

# 鞭天线电磁场计算与分析

周大华 刘玉琴

(海军装备研究院标准规范研究所, 上海 200335)

**摘要** 对有接地平面和无接地平面的鞭天线进行电磁场计算, 在场强的矢量相量计算中, 采用三角函数表示式, 使场强和平均功率密度计算简化, 并给出中、近场椭圆极化轴比的计算方法, 从大量计算数据可知, 不仅在近场, 而且在远场也存在电磁能量返回区, 但频率范围较窄, 最后描述了远场的简化计算及这二种鞭天线的对比分析。

**关键词** 鞭天线; 场强; 平均功率密度; 极化

## 1. 引言

当双极天线的一臂变为一平面时, 便形成了单极天线, 这平面为无限大的理想导电平面时, 就可以用镜像法, 按对称双极天线来分析单极天线, 实际上, 只要这平面的径向距离大到  $(0.2 \sim 0.3)\lambda$  时, 就与无限大平面差不多<sup>[1]</sup>。单极天线种类很多, 其中最常用的是用于长中波到超短波的鞭天线, 如图1所示, 它可用图2来等效。但实际应用时, 如舰船上, 往往这  $(0.2 \sim 0.3)\lambda$  的接地平板很难做到, 故目前广泛使用不带这接地平面的鞭天线, 显然, 不能用镜像法来分析它, 故本文对有接地平面和无接地平面的鞭天线分别进行电磁场计算, 并给出这二种天线对比分析。

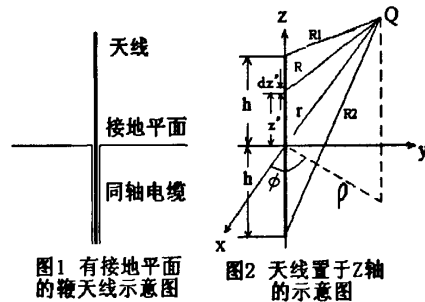


图1 有接地平面的鞭天线示意图

图2 天线置于Z轴的示意图

## 2. 电磁场计算

### 2.1 电场和磁场场强

#### 2.1.1 有接地平面的鞭天线电磁场场强

设鞭天线高度为  $h$ , 如图1和图2, 天线置于  $z$  轴, 天线上的电流分布为<sup>[2-3]</sup>

$$I_e = a_z I_m \sin[k(h - z')] \quad 0 \leq z' \leq h \quad (1)$$

$$I_e = a_z I_m \sin[k(h + z')] \quad -h \leq z' \leq 0 \quad (2)$$

式中,  $k = 2\pi/\lambda$ , 因鞭天线场强与  $\Phi$  无关, 为计算方便, 取  $\Phi = \pi/2, x=0, y=\rho \sin \Phi = \rho$ , 使

$$R_1 = \sqrt{y^2 + (z - h)^2} \quad (3)$$

$$R_2 = \sqrt{y^2 + (z + h)^2} \quad (4)$$

$$r = \sqrt{y^2 + z^2} \quad (5)$$

$$R = \sqrt{y^2 + (z - z')^2}$$

由电流  $I_e$  所产生的滞后矢量位函数  $A$  为

$$A = a_z A_z = a_z \frac{\mu}{4\pi} \int_{-h}^h \frac{e^{-jkR}}{R} dz' \quad (6)$$

在圆柱坐标系,  $A_z$  不随  $\Phi$  变化, 由  $A$  产生的电磁场为

$$H = \frac{1}{\mu} \nabla \times A = -\frac{1}{\mu} a_\phi \frac{\partial A_z}{\partial \rho} \quad (7)$$

把式(6)代入式(7), 得

$$H = -a_\phi \frac{I_m}{4\pi} \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \int_h^0 \sin[k(h+z')] \frac{e^{-jkR}}{R} dz' + \int_0^h \sin[k(h-z')] \frac{e^{-jkR}}{R} dz' \right\} \quad (8)$$

上述积分可得

$$H_\phi = \frac{jI_m}{4\pi y} [e^{-jkR_1} + e^{-jkR_2} - 2\cos(kh)e^{-jkr}] \quad (9)$$

