$$\mathbf{M}_i = \hat{n} \times \mathbf{E}_s , \quad (1)$$

其中 \mathbf{E}_s 为缝隙上的电场。

由表面磁场的连续性,建立等效磁流满足的表面积分方程为

$$\sum_j \mathbf{H}_{ti}^{in}(\mathbf{M}_j) + \sum_j \mathbf{H}_{ti}^{ex}(\mathbf{M}_j) = \mathbf{H}_{ti}^{pri} , \quad (2)$$

其中下标 t 表示切向分量, \mathbf{H}^{in} , \mathbf{H}^{ex} 表示内部磁场及外部磁场, \mathbf{H}^{pri} 为没有缝隙时,入射场及导体平板的反射场之和。式(2)求和时,对于缝隙外表面的场,求和包含了所有缝隙磁流产生的场,对于内表面的场,则只对与第 i 个缝处于同一波导上的缝隙求和,这是由于内部的耦合只存在于同一波导的缝隙间。磁场与表面磁流之间的关系为

$$\begin{aligned} \mathbf{H}^{ex}(\mathbf{r}) &= -j\tilde{\omega}\epsilon_0 \iint_S \bar{G}^{ex}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}') ds' , \\ \mathbf{H}^{in}(\mathbf{r}) &= -j\tilde{\omega}\epsilon_0 \iint_S \bar{G}^{in}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}') ds' , \end{aligned} \quad (3)$$

$\bar{G}^{ex}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$, $\bar{G}^{in}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 分别为外部空间及波导内的并矢格林函数。

对于大多数的应用来说,缝的宽度很窄,因此假设缝上电场只有沿宽度方向的分量,且沿宽度方向大小不变,从而磁流只有 z 分量。为了求解缝隙上的磁流,将磁流用全域正弦基函数展开

$$\mathbf{M}_j = \hat{z} M_j = \hat{z} \sum_q^N V_{qj} B_{qj}(z) , \quad (4)$$

$$B_{qj}(z) = \sin\left[\frac{q\pi}{L}(L+z-z_j)\right] , \quad (5)$$

其中 L 为缝隙的长度, z_j 为第 j 个缝的中心位置。应用 Galerkin 方法,可将积分方程转化为如下的矩阵方程

$$\mathbf{Y}_{pq}^{ij} \times \mathbf{V}_{qj} = \mathbf{I}_{pi} , \quad (6)$$

其中当第 i, j 个缝在同一根波导上时, $\mathbf{Y}_{pq}^{ij} = \mathbf{Y}_{pq}^{ij}(ex) + \mathbf{Y}_{pq}^{ij}(in)$, 不在同一波导上时 $\mathbf{Y}_{pq}^{ij} = \mathbf{Y}_{pq}^{ij}(ex)$ 。
 $\mathbf{Y}_{pq}^{ij}(ex)$, $\mathbf{Y}_{pq}^{ij}(in)$ 分别为外部空间及波导内部的广义导纳矩阵。

1.1.1 由波导内部耦合引起的广义导纳矩阵的计算

$$\mathbf{Y}_{pq}^{ij}(in) = -j\tilde{\omega}\epsilon_0 \iint_{S_i} \iint_{S_j} G_{zz}^{in}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \sin B_p(z) \sin B_q(z') ds' ds , \quad (7)$$

其中 G_{zz}^{in} 为波导并矢格林函数的 zz 分量,

$$G_{zz}^{in}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \left(k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) g_{zz}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') , \quad (8)$$

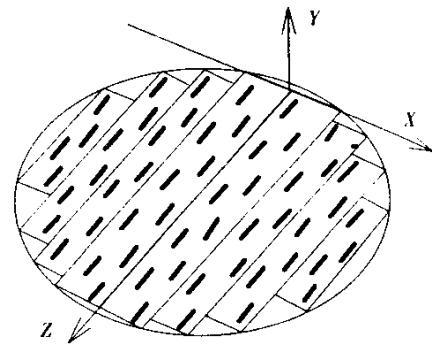


图 1 缝隙天线的几何结构示意

$$g_{zz}(r, r') = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{j \epsilon_m \epsilon_n}{2 a b k_{mn}} \exp(j k_{mn} |z - z'|) \cos \frac{m \pi x}{a} \cos \frac{m \pi x'}{a} \cos \frac{n \pi y}{b} \cos \frac{n \pi y'}{b} \quad , \quad (9)$$

