

有限长V锥天线的辐射场

王洪裕, 阮成礼, 王琪

(电子科技大学物理电子学院 成都 610054)

【摘要】采用模式匹配法分析了有限长V锥天线的辐射特性,并给出了天线的辐射方向图。通过对天线周围空间的合理分区以及利用已有无限长V锥天线的辐射场公式,得到各分区的场量展开式,且展开系数由分区交界面的场分量连续条件加以确定,从而得到远区辐射场的解析表达式。计算结果与仿真结果十分吻合,证实了模式匹配法用于分析有限长V锥天线辐射特性是非常成功的。该结果对非轴对称天线的分析和V锥天线的工程设计有参考意义。

关键词 超宽带; V锥天线; 模式匹配; 三角板天线

中图分类号 TN822+.8 **文献标识码** A

Radiation Fields of V-Conical Antennas with Finite Length

Wang Hongyu, Ruan Chengli, Wang Qi

(School of Physics Electronics, UEST of China Chengdu 610054)

Abstract Using mode match matching, the paper at first time analyses the radiation fields of the V-conical antennas with finite length for the first time. This approach is facilitated by dividing the space into two subregions reasonably, thus allowing use of spherical harmonic expansions in each subregion. The expansion coefficients are found by enforcing the continuity condition at the region boundary surface. The methods leads to very good agreements between the theoretical results and the simulated results, which is given by Ansoft HFSS 8.0. The conclusions of this paper can be used for engineering design of V conical antennas.

Key words ultra wide band; V-conical antennas; mode-matching method; triangular plate antenna

超宽带(Ultra Wide Band, UWB)电磁脉冲因其脉宽窄,频谱含量丰富,在超宽带雷达、通信、电子对抗等方面得到了广泛应用。V锥天线是一种广泛用于辐射超宽带电磁脉冲的超宽带天线。在辐射臂无限长的情况下,V锥天线的输入阻抗与频率无关。V锥天线也是三角板天线的原始模型,在 $q_0=90^\circ$ 时V锥天线退化为三角板天线,所以分析V锥天线具有十分重要的意义。文献[1]用保角变换法得到了无限长V锥天线的场,并求出了无限长V锥天线的输入阻抗,然而实际工程中的V锥天线都是有限长的,带宽也是有限的,目前国内还没有关于有限长V锥天线研究的文献。现行分析有限长天线辐射场的方法主要有矩量法^[2]、有限差分法^[3]、模式匹配法等^[4,5]。文献[4]用模式匹配法分析了椭圆切面的双锥天线和锥形喇叭天线,文献[5]用模式匹配法对大馈电区的双锥天线的输入特性进行了分析。同双锥天线相比,V锥天线的结构更为复杂,其辐射场

分析也更为困难。本文首次采用模式匹配法对有限长非轴对称V锥天线的辐射场进行了分析,得到了辐射方向图,并且计算结果同仿真结果有较好的吻合。

1 有限长V锥天线场的辐射场

图1所示为本文使用的理论分析模型。以V锥天线的长度 a 为半径作一球面将天线周围空间分成两个区:

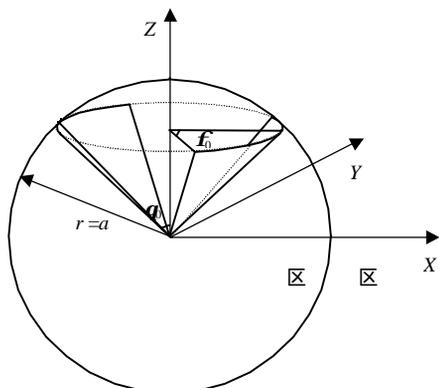


图1 有限长V锥天线示意图

1) $r < a$ 时为 区,即天线区。在天线区内的高次模相对于TEM模可被忽略。

2) $r > a$ 时为 区,即辐射区。在天线的辐射区仅存在高次模。

天线结构与角坐标无关,并且从顶点馈电时,可以证明空间电磁波只有TEM模,故在球坐标系中可选择赫兹矢量位 $\tilde{\mathbf{0}}_e$,其中 $\tilde{\mathbf{0}}_e = \tilde{\mathbf{0}}_{er}$, $\tilde{\mathbf{0}}_{e\theta} = \tilde{\mathbf{0}}_{e\phi} = 0$, 则电场可表示为

$$E_r = \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{0}}_{er}}{\partial r^2} + k^2 \tilde{\mathbf{0}}_{er} \quad (1)$$

$$E_\theta = \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{0}}_{er}}{\partial r \partial \theta} \quad (2)$$

$$E_\phi = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{0}}_{er}}{\partial r \partial \phi} \quad (3)$$