由麦克斯韦方程求出 E 为

$$E = \frac{1}{j\omega\epsilon} \nabla \times H = a_y E_y + a_z E_z$$

$$E_y = -\frac{1}{j\omega\epsilon} \frac{\partial H_\phi}{\partial z}$$

$$E_y = \frac{j30I_m}{y} [(z-h) \frac{e^{-jkR_1}}{R_1} + (z+h) \frac{e^{-jkR_2}}{R_2} - 2z \cos(kh) \frac{e^{-jkr}}{r}] \quad (10)$$

$$E_z = \frac{1}{j\omega\epsilon y} \frac{\partial (yH_\phi)}{\partial y}$$

$$E_z = -j30I_m [\frac{e^{-jkR_1}}{R_1} + \frac{e^{-jkR_2}}{R_2} - 2\cos(kh) \frac{e^{-jkr}}{r}] \quad (11)$$

式(9)~(11)为鞭天线场强的矢量相量计算公式, k 为相位常数, 指数为相位因子, 按泰勒级数展开, 如

$$e^{-jkr} = 1 - jkr - (kr)^2/2 + \dots$$

若近场 y 轴附近,  $kr \ll 1$ , 则  $e^{-jkr} \approx 1$ , 但不能保证  $kR_1$ 、 $kR_2$  远远小于 1, 因鞭天线不是电基本振子, 故指数计算既困难又复杂. 将这些指数变为三角函数, 如

$$e^{-jkr} = \cos(kr) - j \sin(kr) \quad (12)$$

代入式(9)~(11)中,  $H_\phi$ 、 $E_y$ 、 $E_z$  为复数矢量,

令下标 R 为实部, 下标 j 为虚部, 可得

$$H_{\phi R} = \frac{I_m}{4\pi y} [\sin(kR_1) + \sin(kR_2) - 2\cos(kh)\sin(kr)] \quad (13)$$

$$H_{\phi j} = \frac{I_m}{4\pi y} [\cos(kR_1) + \cos(kR_2) - 2\cos(kh)\cos(kr)] \quad (14)$$

$$H_\phi = H_{\phi R} + jH_{\phi j} \quad (15)$$

$$|H_\phi| = \sqrt{H_{\phi R}^2 + H_{\phi j}^2} \quad (16)$$

$$E_{yR} = \frac{30I_m}{y} [(z-h) \frac{\sin(kR_1)}{R_1} + (z+h) \frac{\sin(kR_2)}{R_2} - 2z \cos(kh) \frac{\sin(kr)}{r}] \quad (17)$$

$$E_{yj} = \frac{30I_m}{y} [(z-h) \frac{\cos(kR_1)}{R_1} + (z+h) \frac{\cos(kR_2)}{R_2} - 2z \cos(kh) \frac{\cos(kr)}{r}] \quad (18)$$

$$E_y = E_{yR} + jE_{yj} \quad (19)$$

$$|E_y| = \sqrt{E_{yR}^2 + E_{yj}^2} \quad (20)$$

$$E_{zR} = -30I_m [\frac{\sin(kR_1)}{R_1} + \frac{\sin(kR_2)}{R_2} - 2\cos(kh) \frac{\sin(kr)}{r}] \quad (21)$$

$$E_{zj} = -30I_m [\frac{\cos(kR_1)}{R_1} + \frac{\cos(kR_2)}{R_2} - 2\cos(kh) \frac{\cos(kr)}{r}] \quad (22)$$

$$E_z = E_{zR} + jE_{zj} \quad (23)$$

$$|E_z| = \sqrt{E_{zR}^2 + E_{zj}^2} \quad (24)$$

$$E = a_y E_y + a_z E_z \quad (25)$$

$$|E| = \sqrt{|E_y|^2 + |E_z|^2} \quad (26)$$

E 的方向为  $E_y$  和  $E_z$  矢量相加的方向, 在远场,  $E_y$  很小可略。因一般仪器使用有效值, 故所得场强应除以  $\sqrt{2}$  得有效值, 或  $1m$  变有效值后再计算。

### 2.1.2 无接地平面的鞭天线电磁场场强

如图 3 所示, 无接地平面的鞭天线置于 z 轴, 高度为 h, 天线上的电流分布为

$$I_z = a_z I_m \sin[k(h-z')] \quad (27)$$

$$R_1 = \sqrt{y^2 + (z-h)^2} \quad (28)$$

$$r = \sqrt{y^2 + z^2} \quad (29)$$

$$R = \sqrt{y^2 + (z - z')^2}$$

Ie 所产生的滞后矢量位函数 A 为

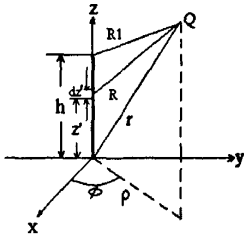


图3 无接地平面鞭天线坐标示意图

$$A = a_z A_z = a_z \frac{\mu}{4\pi} \int_c I_e \frac{e^{-jkR}}{R} dz' \quad (30)$$

$$A = a_z \frac{\mu I_m}{4\pi} \int_0^h \sin[k(h-z')] \frac{e^{-jkR}}{R} dz' \quad (31)$$

