

在实际工程应用中,天线的类型有很多种,如单极子天线、面天线、微带天线等。不同类型的天线具有不同的优势和电磁特性。面天线通常具有较大的平面口径,因此具有窄波束、高增益的特点。微带天线具有体积小、重量轻、易于共形、造价低、加工便捷等优点,广泛用于卫星通信、移动通信、微波遥感、电子对抗等领域。本章将对单极子天线、面天线、微带天线等常用天线的工作原理及电磁特性进行简单介绍。

5.1 单极子天线

5.1.1 镜像原理

当对称振子天线的一个臂变成导电平面时,就形成了单极子天线,研究单极子天线的最佳方法是镜像法。当场源位于无限大理想导体平面上方时,该导体平面的电磁作用可用其镜像源来等效。例如,水平电流源 I 位于理想导体平面上方,如图 5-1(a)所示。导体平面上方的场是由电流源 I 及导体的感应电流共同决定的。对于此类问题,如图 5-1(b)所示,可将导体对上半空间的影响由其镜像源 I' 来等效,此即为镜像原理。换句话说,对导体平面上半空间问题的求解,可由自由空间中真实电流源 I 及其镜像源 I' 的共同作用来等效。由于等效系统中导体不存在,因此大大降低了求解此类问题的难度。

真实源 I 及其镜像源 I' 所产生的合成场需在导体平面满足电场切向为零的边界条件。这意味着,在导体平面上任意一点 P ,真实源 I 产生的电场 E_θ 及其镜像源 I' 产生的电场 E'_θ 的切向分量需刚好抵消,如图 5-1(b)所示,因此水平电流源的镜像源与其等幅反相,即 $I = -I'$ 。同理可得,垂直电流源的镜像源与其等幅同相,如图 5-2 所示。而其他任意方向可被视为这两种情况的叠加。

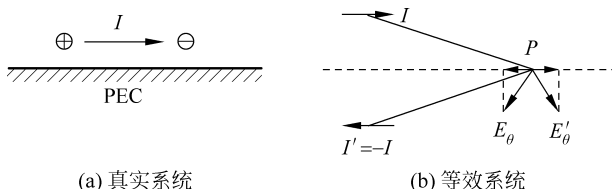


图 5-1 理想导体上的电流源

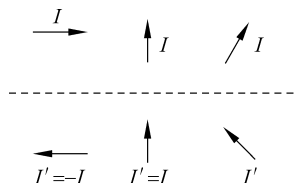


图 5-2 任意方向的电流源对理想导体的镜像



微课视频



微课视频

5.1.2 导体平面上的单极子天线

单极子天线有多种形式,如普通单极子天线、折合单极子天线及锥形单极子天线等。这里主要介绍以垂直接地振子为代表的普通单极子天线,如图 5-3 所示。设单极子天线臂长为 l ,由镜像原理可知,该单极子天线与其镜像构成一个长为 $2l$ 的对称振子天线。因此,其上半空间的辐射场为

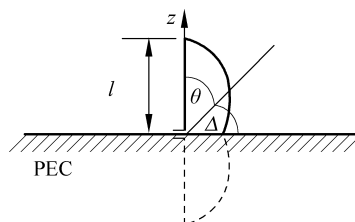


图 5-3 垂直接地振子

$$\begin{cases} E_{\theta}(\theta) = j \frac{60 I_m}{r} e^{-j\beta r} f(\theta), & 0 \leq \theta \leq \pi/2 \\ E_{\phi}(\theta) = 0, & \pi/2 < \theta \leq \pi \end{cases} \quad (5-1)$$

其中,方向图函数为

$$f(\theta) = \frac{\cos(\beta l \cos\theta) - \cos\beta l}{\sin\theta} = \frac{\cos(\beta l \sin\Delta) - \cos\beta l}{\cos\Delta} \quad (5-2)$$

因此,单极子天线在上半空间的方向图与长为 $2l$ 的对称振子天线相同。其方向性系数为

$$D_s = \frac{2f^2(\theta_m)}{\int_0^{\pi/2} f^2(\theta_m) \sin\theta d\theta} = \frac{2f^2(\theta_m)}{\frac{1}{2} \int_0^{\pi} f^2(\theta_m) \sin\theta d\theta} = 2D_d \quad (5-3)$$