其中 $\epsilon_m = \begin{cases} 1, & m = 0 \\ 2, & m \neq 0 \end{cases}$, $k_{mn} = [k^2 - (\frac{m \pi}{a})^2 - (\frac{n \pi}{b})^2]^{1/2}$, k 为自由空间的波数, a, b 为波导的宽边及窄边尺寸. 将格林函数代入积分式(7), 运用分部积分将微分运算转化到对正弦函数的微分, 可得矩阵元素的解析表达式为

当 $z_i > z_j$ 时,

$$Y_{pq}^{ij}(in) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} B_{mn}^{ij} \frac{k_p k_q (k^2 - k_{mn}^2) \exp(j k_{mn} (z_i - z_j))}{(k_p^2 - k_{mn}^2)(k_q^2 - k_{mn}^2) k_{mn}} \cdot [1 - (-1)^p \exp(j k_{mn} L)] [1 - (-1)^q \exp(-j k_{mn} L)] \quad . \quad (10)$$

当 $z_i < z_j$ 时,

$$Y_{pq}^{ij}(in) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} B_{mn}^{ij} \frac{k_p k_q (k^2 - k_{mn}^2) \exp(j k_{mn} (z_j - z_i))}{(k_p^2 - k_{mn}^2)(k_q^2 - k_{mn}^2) k_{mn}} \cdot [1 - (-1)^p \exp(-j k_{mn} L)] [1 - (-1)^q \exp(j k_{mn} L)] \quad . \quad (11)$$

当 $z_i = z_j$ 时,

$$Y_{pq}^{ii}(in) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} B_{mn}^{ii} \frac{-j I(k^2 - k_p k_q)}{(k_q^2 - k_{mn}^2)} \delta_{pq} + \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} B_{mn}^{ij} \frac{2 k_p k_q (k^2 - k_{mn}^2)}{(k_p^2 - k_{mn}^2)(k_q^2 - k_{mn}^2) k_{mn}} \begin{cases} 1 - \exp(j k_{mn} L) & , \quad p, q \text{ 均为偶数} \\ 1 + \exp(j k_{mn} L) & , \quad p, q \text{ 均为奇数} \end{cases} \quad , \quad (12)$$

其中

$$B_{mn}^{ij} = \frac{j \epsilon_m \epsilon_n w^2}{2 a b} \operatorname{sinc}^2\left(\frac{m \pi w}{2 a}\right) \cos\left(\frac{m \pi x_i}{a}\right) \cos\left(\frac{m \pi x_j}{a}\right) \quad ,$$

$$k_p = \frac{p \pi}{L}, \quad k_q = \frac{q \pi}{L}, \quad \delta_{pq} = \begin{cases} 1, & p = q \\ 0, & p \neq q \end{cases}, \quad w \text{ 为缝隙的窄边尺寸.}$$

1.1.2 由外部耦合引起的广义导纳矩阵的计算

$$Y_{pq}^{ij}(ex) = -j \tilde{\omega} \epsilon_0 \iint_{S_i} \iint_{S_j} G_{zz}^{ex}(r, r') \sin B_p(z) \sin B_q(z') ds ds' \quad , \quad (13)$$

其中 G_{zz}^{ex} 为波导并矢格林函数的 zz 分量.

$$G_{zz}^{ex}(r, r') = \left(k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \frac{\exp(-j k R)}{2 \pi R} \quad , \quad (14)$$

其中 $R = [(x - x')^2 + (y - y')^2]^{1/2}$ 为源点与场点的距离. 同样, 运用分部积分可将积分式(13)化为

$$Y_{pq}^{ij}(x) = k^2 \iint_{S_i} \iint_{S_j} \frac{\exp(-j k R)}{2 \pi R} \sin k_p\left(\frac{L}{2} + z - z_i\right) \sin k_q\left(\frac{L}{2} + z - z_j\right) ds ds' - k_p k_q \iint_{S_i} \iint_{S_j} \frac{\exp(-j k R)}{2 \pi R} \cos k_p\left(\frac{L}{2} + z - z_i\right) \cos k_q\left(\frac{L}{2} + z - z_j\right) ds ds' \quad . \quad (15)$$