Az 不随  $\Phi$  变化, 由 A 产生的磁场为

$$H = \frac{1}{\mu} \nabla \times A = -\frac{1}{\mu} a_\phi \frac{\partial A_z}{\partial \rho} \quad (32)$$

$$H = -a_\phi \frac{I_m}{4\pi} \frac{\partial}{\partial y} \int_0^h \sin[k(h-z')] \frac{e^{-jkR}}{R} dz' \quad (33)$$

$$H_\phi = \frac{jI_m}{4\pi y} [e^{-jkR_1} - \cos(kh)e^{-jkr} - j\frac{z}{r} \sin(kh)e^{-jkr}] \quad (34)$$

由麦克斯韦方程求出 E 为

$$E = \frac{1}{j\omega\epsilon} \nabla \times H = a_y E_y + a_z E_z$$

$$E_y = -\frac{1}{j\omega\epsilon} \frac{\partial H_\phi}{\partial z}$$

$$E_y = \frac{j3QI_m}{y} [(z-h) \frac{e^{-jkR_1}}{R_1} - z \cos(kh) \frac{e^{-jkr}}{r} - \quad (35)$$

$$jz^2 \sin(kh) \frac{e^{-jkr}}{r^2} - (z^2 - r^2) \sin(kh) \frac{e^{-jkr}}{kr^3}]$$

$$E_z = \frac{1}{j\omega\epsilon y} \frac{\partial (yH_\phi)}{\partial y}$$

$$E_z = -j30I_m [\frac{e^{-jkR_1}}{R_1} - \cos(kh) \frac{e^{-jkr}}{r} -$$

$$jz \sin(kh) \frac{e^{-jkr}}{r^2} - z \sin(kh) \frac{e^{-jkr}}{kr^3}] \quad (36)$$

把式(12)代入式(34)~(36)中, 可得到由三角函数表示的场强公式:

$$H_\phi = \frac{I_m}{4\pi y} [\sin(kR_1) - \cos(kh) \sin(kr) + z \sin(kh) \frac{\cos(kr)}{r}] \quad (37)$$

$$H_\theta = \frac{I_m}{4\pi y} [\cos(kR_1) - \cos(kh) \cos(kr) - z \sin(kh) \frac{\sin(kr)}{r}] \quad (38)$$

$$H_\phi = H_{\phi R} + jH_\theta \quad (39)$$

$$|H_\phi| = \sqrt{H_{\phi R}^2 + H_\theta^2} \quad (40)$$

$$E_{yR} = \frac{3QI_m}{y} [(z-h) \frac{\sin(kR_1)}{R_1} - z \cos(kh) \frac{\sin(kr)}{r} + z^2 \sin(kh) \frac{\cos(kr)}{r^2} - (z^2 - r^2) \sin(kh) \frac{\sin(kr)}{kr^3}] \quad (41)$$

$$E_{y\theta} = \frac{3QI_m}{y} [(z-h) \frac{\cos(kR_1)}{R_1} - z \cos(kh) \frac{\cos(kr)}{r} - z^2 \sin(kh) \frac{\sin(kr)}{r^2} - (z^2 - r^2) \sin(kh) \frac{\cos(kr)}{kr^3}] \quad (42)$$

$$E_y = E_{yR} + jE_{y\theta} \quad (43)$$

$$|E_y| = \sqrt{E_{yR}^2 + E_{y\theta}^2} \quad (44)$$

$$E_{zR} = -3Q_m \left[ \frac{\sin(kR_1)}{R_1} - \cos(kh) \frac{\sin(kr)}{r} + \right. \quad (45)$$

$$\left. z \sin(kh) \frac{\cos(kr)}{r^2} - z \sin(kh) \frac{\sin(kr)}{kr^3} \right]$$

$$E_{yJ} = -3Q_m \left[ \frac{\cos(kR_1)}{R_1} - \cos(kh) \frac{\cos(kr)}{r} - \right. \quad (46)$$