由上式可知,单极子天线的方向性系数 D_s 是其相应的对称振子天线在自由空间中的方向性系数 D_d 的 2 倍。

由于单极子天线的辐射仅存在于上半空间,而对称振子天线为全空间辐射,因此单极子天线的辐射功率仅为具有相同波幅电流 I_m 的对称振子天线的一半,故其辐射电阻 R_{rs} 是相应对称振子天线辐射电阻 R_{rd} 的一半,即 $R_{rs} = R_{rd}/2$ 。

5.2 面天线

5.2.1 惠更斯等效原理

惠更斯菲涅尔原理指出,由波源激励起的任一波阵面上的每一个小面元都可以看作次级场的源。空间任意一点的辐射场是波阵面上所有次级源发出的次级场在该点相互干涉叠加的结果。将此原理用于天线问题,那么天线外任意一点的辐射场是包围天线的一个封闭面 S 上各面元产生的次级场在该点处叠加的结果。因此,天线可由包围该天线的一个封闭表面上的等效源来等效,由等效源积分得到的辐射场与天线产生的辐射场具有相同的效果,如图 5-4 所示。等效面电流密度 $\mathbf{J}_s$ 与等效面磁流密度 $\mathbf{M}_s$ 分别为

$$\mathbf{J}_s = \hat{n} \times \mathbf{H}_s \quad (5-4)$$

$$\mathbf{M}_s = -\hat{n} \times \mathbf{E}_s \quad (5-5)$$

其中, $\hat{n}$ 为面 S 上的法向, $\mathbf{E}_s$ 和 $\mathbf{H}_s$ 分别为面 S 上的真实电场分布和磁场分布。若面 S 与天线金属部分重合,由于金属表面切向电场为零,则与金属重合部分的等效磁流 $\mathbf{M}_s = 0$ 。

若 $\mathbf{E}_s$ 和 $\mathbf{H}_s$ 已知,则等效面上的等效电流 $\mathbf{J}_s$ 与等效磁流 $\mathbf{M}_s$ 可由上式确定,通过积分运算便可获得等效面外部辐射场。辐射场与等效源的积分关系如下

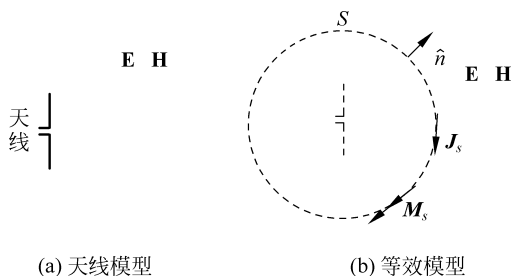


图 5-4 天线等效原理示意图

$$\mathbf{E} = -j\omega\mu_0 \oint_S [\mathbf{J}_s(\mathbf{r}')G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') + \frac{1}{k^2} \nabla' \cdot \mathbf{J}_s(\mathbf{r}') \nabla G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')] ds' + \oint_S [\mathbf{M}_s(\mathbf{r}') \times \nabla G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')] ds' \quad (5-6)$$

式中, 格林函数 G 的表达式如下

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{e^{-jk|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \quad (5-7)$$

$\mathbf{r}$ 和 $\mathbf{r}'$ 分别表示场点与源点位置, μ_0 为自由空间磁导率。在远场区, $\mathbf{H} = 1/\eta \hat{\mathbf{r}} \times \mathbf{E}$ 。 $\eta = 120\pi$ 为自由空间波阻抗。

5.2.2 喇叭天线

喇叭天线是常用且简单的一种微波天线。喇叭天线不仅可用作各种反射面天线和透镜天线的馈源, 在天线测量中, 还常用作对其他高增益天线进行校准和增益测试的通用标准。其主要优点有结构简单、易于激励、便于控制波束宽度与增益、通用性强等, 因此具有十分广泛的用途。