式(15)可通过数值积分来计算. 但当 $i = j$ 时, 上述被积函数存在奇异性. 为了消除积分的奇异性, 可通过变量代换, 将直角坐标化为极坐标. 经复杂的运算, 可得到被积函数的解析表达式为

$$Y_{pq}^{ii}(ex) = \frac{1 + (-1)^{p+q}}{2 \pi} \left\{ \int_0^{\theta_0} \int_0^{L/\cos \theta} + \int_{\theta_0}^{\pi/2} \int_0^{w/\sin \theta} \right\} \exp(-j k \rho) F(\rho, \theta) d\rho d\theta \quad , \quad (16)$$

$$F(\rho, \theta) = \begin{cases} \frac{2(w - \rho \sin \theta)}{k_p^2 - k_q^2} [k_p(k^2 - k_q^2) \sin(k_q \rho \cos \theta) - k_q(k^2 - k_p^2) \sin(k_p \rho \cos \theta)] & , \\ & p \neq q \\ (w - \rho \sin \theta) [(L - \rho \cos \theta)(k^2 - k_p^2) \cos(k_p \rho \cos \theta) + \frac{1}{k_p}(k^2 + k_p^2) \sin(k_p \rho \cos \theta)] & , \\ & p = q \end{cases} \quad (17)$$

1.1.3 激励列矩阵

由于设导体平板无限大,因此在表面上反射磁场与入射磁场相等,则激励列矩阵的元素可由入射场表示为

$$I_{pi} = \frac{2j k Z_0 w k_p H_z^{inc}}{k_p^2 - k_z^2} \operatorname{sinc}\left(\frac{k_{ixw}}{2}\right) \exp[-j(k_{ix}x_i + k_{iz}z_i)] \exp\left(\frac{j k_{iz} L}{2}\right) [1 - (-1)^p \exp(-j k_{iz} L)], \quad (18)$$

其中 k_{ix}, k_{iz} 为入射波矢量 \mathbf{k}_i 的 x, z 分量, $\mathbf{k}_i = k \sin \theta_i (\cos \varphi_i \hat{z} + \sin \varphi_i \hat{x}) - \cos \theta_i \hat{y}$, $k_{ix} = k \sin \theta_i \sin \varphi_i$, $k_{iz} = k \sin \theta_i \cos \varphi_i$, $H_z^{inc} = -H_0 (\cos \theta_i \cos \varphi_i + \sin \varphi_i)$.

1.1.4 缝隙上等效磁流产生的远区散射场的计算

远区散射场可表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{H}^S(\mathbf{r}) = & -j \omega \epsilon_0 \frac{\exp(-j k r)}{2 \pi r} (\hat{\theta}_S \hat{\theta}_S + \hat{\varphi}_S \hat{\varphi}_S) \cdot \sum_{i=1}^M \iint_{S_i} \mathbf{M}_i \exp(j \mathbf{k}_S \cdot \mathbf{r}') d\mathbf{s}' = \\ & -j \omega \epsilon_0 \frac{\exp(-j k r)}{2 \pi r} (\hat{\theta}_S \hat{\theta}_S + \hat{\varphi}_S \hat{\varphi}_S) \cdot \hat{z} \cdot \sum_{i=1}^M \left\{ \exp[j(k_{sx}x_i + k_{sz}z_i)] \exp\left(-\frac{j k_{sz} L}{2}\right) \cdot \right. \\ & \left. w \operatorname{sinc}\left(\frac{k_{sx} w}{2}\right) \left[\sum_{p=1}^N V_{pi} k_p [1 - (-1)^p \exp(j k_{sz} L)] \right] \right\}, \end{aligned} \quad (19)$$

其中 $\mathbf{k}_S = k \sin \theta_S (\cos \varphi_S \hat{z} + \sin \varphi_S \hat{x}) + \cos \theta_S \hat{y}$, $k_{sx} = k \sin \theta_S \sin \varphi_S$, $k_{sz} = k \sin \theta_S \cos \varphi_S$.

1.2 大的导体平板的远区散射场

在计算给出的圆形缝隙天线阵的散射特性时,应将有限大导体平板的作用考虑进去,利用一致性物理绕射理论的边缘等效电磁流方法来计算,这样可以考虑边缘绕射等因素.此部分计算方法可参考文献[5].