$$\left. z \sin(kh) \frac{\sin(kr)}{r^2} - z \sin(kh) \frac{\cos(kr)}{kr^3} \right]$$

$$E_z = E_{zR} + jE_{yJ} \quad (47)$$

$$|E_z| = \sqrt{E_{zR}^2 + E_{yJ}^2} \quad (48)$$

$$E = a_y E_y + a_z E_z \quad (49)$$

$$|E| = \sqrt{|E_y|^2 + |E_z|^2} \quad (50)$$

式(37)~(50)得到的场强是峰值,除以 $\sqrt{2}$ 得有效值,也可先把 $\text{Im}$ 变为有效值再计算.上述公式中因三角函数而变得容易计算.

## 2.2 平均功率密度

平均功率密度公式与鞭天线接地无关,由电磁场理论可知, $E_z$ 电磁波所传输的平均功率密度为

$$P_{avz} = 0.5 R_e (E_z \times H_\phi^*) \quad (51)$$

式中, $H_\phi^*$ 是 $H_\phi$ 的共轭复数, $R_e$ 表示实部,在圆柱坐标系, $a_z \times a_\phi = -a_y$ ,故

$$E_z \times H_\phi^* = -a_y [(E_{zR} + jE_{yJ}) \times (H_{\phi R} - jH_{\phi J})]$$

$$E_z \times H_\phi^* = -a_y [(E_{zR} H_{\phi R} + E_{yJ} H_{\phi J}) + j(E_{yJ} H_{\phi R} - E_{zR} H_{\phi J})] \quad (52)$$

$$P_{avz} = -a_y 0.5 (E_{zR} H_{\phi R} + E_{yJ} H_{\phi J}) \quad (53)$$

可见,平均功率密度 $P_{avz}$ 是沿 $y$ 轴方向传播,且与 $E_z$ 和 $H_\phi$ 两者方向相互垂直,它的值为

$$|P_{avz}| = 0.5 |E_{zR} H_{\phi R} + E_{yJ} H_{\phi J}| \quad (54)$$

同样,对 $E_y$ 有

$$P_{avy} = a_z 0.5 (E_{yR} H_{\phi R} + E_{yJ} H_{\phi J}) \quad (55)$$

$$|P_{avy}| = 0.5 |E_{yR} H_{\phi R} + E_{yJ} H_{\phi J}| \quad (56)$$

总的平均功率密度 $P_{av}$ 为

$$|P_{av}| = \sqrt{|P_{avy}|^2 + |P_{avz}|^2} \quad (57)$$

电磁波平均功率密度 $P_{av}$ 的方向是 $P_{avy}$ 和 $P_{avz}$ 的矢量相加方向,在远场, $P_{avy}$ 很小,可略,在近场不可略.因平均功率密度等于瞬时功率密度在一个周期内积分的平均值,故计算平均功率密度 $P_{av}$ 时,电流应该用 $\text{Im}$ .

从式(53)可知, $P_{avz}$ 为正值时,电磁波携带电磁能量沿 $y$ 轴传向远方,称为行波; $P_{avz}$ 为负值时,电磁能量沿 $y$ 轴反方向返回天线;而由式(55), $P_{avy}$ 沿 $z$ 轴方向,正值向上,负值向下.

从式(52)中虚部, $E_{yJ}$ 与 $H_{\phi R}$ 及 $E_{zR}$ 与 $H_{\phi J}$ 相位差为

$\pi/2$ ,和 $E_{yJ}$ 与 $H_{\phi R}$ 及 $E_{yR}$ 与 $H_{\phi J}$ 相位差也为 $\pi/2$ ,它们

传输的平均功率密度为零,即不向外发射,能量储存在当地,形成驻波<sup>[2]</sup>,而式(57) $P_{av}$ 为行波,在感应场驻波大于行波,但驻波随离天线距离增加而迅速减小.远场驻波可略. $E_z$ 和 $E_y$ 的行波与驻波之比分别为

$$B_z = |E_{zR} H_{\phi R} + E_{yJ} H_{\phi J}| / |E_{yJ} H_{\phi R} - E_{zR} H_{\phi J}| \quad (58)$$

$$B_y = |E_{yR} H_{\phi R} + E_{yJ} H_{\phi J}| / |E_{yJ} H_{\phi R} - E_{yR} H_{\phi J}| \quad (59)$$

$B_z$ 或 $B_y$ 大于1时,行波大于驻波,反之亦然.例1如图2所示有接地平面鞭天线,若观察点 $Q$ 在 $y$ 轴上,即 $z=0$ ,当 $h=1\text{m}$ ,发射功率 $p=1\text{W}$ ,求 $y=1\text{m}$ 处,1/4波振子电磁场,及频率和 $y$ 值改变时的电磁场;当 $z=0.5\text{m}$ ,其它不变时的电磁场.