其中 $\tilde{\mathbf{0}}_{er}$ 满足亥姆赫兹方程

$$(\nabla^2 + k^2) \frac{\tilde{\mathbf{0}}_{er}}{r} = 0 \quad (4)$$

在球坐标系中,其形式解为

$$\tilde{\mathbf{0}}_{er} = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n K_{nm} [kr h_n^{(2)}(kr)] P_n^m(\cos \theta) (B_{1m} \cos m\phi + B_{2m} \sin m\phi) \quad (5)$$

式中 $h_n^{(2)}(kr)$ 为第二类球汉克尔函数, $P_n^m(\cos \theta)$ 为连带勒让德函数。

将上式代入式(2)、(3),得 $r > a$ 时 区的场为

$$E_{\theta 2} = \frac{1}{r} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} A_n [k^2 r h_{n-1}^{(2)}(kr) - n k h_n^{(2)}(kr)] \frac{\partial P_n(\cos \theta)}{\partial \theta} + \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^n [A_{nm} \cos m\phi + B_{nm} \sin m\phi] [k^2 r h_{n-1}^{(2)}(kr) - n k h_n^{(2)}(kr)] \frac{\partial P_n^m(\cos \theta)}{\partial \theta} \right\} \quad (6)$$

$$E_{\phi 2} = \frac{1}{r \sin \theta} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n m [C_{nm} \sin m\phi + D_{nm} \cos m\phi] [k^2 r h_{n-1}^{(2)}(kr) - n k h_n^{(2)}(kr)] P_n^m(\cos \theta) \right\} \quad (7)$$

同时,根据文献[1]中得到的无限长V锥天线的场

$$E_\theta = -\frac{V_0}{2b \sin \theta} \frac{\cos[\frac{1}{2} \text{tg}^{-1}(Y/X)]}{(X^2 + Y^2)^{1/4}} \frac{1}{r} e^{-jkr} \quad (8)$$

$$E_\phi = -\frac{jV_0}{2b \sin \theta} \frac{\sin[\frac{1}{2} \text{tg}^{-1}(Y/X)]}{(X^2 + Y^2)^{1/4}} \frac{1}{r} e^{-jkr} \quad (9)$$

其中

$$X = \sin^2 \theta_0 + \frac{1}{2} \cos 2\theta_0 \text{ch} 2x_2 - \frac{1}{2} \quad (10)$$

$$Y = -\frac{1}{2} \sin 2\theta_0 \text{sh} x_2 \quad (11)$$

$$x_2 = \ln[\text{tg}(\frac{\theta}{2}) / \text{tg}(\frac{\theta_0}{2})] = \ln(\frac{r}{r_0}) \quad (12)$$

又由于在 $r = a$ 时, 区的高次模同主模相比可忽略, 故仅需考虑主模TEM波及其反射波的影响, 则区的场可表示为

$$E_{q1} = -\frac{V_0}{2b \sin \mathbf{q}} \frac{\cos[\frac{1}{2} \text{tg}^{-1}(Y/X)]}{(X^2 + Y^2)^{1/4}} \frac{1}{r} (e^{-jkr} - \mathbf{G} e^{jkr}) \quad (13)$$

$$E_{j1} = -\frac{jV_0}{2b \sin \mathbf{q}} \frac{\sin[\frac{1}{2} \text{tg}^{-1}(Y/X)]}{(X^2 + Y^2)^{1/4}} \frac{1}{r} (e^{-jkr} - \mathbf{G} e^{jkr}) \quad (14)$$

式中 \mathbf{G} 是反射系数。

在 $r=a$ 面,由边界条件 $E_{1r} = E_{2r}, E_{1\theta} = E_{2\theta}$ 可得

$$A_n = \frac{V_0}{2b} \frac{2n+1}{2\pi 2n(n+1)} (e^{-jka} - \mathbf{G} e^{jka}) \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{\cos[\frac{1}{2} \text{tg}^{-1}(Y/X)]}{(X^2 + Y^2)^{1/4}} P_n^1(\cos \mathbf{q}) d\mathbf{q} d\mathbf{j} \quad (15)$$