2 计算结果及讨论

2.1 波导缝隙天线阵的频率响应计算

计算天线缝隙阵的散射特性时,必须考虑缝隙阵的频率响应特性.为此首先计算单根波导上双缝隙的频率响应特性.假设缝隙处于无限大的导体平板上.

图 2 给出了双缝天线的后向散射截面入射角在 $\theta_i = 45^\circ$, $\varphi_i = 0^\circ$ 时,在不同的基函数个数下的频率响应特性.缝隙及波导的尺寸与缝隙阵天线尺寸相同,频率范围从 4~40 GHz,覆盖了所有的 C, Ka, Ku 波段.从图中可以看出在不同频率时不同个数基函数时对散射结果的影响.

1) 在 4~12 GHz 的范围内只取一个基函数即可,在 12~35 GHz 的范围内取 3 个基函数即可,在 35~40 GHz 的范围内取 5 个基函数即可.

2) 对于不同入射、观察角,在不同的特殊频率点处,会出现奇异点,这些对应称为缝隙天线阵的谐振频率点.

谐振频率是计算散射特性时必须考虑的问题.为了进一步分析谐振频率点的位置及相关因素,可进一步

计算缝隙天线阵的频率响应特性.

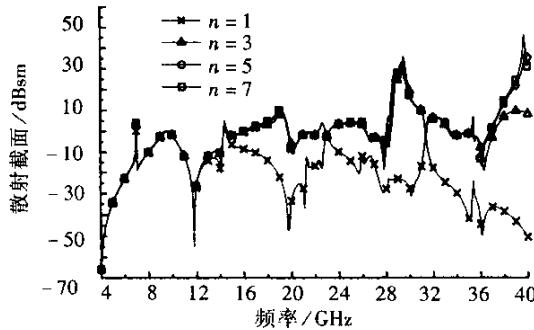


图 2 双缝天线基函数不同时的频率特性

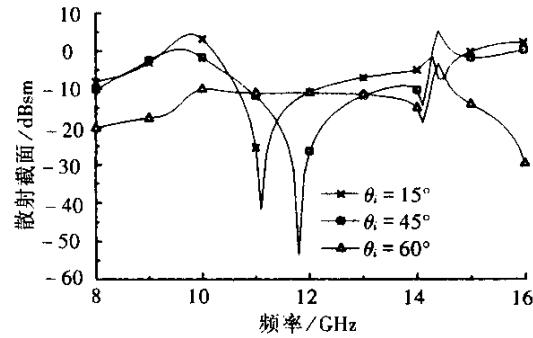


图 3 双缝天线不同入射角下的频率特性

图 3 给出了双缝天线在 4~40 GHz 的范围内 $n = 5$ 个基函数时, 不同入射角 ($\varphi_i = 0^\circ$) 的散射截面的频率特性. 可以看到, 天线谐振频率点不仅与天线缝的个数有关, 还与入射方位角有关. 当入射角与缝隙天线阵的法向夹角越小时, 谐振频率点基本上相当于缝长等于入射半波长的整数倍处.

此外, 通过理论分析和计算发现, 天线谐振频率点位置还与缝长、缝间距以及缝的个数以及其间耦合有关, 而在缝隙天线阵的散射特性计算时必须考虑入射波在一定入射方位角下的谐振点.

2.2 圆波导缝隙天线阵的后向散射特性

这里主要计算大的导体圆盘(半径为 0.35 m)上的波导缝隙(544 缝)天线阵在 C,Ku 波段的后向散射特性.

2.2.1 C 波段的散射特性

通过前面分析知道, 在 C 波段一阶基函数起主要作用, 因此只取第一项基函数计算缝隙阵的散射特性. 为了考察大的导体平板对散射场的影响, 分别计算了缝隙阵的散射场、圆形平板的散射场及它们共同的散射场. 频率为 5 GHz, $\varphi_i = 45^\circ$ 时的后向 RCS 计算结果如图 4 所示. 结果表明, 在 C 波段, 若将平板的影响考虑进去, 则天线阵的散射将主要由平板的散射决定, 缝隙的作用可以忽略.