解:  $z=0, R_1=R_2$ ,由式(10), $E_y=0, f=75\text{MHz}$ ,对天线调谐器且为理想情况<sup>[4]</sup>,匹配阻抗 $50\Omega$ ,有效值

$$I_r = \sqrt{p/50} = 0.14\text{A}, (\text{注:下标加 } r \text{ 为有效值,本文数值})$$

均按计算机双精度数计算,文中仅取小数点后二位数)

由式(21)~(24),得 $E_{zR} = -4.77 + j3.63$ , $|E_{zR}| = 6\text{V/m}$ .式

(53)可得 $P_{avz} = a_y 135.05$ , $|P_{avz}| = 135.05 \text{ mW/m}^2$ ,波

沿 $y$ 轴向外传播.频率在 $30 \sim 300\text{MHz}$ 扫描, $E_{zR}$ 有二个峰值,在 $139.5\text{MHz}$ 时, $E_{zR} = 11.82\text{V/m}$ ;在 $300\text{MHz}$ 时, $E_{zR} = 14\text{V/m}$ . $Q$ 沿 $y$ 轴增加,300MHz处 $E_{zR}$ 和 $P_{avz}$

下降很快,到远场为最小值,而峰值只有一个,峰值频率随  $y$  增加而向 150MHz 靠近(半波振子),当  $y=10\text{m}$ , 149.8MHz 为峰值,  $E_z=1.7\text{v/m}$ . 当  $z=0.5\text{m}$ ,  $y=1\text{m}$ ,  $f=75\text{MHz}$  时,  $E_y=3.11\text{v/m}$ ,  $E_z=5.33\text{v/m}$ ,  $E_r=6.17\text{v/m}$ , 和  $P_{\text{avy}}=27.11\text{mw/m}^2$ ,  $P_{\text{avz}}=102.07\text{mw/m}^2$ , 总的  $P_{\text{av}}=105.61\text{mw/m}^2$ ;  $f$  在 30~300MHz 扫描,  $E_r$  有二个峰值, 137.5MHz,  $E_r=10.94\text{v/m}$ , 和 288.1MHz,  $E_r=9.62\text{v/m}$ ; 当  $y=10\text{m}$  时, 只有一个峰值, 149.5MHz,  $E_r=1.68\text{v/m}$ .

例2 如图3所示无接地平面鞭天线,若观察点  $Q$  在  $y$  轴上,即  $z=0$ ,令鞭天线高度  $h=1\text{m}$ ,发射功率  $p=1\text{w}$ ,求  $y=1\text{m}$  处, 75MHz 及频率改变和  $y$  值改变时的电磁场;当  $z=0.5\text{m}$ ,其它不变时的电磁场.

解: 由于鞭天线阻抗对频率改变非常敏感,为要在宽频带范围内达到良好匹配,必须要加天线调谐器,并令它为理想情况,匹配阻抗  $50\Omega$ ,  $I_m=\sqrt{p/25}=0.20\text{A}$  在  $f=75\text{MHz}$ ,  $\lambda=40\text{m}$ ,把上述