喇叭天线有许多种不同的形式, 其基本形式是由矩形波导或圆波导的开口面逐渐展开而形成的。开口面的逐渐扩张改善了波导与自由空间的匹配性能, 从而使得波导中传输的绝大部分能量由喇叭辐射出去。矩形波导馈电的喇叭根据扩展的形式不同可分为三类。矩形波导窄边尺寸扩展而宽边尺寸不变的喇叭天线, 称为 E 面扇形喇叭, 如图 5-5(a) 所示; 若其宽边尺寸扩展而窄边尺寸不变, 称为 H 面扇形喇叭, 如图 5-5(b) 所示; 若矩形波导的两边尺寸都扩展, 称为角锥喇叭(pyramidal horn), 如图 5-5(c) 所示; 由圆形波导扩展而成的一般是圆锥喇叭(conical horn), 如图 5-5(d) 所示。

角锥喇叭是对馈电的矩形波导在宽边和窄边均按一定张角张开而形成的。角锥喇叭除了具有较高增益以外, 还具有较低损耗及宽带特性, 因此是使用最普遍的喇叭天线之一。角锥喇叭天线的本质是 E 面和 H 面扇形喇叭天线的组合。此处, 我们以角锥喇叭天线为例, 介绍其口径场分布和远场特性。角锥喇叭的几何关系如图 5-6 所示。矩形波导中一般传输主模 TE_{10} 模, 虽然在波导与喇叭的连接处因不连续性会引起高次模, 但只要张角不太大, 这些高次模会在喇叭颈部很快衰减消失, 因此只有主模在喇叭内传播。

通常近似地认为, 角锥喇叭中的电磁场具有球面波特性, 而且假设角锥喇叭口径面上的相位分布沿 x 和 y 两个方向均为平方律变化。角锥喇叭口径面上任意一点 (x, y) 与口径面中点 O 的相位差可表示为

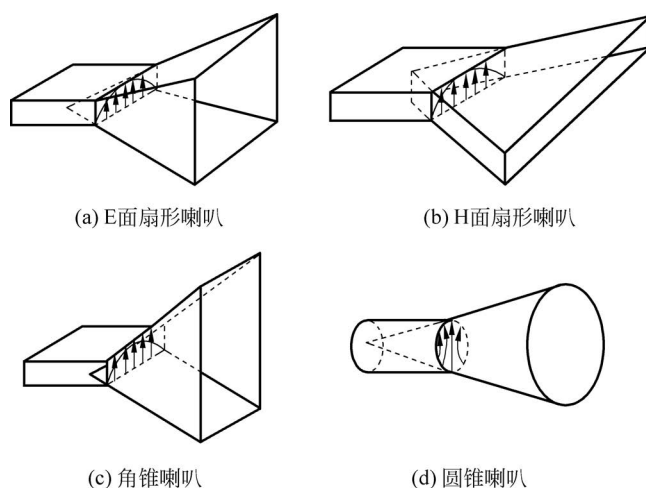


图 5-5 喇叭天线的几种基本形式

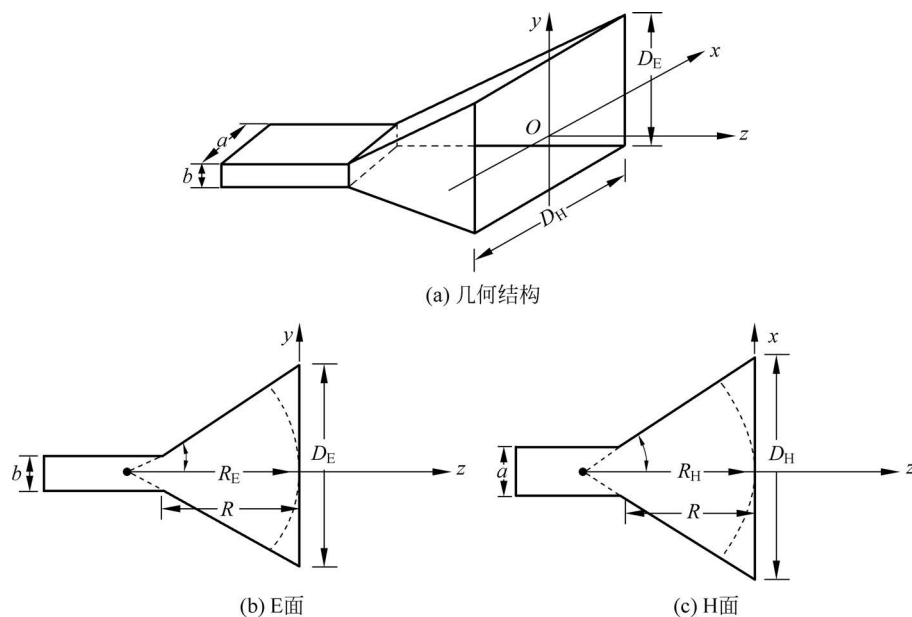


图 5-6 角锥喇叭的几何关系

$$\psi = \frac{\pi}{\lambda} \left(\frac{\lambda^2}{R_H} + \frac{y^2}{R_E} \right) \quad (5-8)$$