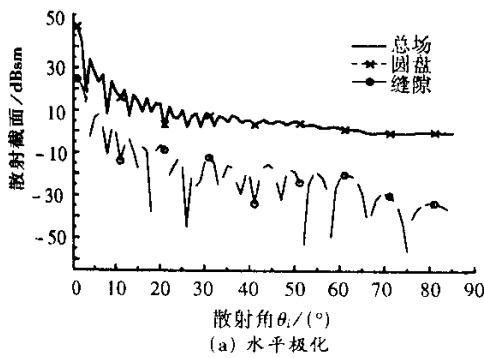
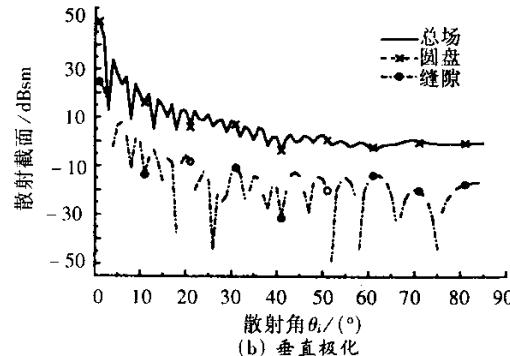


图 4 波导缝隙天线阵的后向散射截面(频率 = 5 GHz)



2.2.2 Ku,Ka 波段的散射特性

频率为 15 GHz, $\varphi_i = 45^\circ$, 取 3 个基函数, 天线阵列的后向散射截面如图 5 所示. 从图中可以看出此时波导缝隙天线阵对后向散射截面影响在较大的散射角范围内渐渐显示出来. 还计算了 Ka 波段的后向散射特性, 如图 6, 发现随着频率的增高, 波导缝隙阵对散射总场的作用愈大, 而且明显地呈现出对观察方位角选择的周期性. 这符合实际分析情况, 表明作者的计算是合理的.

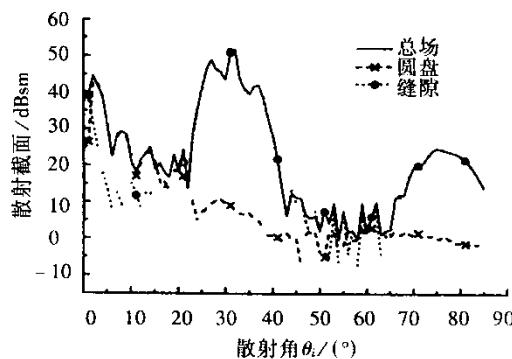


图 5 缝隙天线阵的后向散射截面
频率 = 15 GHz ,水平极化

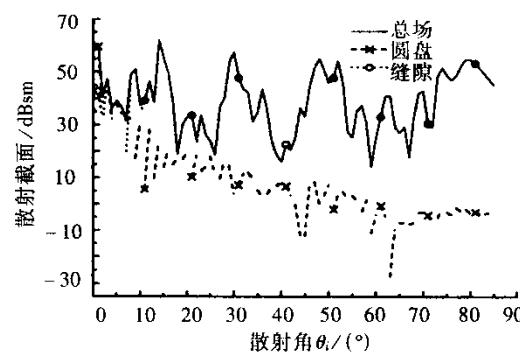


图 6 缝隙天线阵的后向散射截面
频率 = 32 GHz ,水平极化

3 结 论

文中应用矩量法和边缘等效电磁流方法混合计算了圆波导缝隙天线阵的频率相应和后向散射特性,通过分析可以得到以下结论:

(1) 在 4~12 GHz 的范围内只取一个基函数即可,在 12~35 GHz 的范围内取 3 个基函数即可,在 35~40 GHz 的范围内取 5 个基函数即可.

(2) 天线谐振频率点位置与入射方位角、缝隙的缝长、缝间距以及缝的个数以及其间耦合有关,而在缝隙天线阵的散射特性计算时必须考虑入射波在一定入射方位角下的谐振点.

(3) 在低频率时,天线的散射主要来自于大的导体平板,缝隙的散射很小可以忽略,随频率的升高,缝隙的散射增强,除了平板的镜像散射方向以外,散射主要由缝隙散射决定.

总之,采用矩量法和边缘等效电磁流方法混合计算有限尺寸的缝隙天线阵的散射特性,更接近于实际情况.