参数代入式(41)~(50),得  $E_y=-3.31+j2.57$ ,  $|E_y|=4.19\text{v/m}$ ;  $E_z=-3.38+j2.57$ ,  $|E_z|=4.24\text{v/m}$ ,  $|E|=5.96\text{v/m}$ , 峰值除以  $\sqrt{2}$  得有效值, 可得  $|E_r|=4.22\text{v/m}$ , 也可用  $I_r$  代替  $I_m$  得  $E_r$ . 由式(60)得  $B_{zy}=1.01$ , 可见,它是个圆极化波;并可得到  $P_{\text{avz}}=a_y 33.76$ ,  $|P_{\text{avz}}|=33.76\text{mw/m}^2$ , 即  $P_{\text{avz}}$  沿  $y$  轴向外传播,  $P_{\text{avy}}=-a_z 33.34$ ,  $|P_{\text{avy}}|=33.34\text{mw/m}^2$ , 说明  $P_{\text{avy}}$  沿  $z$  轴向下传播,  $|P_{\text{av}}|=47.45\text{mw/m}^2$ ,  $P_{\text{av}}$  的方向是  $P_{\text{avy}}$  和  $P_{\text{avz}}$  矢量相加的方向,显然,是向前偏下方向;若  $y$  不变,  $Q$  点向上移到  $z\geq 0.5\text{m}$  处,则某些  $f$  的  $P_{\text{av}}$  开始向前偏上方向传播. 现改变频率,其它不变,  $z=0$ , 仅  $f$  从 30MHz 到 300MHz 扫描,  $E_z$  有二个峰值,在 139.6MHz,  $E_z=5.91\text{v/m}$ ; 300MHz,  $E_z=6.99\text{v/m}$ , 而频率扫描时,  $E_y$  变化不大,约为  $3\text{v/m}$ ; 139.6MHz,  $E_r=6.63\text{v/m}$ ; 300MHz,  $E_r=7.61\text{v/m}$ . 现  $Q$  沿  $y$  轴增加, 300MHz 处,  $E_z$  和  $P_{\text{avz}}$  下降很快,到远场为最小值,如  $y=10\text{m}$ , 300MHz 处,  $E_r=0.14\text{v/m}$ , 而峰值只有一个,峰值频率随  $y$  增加而向 150MHz 靠近(半波振子),如  $y=10\text{m}$ ,  $f=149.8\text{MHz}$  为峰值,  $E_r=0.85\text{v/m}$ . 当  $z=0.5\text{m}$ ,  $y=1\text{m}$ ,  $f=75\text{MHz}$ ,  $E_z=4.14\text{v/m}$ ,  $E_y=2.05\text{v/m}$ ,  $E_r=4.62\text{v/m}$ ,  $P_{\text{avz}}=25.53\text{mw/m}^2$ ,  $P_{\text{avy}}=8.35\text{mw/m}^2$ ,  $P_{\text{av}}=26.86\text{mw/m}^2$ .  $f$  在 30~300MHz 扫描时,  $E_r$  仅有一个峰值  $f=150.12\text{MHz}$ ,  $E_r=7.59\text{v/m}$ , 当  $y=10\text{m}$ ,  $z=0.5\text{m}$ , 峰值在 150MHz,  $E_r=0.85\text{v/m}$ .

### 3. 电磁场分析

#### 3.1 存在电磁能量返回区

例1 中在  $y=1\text{m}$ ,  $Q$  点上升,  $f$  在 30~300MHz 扫描, 在  $z=0\sim 0.45\text{m}$ ,  $P_{\text{avz}}$  全是正值, 在  $z=0.451\text{m}$ ,  $f=228.6\sim 230.5\text{MHz}$ ,  $P_{\text{avz}}$  为负值, 其它  $f$  的  $P_{\text{avz}}$  为正值,  $Q$  点慢慢升高都有这现象,直到  $z=0.513\text{m}$  处,在 227.9~229.2 MHz,  $P_{\text{avz}}$  为负值, 其它  $f$  的  $P_{\text{avz}}$  为正值, 当  $z>0.513\text{m}$ , 所有  $f$  的  $P_{\text{avz}}$  全为正值, 可见, 在  $y=1\text{m}$  处,  $z=0.451\sim 0.513\text{m}$  范围内 (6.2cm) 有某个频段的  $P_{\text{avz}}$  为负值, 即电磁能量沿  $y$  轴返回天线. 改变  $y$  和  $z$ ,  $f$  在 30~300MHz 扫

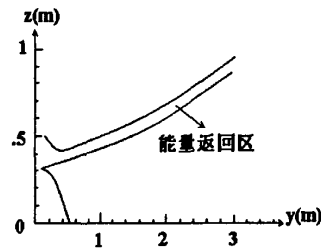


图4 电磁能量返回区示意图

描,可得图4,因  $P_{\text{avz}}$  与  $\Phi$  无关,故这能量返回区是全方位的,它像个超级大碗,碗本身有某个频段电磁波向天线返回,其它地方电磁波均向外发射. 对无接地平面的鞭天线也有同样情况,但频率范围及空间更窄.