$$A_{nm} = \frac{V_0}{2b} \frac{1}{2\pi [k^2 a h_{n-1}^{(2)}(ka) - n k h_n^{(2)}(ka)] L} (e^{-jka} - \mathbf{G} e^{jka}) \times \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{\cos[\frac{1}{2} \text{tg}^{-1}(Y/X)]}{(X^2 + Y^2)^{1/4}} [P_{n-1}^m(\cos \mathbf{q}) + P_{n+1}^m(\cos \mathbf{q})] \sin \mathbf{q} \cos m\mathbf{j} d\mathbf{q} d\mathbf{j} \quad (16)$$

$$B_{nm} = \frac{V_0}{2b} \frac{1}{2\pi [k^2 a h_{n-1}^{(2)}(ka) - n k h_n^{(2)}(ka)] L} (e^{-jka} - \mathbf{G} e^{jka}) \times \int_0^{2\theta} \int_0^\pi \frac{\cos[\frac{1}{2} \text{tg}^{-1}(Y/X)]}{(X^2 + Y^2)^{1/4}} [P_{n-1}^m(\cos \mathbf{q}) + P_{n+1}^m(\cos \mathbf{q})] \sin \mathbf{q} \sin m\mathbf{j} d\mathbf{q} d\mathbf{j} \quad (17)$$

$$C_{nm} = \frac{-jV_0}{2b} \frac{(2l+1)(n-m)!}{2\pi m(n+m)!} \frac{(e^{-jka} - \mathbf{G} e^{jka})}{[k^2 a h_{n-1}^{(2)}(ka) - n k h_n^{(2)}(ka)]} \times \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{\sin[\frac{1}{2} \text{tg}^{-1}(Y/X)]}{(X^2 + Y^2)^{1/4}} P_n^m(\cos \mathbf{q}) \sin \mathbf{q} \sin m\mathbf{j} d\mathbf{q} d\mathbf{j} \quad (18)$$

$$D_{nm} = \frac{-jV_0}{2b} \frac{(2l+1)(n-m)!}{2\pi m(n+m)!} \frac{(e^{-jka} - \mathbf{G} e^{jka})}{[k^2 a h_{n-1}^{(2)}(ka) - n k h_n^{(2)}(ka)]} \times \int_0^{2\theta} \int_0^\pi \frac{\sin[\frac{1}{2} \text{tg}^{-1}(Y/X)]}{(X^2 + Y^2)^{1/4}} P_n^m(\cos \mathbf{q}) \sin \mathbf{q} \cos m\mathbf{j} d\mathbf{q} d\mathbf{j} \quad (19)$$

其中

$$L = \frac{(n+1)(n+m)!}{(2n+1)(n-m-1)!} \frac{2}{(2n-1)} \frac{n(n+m+1)!}{(2n+1)(n-m)!} \frac{2}{(2n+3)} \quad (20)$$

根据球面波理论, 当 $n > ka$ 时, 球面波呈现类似于波导模的截止特性, 故可取几个高次模式就可达到要求。计算结果表明当 N 取5时, 就己能满足要求。

将式(15)~(17)代入式(6), 将式(18)、(19)代入式(7), 即可求得有限长V锥天线的远区辐射场。

2 天线的辐射方向图

下面给出了 $a=l/8, \mathbf{q}_0=30^\circ, \mathbf{f}_0=30^\circ$ 时有限长V锥天线在远区的辐射方向图, 如图2~7所示。

本文的仿真结果由Ansoft公司提供的HFSS 8.0软件所给。Ansoft HFSS 8.0是基于有限元法开发集成的交互式软件包, 能精确模拟各种电磁现象, 在天线设计和各种微波元器件的分析设计中均有成功应用, 其仿真结果可以基本代替实验结果。从图2~5中可以看出, 模式匹配法所得结果同仿真结果十分吻合, 从而说明了模式匹配法也可成功用于求解有限长V锥天线的辐射场。由于V锥天线属于非轴对称天线, 故对用模式匹