由于波导中 TE_{10} 模的幅度沿 y 方向均匀不变, 沿 x 方向按余弦分布, 按此假设, 可得角锥喇叭口径场为

$$E_y = E_0 \frac{\pi x}{D_H} e^{-j\frac{\pi}{\lambda} \left(\frac{x^2}{R_H} + \frac{y^2}{R_E} \right)} \quad (5-9)$$

$$H_y = -\frac{E_y}{\eta} \quad (5-10)$$

式中, η 为自由空间波阻抗。若 $R_H = R_E$, 则为尖顶角锥喇叭, 可用作标准增益喇叭。若

$R_H \neq R_E$, 则为楔形喇叭。

根据口径面的场分布, 利用式(5-4)~式(5-7)便可求得角锥喇叭的远区辐射场, 由于计算过程复杂, 这里直接给出结果。

H 面($\varphi=0^\circ$)的远场分布为

$$E_H = j \frac{1}{2\lambda r} (1 + \cos\theta) e^{-jkr} E_0 f_H(\theta) \quad (5-11)$$

H 面空间因子 $f_H(\theta)$ 可用菲涅尔积分表示为

$$f_H(\theta) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\lambda R_H}{2}} e^{j\frac{\pi\lambda R_H}{4} \left(\frac{1}{D_H} + \frac{2\sin\theta}{\lambda}\right)^2} \{C(v_2) - C(v_1) - j[S(v_2) - S(v_1)]\} + \quad (5-12)$$

$$e^{j\frac{\pi\lambda R_H}{4} \left(\frac{1}{D_H} - \frac{2\sin\theta}{\lambda}\right)^2} \{C(v_4) - C(v_3) - j[S(v_4) - S(v_3)]\}$$

式中

$$\begin{cases} v_1 = \frac{1}{\sqrt{2\lambda R_H}} \left[-D_H - R_H \left(\frac{\lambda}{D_H} + 2\sin\theta \right) \right] \\ v_2 = \frac{1}{\sqrt{2\lambda R_H}} \left[D_H - R_H \left(\frac{\lambda}{D_H} + 2\sin\theta \right) \right] \\ v_3 = \frac{1}{\sqrt{2\lambda R_H}} \left[-D_H + R_H \left(\frac{\lambda}{D_H} - 2\sin\theta \right) \right] \\ v_4 = \frac{1}{\sqrt{2\lambda R_H}} \left[D_H + R_H \left(\frac{\lambda}{D_H} - 2\sin\theta \right) \right] \end{cases} \quad (5-13)$$

E 面($\varphi=90^\circ$)的远场分布为

$$E_E = j \frac{1}{2\lambda r} (1 + \cos\theta) e^{-jkr} E_0 f_E(\theta) \quad (5-14)$$

E 面空间因子 $f_E(\theta)$ 为

$$f_E(\theta) = \sqrt{\frac{\lambda R_E}{2}} e^{j\frac{\pi R_E}{2} \sin^2\theta} \{C(w_2) - C(w_1) - j[S(w_2) - S(w_1)]\} \quad (5-15)$$

式中

$$\begin{cases} w_1 = -\sqrt{\frac{2R_E}{\lambda}} \sin\theta - \sqrt{\frac{2}{\lambda R_E}} \frac{D_E}{2} \\ w_2 = -\sqrt{\frac{2R_E}{\lambda}} \sin\theta + \sqrt{\frac{2}{\lambda R_E}} \frac{D_E}{2} \end{cases} \quad (5-16)$$

一般角锥喇叭天线的欧姆损耗较小, 其增益和效率可由下式得出

$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2} S \cdot e_a \quad (5-17)$$