#### 3.2 电磁波的极化

在中近场  $E_y$  不可略,由式(25)知,  $E$  是  $E_y$  和  $E_z$  矢量之和,二个空间位置垂直,相位差为  $\pi/2$  的线极化波迭加,便成为椭圆极化波<sup>[5-6]</sup>,椭圆的轴比(长轴比短轴)为

$$B_{zy} = |E_z|/|E_y| \quad (60)$$

若近场  $E_z < E_y$ , 则  $B_{zy} = |E_y|/|E_z|$ . 在近场  $E_z$  与  $E_y$  相位差不一定  $\pi/2$ , 它也是椭圆极化,但长轴并不与坐标轴相重合,精确计算轴比是很复杂的<sup>[5]</sup>,工程上一般采用式(60)<sup>[7]</sup>,例如,对有接地平面的鞭天线情况,  $h=1\text{m}$ ,  $z=0.5\text{m}$ ,  $f=75\text{MHz}$ ,  $p=1\text{w}$ , 当  $y=2\text{m}$  时,  $B_{zy}=3.78$ ; 当  $y=5\text{m}$ ,  $B_{zy}=9.64$ , 距离越远越呈现垂直极化.

### 4. 远场简化公式

#### 4.1 电场和磁场场强

## 4.1.1 有接地平面的鞭天线电磁场场强

在远场  $E_y$  略, 仅有  $E_z$ , 由式(3)~(5), 当  $y \gg z, y \gg h$ , 令  $R_1=R_2=r=y=R$ , 则式(21)、(22)、(24)可得

$$E_{xr} = -60I_m \sin(kR)[1 - \cos(kh)]/R \quad (61)$$

$$E_{y1} = -60I_m \cos(kR)[1 - \cos(kh)]/R \quad (62)$$

$$|E_z| = 60I_m [1 - \cos(kh)]/R \quad (63)$$

有式(13)、(14)、(16)可得

$$H_{\theta r} = \frac{I_m}{2\pi R} \sin(kR)[1 - \cos(kh)] \quad (64)$$

$$H_{\theta y} = \frac{I_m}{2\pi R} \cos(kR)[1 - \cos(kh)] \quad (65)$$

$$|H_{\theta}| = \frac{I_m}{2\pi R} [1 - \cos(kh)] \quad (66)$$

$$\eta = |E_z|/|H_{\theta}| = 120\pi = 377\Omega \quad (67)$$

$\eta$  为自由空间本征阻抗, 可见, 远场  $\eta$  为常数<sup>[8]</sup>, 是横电磁波。但近场  $\eta$  不为常数, 必须按上节计算。

## 4.1.2 无接地平面的鞭天线电磁场场强

在远场,  $E_y$  略, 仅有  $E_z$ , 由式(45)、(46)知, 当  $r \gg z$ , 最后二项可略, 令  $R_1=r=R$ , 有

$$E_{xr} = -30I_m \sin(kR)[1 - \cos(kh)]/R \quad (68)$$

$$E_{y1} = -30I_m \cos(kR)[1 - \cos(kh)]/R \quad (69)$$

$$|E_z| = 30I_m [1 - \cos(kh)]/R \quad (70)$$

同样, 在远场, 令  $R_1=r=y=R$ , 式(37)~(40)有

$$H_{\theta r} = \frac{I_m}{4\pi R} \sin(kR)[1 - \cos(kh)] \quad (71)$$

$$H_{\theta y} = \frac{I_m}{4\pi R} \cos(kR)[1 - \cos(kh)] \quad (72)$$

$$|H_{\theta}| = \frac{I_m}{4\pi R} [1 - \cos(kh)] \quad (73)$$

把式(70)和(73)代入下式, 得

$$\eta = |E_z|/|H_{\theta}| = 120\pi = 377\Omega \quad (74)$$

在 300MHz, 对例 2 中  $h=1m$ , 因  $\cos(kh)=1$ , 故式(70)、(73)的电场、磁场均为零, 而按上节计算不为零, 故远场计算公式在 300MHz 附近误差较大, 例如当  $h=1m, p=1w$  时, 在  $z=0.5m, y=8.91m$  时,  $f$  在 30MHz~269.7MHz, 式(70)的计算精度在 1dB 以内, 其它频率精度大于 1dB, 随着距离  $y$  增加, 公式(70)的精度也越来越高。这情况也适合于有接地平面的鞭天线。