配法解决其他非轴对称天线有参考意义。

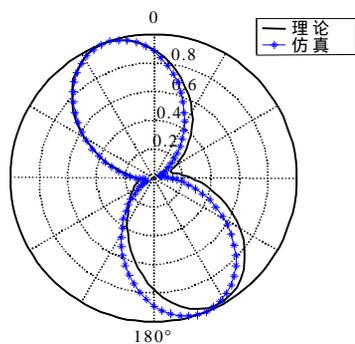


图2 $j = 0^\circ$ 面的 E_q 辐射方向图

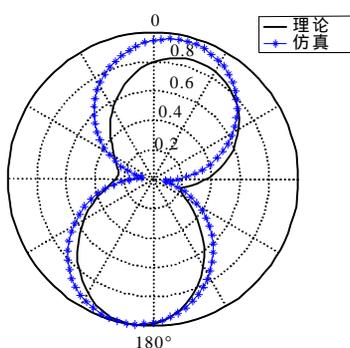


图3 $j = 90^\circ$ 面的 E_q 辐射方向图

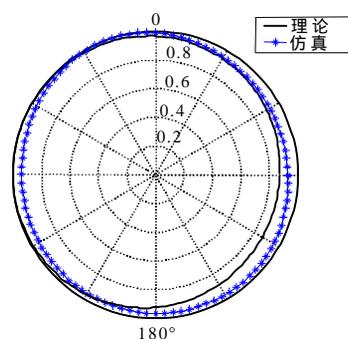


图4 $j = 0^\circ$ 面的 E_j 辐射方向图

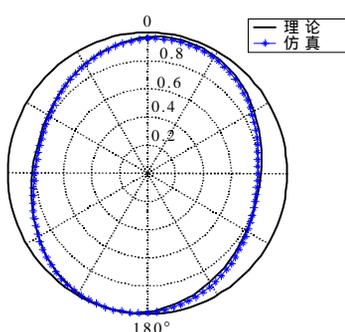


图5 $j = 90^\circ$ 面的 E_j 辐射方向图

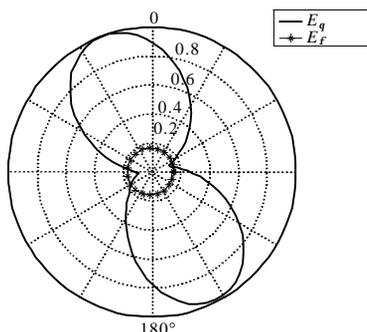


图6 $j = 0^\circ$ 面 E_q 和 E_f 的辐射方向图

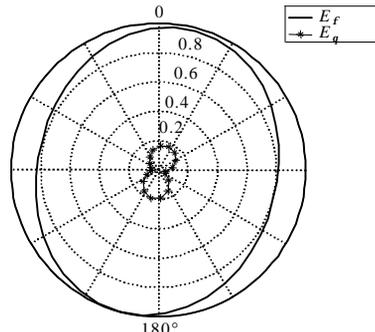


图7 $j = 90^\circ$ 面 E_q 和 E_f 的辐射方向图

图6、7对两个主平面内的 E_q 分量和 E_f 分量进行了比较。由图可见,在 $f=0^\circ$ 平面 E_q 分量要远大于 E_f 分量,而在 $f=90^\circ$ 平面则是 E_f 分量远大于 E_q 分量。故电场总场在 $f=0^\circ$ 平面以 E_q 分量场为主,而在 $f=90^\circ$ 平面以 E_f 分量场为主。

3 结论

V锥天线是一种应用广泛的辐射电磁脉冲的超宽带天线,分析其有限长时的辐射特性具有十分重要的工程意义。本文首次采用模式匹配法对有限长V-锥天线的辐射场进行了分析,计算结果同仿真结果基本吻合,证明了方法的有效性。由于天线的辐射场可以解析表示,故该方法也是一种计算速度较快的分析方法。另外,不同于一般的模式匹配法,本文仅对区场进行了模式展开,而对区场则在严格分析的基础上合理利用了已知的无限长V锥天线辐射场公式,从而简化了计算量,提高了计算速度。

参 考 文 献

- [1] Shen Haoming; King R W P, Wu T T. V-conical antenna[J]. IEEE Trans-AP, 1988, 36 (11) : 1 519-1 525
- [2] Leung K W. Efficient calculation of self/mutual impedances in MoM analysis of a monopole in free space[J]. IEEE Trans-AP, 2002, 50 (1): 77-79
- [3] Yu W, Farahat N. Application of FDTD method to conformal patch antennas[J]. Microwaves, Antennas and Propagation, IEE Proceedings, 2001, 148: 218 -220
- [4] Blume S, Grafmuller B. Biconical antenna and conical horns with elliptic cross section[J]. IEEE Trans-AP, 1988, 36(8): 1 066-1 070
- [5] Saoudy S A, Hamid M. Input admittance of a biconical antenna with wide feed gap[J]. IEEE Trans-AP, 1990, 38(11): 1 784-1 790

编辑 孙晓丹