式中, $S = D_H D_E$ 为该喇叭天线物理口径面积。口径利用效率 e_a 为

$$e_a = \frac{\left| \int_S E_a ds \right|^2}{S \int_S |E_a|^2 ds} = \frac{\left| \int_{-D_H/2}^{D_H/2} \cos \frac{\pi x}{D_H} e^{-j\frac{\pi x^2}{\lambda R_H}} dx \right|^2}{D_H \int_{-D_H/2}^{D_H/2} \left| \cos \frac{\pi x}{D_H} \right|^2 dx} \cdot \frac{\left| \int_{-D_E/2}^{D_E/2} e^{-j\frac{\pi y^2}{\lambda R_E}} dy \right|^2}{D_E \int_{-D_E/2}^{D_E/2} dy} \quad (5-18)$$

e_a 也可表示成

$$e_a = e_m e_p^H e_p^E \quad (5-19)$$

式中,由口径场幅度分布不均匀所引起的口径效率为

$$e_m = \frac{\left| \int_{-D_H/2}^{D_H/2} \cos \frac{\pi x}{D_H} dx \right|^2}{D_H \int_{-D_H/2}^{D_H/2} \left| \cos \frac{\pi x}{D_H} \right|^2 dx} \quad (5-20)$$

由 H 面口径场相位分布不均匀引起的口径效率为

$$e_p^H = \frac{\left| \int_{-D_H/2}^{D_H/2} \cos \frac{\pi x}{D_H} e^{-j\frac{\pi x^2}{\lambda R_H}} dx \right|^2}{\left| \int_{-D_H/2}^{D_H/2} \cos \frac{\pi x}{D_H} dx \right|^2} \quad (5-21)$$

由 E 面口径场相位分布不均匀引起的口径效率为

$$e_p^E = \frac{\left| \int_{-D_E/2}^{D_E/2} e^{-j\frac{\pi y^2}{\lambda R_E}} dy \right|^2}{D_E \left| \int_{-D_E/2}^{D_E/2} dy \right|^2} \quad (5-22)$$

化简后得

$$G = \frac{8\pi R_H R_E}{D_E D_H} \{ [C(u) + C(v)]^2 + [S(u) + S(v)]^2 \} [C^2(w) + S^2(w)] \quad (5-23)$$

式中

$$\begin{cases} u = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{D_H}{\sqrt{\lambda R_H}} + \frac{\sqrt{\lambda R_H}}{D_H} \right) \\ v = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{D_H}{\sqrt{\lambda R_H}} - \frac{\sqrt{\lambda R_H}}{D_H} \right) \\ w = \frac{D_E}{\sqrt{2\lambda R_H}} \end{cases} \quad (5-24)$$

角锥喇叭的增益也可由 E 面和 H 面扇形喇叭的增益来表示,即式(5-23)也可写为

$$G = \frac{\pi}{32} \left(\frac{\lambda}{a} G_E \right) \left(\frac{\lambda}{b} G_H \right) \quad (5-25)$$

式中, $G_E = \frac{4\pi}{\lambda^2} D_E a e_m e_p^E$ 为口径面积为 $D_E a$ 的 E 面扇形喇叭的增益, $G_H = \frac{4\pi}{\lambda^2} D_H b e_m e_p^H$ 为

口径面积为 $D_H b$ 的 H 面扇形喇叭的增益。 $\frac{\lambda}{a} G_E$ 、 $\frac{\lambda}{b} G_H$ 分别表示角锥喇叭的 E 面尺寸和 H 面尺寸对其增益的贡献。

由上式可知,角锥喇叭的增益是口径尺寸的函数,即不同的口径尺寸天线的增益将不同。所设计的尺寸使得其增益达到最大的角锥喇叭称为最佳角锥喇叭。最佳角锥喇叭在 H 面和 E 面分别取得最佳时的几何尺寸一般满足如下关系

$$\begin{cases} R_{\text{Hopt}} = \frac{D_{\text{H}}^2}{3\lambda} \\ R_{\text{Eopt}} = \frac{D_{\text{E}}^2}{2\lambda} \end{cases} \quad (5-26)$$