参考文献:

- [1] Fan G X , Jin J M. Scattering from a Cylindrically Conformal Slotted Waveguide Array Antenna[J]. IEEE Trans Antennas and Propagation , 1997 , 45(7):1 150 ~ 1 159.
- [2] Josefsson L G. Analysis of Longitudinal Slots in Rectangular Waveguides[J]. IEEE Trans Antenna and Propagation , 1987 , 35(12):1 351 ~ 1 357.
- [3] Chen J , Jin J. Electromagnetic Scattering from Slot Antennas on Waveguides with Arbitrary Terminations[J]. Microwave and Optical Technology Letters , 1995 , 10(5):286 ~ 291.
- [4] Josefsson L. Slot Coupling and Scattering[A]. IEEE Antennas Propagation Int Symp[C]. Dallas , TX , 1990. 942 ~ 945.
- [5] 吴振森 张 民. 一致性绕射理论的等效边缘电磁流在多边形板双站散射中的应用[J]. 电波科学学报 , 1998 , 13(2):139 ~ 143.

(编辑:李维东)

如何学习天线设计

天线设计理论晦涩高深，让许多工程师望而却步，然而实际工程或实际工作中在设计天线时却很少用到这些高深晦涩的理论。实际上，我们只需要懂得最基本的天线和射频基础知识，借助于 HFSS、CST 软件或者测试仪器就可以设计出工作性能良好的各类天线。

易迪拓培训(www.edatop.com)专注于微波射频和天线设计人才的培养，推出了一系列天线设计培训视频课程。我们的视频培训课程，化繁为简，直观易学，可以帮助您快速学习掌握天线设计的真谛，让天线设计不再难…



HFSS 天线设计培训课程套装

套装包含 6 门视频课程和 1 本图书，课程从基础讲起，内容由浅入深，理论介绍和实际操作讲解相结合，全面系统的讲解了 HFSS 天线设计的全过程。是国内最全面、最专业的 HFSS 天线设计课程，可以帮助你快速学习掌握如何使用 HFSS 软件进行天线设计，让天线设计不再难…

课程网址: <http://www.edatop.com/peixun/hfss/122.html>

CST 天线设计视频培训课程套装

套装包含 5 门视频培训课程，由经验丰富的专家授课，旨在帮助您从零开始，全面系统地学习掌握 CST 微波工作室的功能应用和使用 CST 微波工作室进行天线设计实际过程和具体操作。视频课程，边操作边讲解，直观易学；购买套装同时赠送 3 个月在线答疑，帮您解答学习中遇到的问题，让您学习无忧。

详情浏览: <http://www.edatop.com/peixun/cst/127.html>



13.56MHz NFC/RFID 线圈天线设计培训课程套装

套装包含 4 门视频培训课程，培训将 13.56MHz 线圈天线设计原理和仿真设计实践相结合，全面系统地讲解了 13.56MHz 线圈天线的工作原理、设计方法、设计考量以及使用 HFSS 和 CST 仿真分析线圈天线的具体操作，同时还介绍了 13.56MHz 线圈天线匹配电路的设计和调试。通过该套课程的学习，可以帮助您快速学习掌握 13.56MHz 线圈天线及其匹配电路的原理、设计和调试…

详情浏览: <http://www.edatop.com/peixun/antenna/116.html>



关于易迪拓培训:

易迪拓培训(www.edatop.com)由数名来自于研发第一线的资深工程师发起成立，一直致力于专注于微波、射频、天线设计研发人才的培养；后于 2006 年整合合并微波 EDA 网(www.mweda.com)，现已发展成为国内最大的微波射频和天线设计人才培养基地，成功推出多套微波射频以及天线设计经典培训课程和 **ADS**、**HFSS** 等专业软件使用培训课程，广受客户好评；并先后与人民邮电出版社、电子工业出版社合作出版了多本专业图书，帮助数万名工程师提升了专业技术能力。客户遍布中兴通讯、研通高频、埃威航电、国人通信等多家国内知名公司，以及台湾工业技术研究院、永业科技、全一电子等多家台湾地区企业。

我们的课程优势:

- ※ 成立于 2004 年，10 多年丰富的行业经验
- ※ 一直专注于微波射频和天线设计工程师的培养，更了解该行业对人才的要求
- ※ 视频课程、既能达到了现场培训的效果，又能免除您舟车劳顿的辛苦，学习工作两不误
- ※ 经验丰富的一线资深工程师主讲，结合实际工程案例，直观、实用、易学

联系我们:

- ※ 易迪拓培训官网: <http://www.edatop.com>
- ※ 微波 EDA 网: <http://www.mweda.com>
- ※ 官方淘宝店: <http://shop36920890.taobao.com>