## 4.2 平均功率密度

把式(68)~(72)代入式(54), 可得

$$P_{av} = \frac{E_z^2}{2\eta} \quad (75)$$

式中  $E_z$  为峰值, 若用有效值  $E_{zr}$  表示, 得

$$P_{av} = \frac{E_{zr}^2}{\eta} \quad (76)$$

同样, 有接地平面鞭天线也是上述公式。

## 5. 二种鞭天线的比较

有接地平面鞭天线, 上下空间场强是相同的; 而无接地平面鞭天线, 下空间场强小, 这与实船测试情况相符合。如某舰, 6m 高的鞭天线位于高层甲板边角处, 在该甲板上方, 离天线 4m 远, 高 1.8m 处, 测试场强  $E_r=38.8v/m$ ; 在该甲板下方 1m, 且离天线 4m 远处, 测试场强  $E_r=28.8v/m$ ; 按无接地平面鞭天线计算数值分别为 38.4v/m 和 28.41v/m。

在远场, 有接地平面的鞭天线场强, 用  $E_z'$  表示, 即式(63), 它是无接地平面时的式(70)  $E_z$  的二倍, 但在近场不是二倍的关系, 如  $h=1m, z=0.5m, y=1m, p=1w, 30 \sim 53.76MHz$  时,  $E_z > E_z'$ , 随  $y$  增加, 直到  $y \geq 3.32m$  时, 所有  $E_z < E_z'$ 。在远场,  $E_z' = 2E_z; P_{av}' = 4P_{av}$ , 故, 为了在远场得到较大的场强, 在有条件时, 最好鞭天线底部加接地平板。

有接地平面的鞭天线,  $z=0$  时,  $E_y'=0$ , 在  $y$  轴上是垂直极化, 而无接地平面鞭天线,  $y$  轴近场  $E_y \neq 0$ , 是椭圆极化。

## 6. 结论

在接地平面达不到要求时, 应按无接地平面鞭天线计算电磁场。在远场也存在电磁能量返回区, 但频率范围和空间范围都较窄。

## 参考文献

- [1] 谢处方. 天线原理与设计[M]. 西北电讯工程学院出版社, 1985: 76-84.  
XIE Chu-fang, Antenna theory and design[M]. Xidian University, China. 1985: 76-84. (in Chinese)
- [2] Balanis, C.A., Antenna theory: analysis and Design[M]. Wiley-Interscience, 1997: 403-412.
- [3] Robert S. Elliott, Antenna theory and design[M]. Prentice-Hall Inc. 1981: 329-332.
- [4] 周大华 刘玉琴, 线天线的天线调谐器衰减特性[C], 第16届全国电磁兼容学术会议论文集, 2006: 100-104.
- [5] A.T. Adms, Near fields of thin-wire antennas[R], AD767909, Aug. 1973: 13-23.
- [6] 王被德, 电磁波的极化及其应用[J]. 电波科学学报, 1999, 14(3): 347-356.  
WANG Bei-de, Polarization of electromagnetic wave and

its applications[J]. Chinese Journal of Radio Science, 1999, 14(3): 347-356. (in Chinese)

- [7] John D. Kraus, 天线[M], 电子工业出版社, 2006: 33-36.
- [8] Kenneth L. Kaiser, Electromagnetic compatibility handbook[M], CRC PRESS 2005: 21-1—21-36.

## 作者简介



**周大华** (1941—), 男, 上海人, 海军装备研究院标准规范研究所高工, 研究方向为电磁兼容和天线。

**刘玉琴** (1940—), 女, 河北人, 海军装备研究院标准规范研究所, 研究方向为电磁兼容和天线。

(上接第30页)

- [9] 刘春侠. 直接序列扩频变换域窄带干扰抑制技术研究[D]. 大庆: 大庆石油学院, 2006.
- [10] 李红霞. 直接序列扩频信号中多窄带干扰的自适应抑制技术[D]. 成都: 电子科技大学, 2001.

## 作者简介



**姜兴德** (1986—), 男, 河北人, 现为北京理工大学博士研究, 主要研究方向信号与信息处理。

E-mail: [jiangxingde@gmail.com](mailto:jiangxingde@gmail.com)



**吴嗣亮** (1964—), 男, 安徽人, 现为北京理工大学教授, 主要研究方向信号处理理论与技术。



**王永庆** (1981—), 男, 安徽人, 现为北京理工大学讲师, 主要从事航天测控通信技术和扩频信号处理研究。

## 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](http://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](http://www.edatop.com))由数名来自于研发第一线的资深工程师发起成立,一直致力和专注于微波、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](http://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>