与其对应的 H 面和 E 面最大相差最佳值为

$$\begin{cases} \psi_{\text{Hm}} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{D_{\text{H}}^2}{8R_{\text{H}}} = \frac{3}{4}\pi \\ \psi_{\text{Em}} = \frac{\pi}{2} \end{cases} \quad (5-27)$$

代入式(5-19)~式(5-21)可得当 H 面和 E 面尺寸均为最佳时,其口径效率为

$$e_{\text{aopt}} = e_{\text{m}} e_{\text{popt}}^{\text{H}} e_{\text{popt}}^{\text{E}} = 0.81 \times 0.79 \times 0.80 = 0.51 \quad (5-28)$$

根据上述尺寸关系,可进一步求得最佳角锥喇叭天线 H 面和 E 面的半功率波瓣宽度分别为

$$\begin{cases} 2\theta_{0.5\text{H}} \approx 1.36 \frac{\lambda}{D_{\text{H}}} = 78^\circ \frac{\lambda}{D_{\text{H}}} \\ 2\theta_{0.5\text{E}} \approx 0.94 \frac{\lambda}{D_{\text{E}}} = 54^\circ \frac{\lambda}{D_{\text{E}}} \end{cases} \quad (5-29)$$

图 5-7 给出了一工作在 C 波段的角锥喇叭全波仿真案例,该天线模型如图 5-7(a)所示,其中 $a=30\text{mm}$, $b=60\text{mm}$, $L=60\text{mm}$, $R=48.6\text{mm}$, $D_{\text{H}}=82\text{mm}$, $D_{\text{E}}=70\text{mm}$ 。基于有限元全波仿真得到的三维增益方向图如图 5-7(b)所示,该天线最大增益为 11.4dB,波束指向为 z 向,即 $\theta=0^\circ$ 。

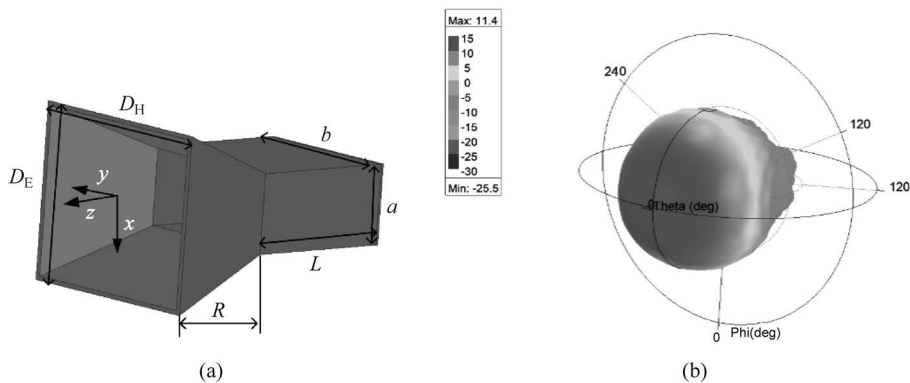


图 5-7 角锥喇叭模型及三维增益方向图

5.2.3 反射面天线

反射器可用于修改辐射单元的方向图,使之产生一种预定特征的波束,因此带有反射器的反射面天线是天线应用中非常广泛的一种面天线。天线的反射器可以是多种形状的导体表面,例如平面式、带角平面式、旋转抛物面、柱形抛物面、球形抛物面等。反射面天线有多种不同的分类方法,如可以按照反射面类型、反射面个数、馈电类型或辐射方向图等形式进行分类,本书根据反射面类型进行分类。

1. 平面反射器天线

平面反射器天线是结构最为简单的一种反射面天线。图 5-8(a)给出了一种馈源为偶极子,反射器为一有限大导体平板的反射面天线。导体平板对辐射场的影响可利用镜像原理进行分析,理论分析时,为简化分析过程,可忽略反射器的边缘效应,将导体平面理想化为一个无限大的平面。虽然在实际应用中反射器的尺寸是有限的,但若研究的范围较小,理想情况的结果与最终的实际结果差距并不大。该导体平板可用于减小背向辐射,增强前向辐射。其前向辐射的方向图与馈源到平板的垂直距离有关。由于水平极化电流的镜像源与真实电流源等幅反相,因此当馈源到平板的垂直距离为四分之一波长时,该反射面天线的增益最大,且最大波束指向为反射器的法向。

图 5-8(b)给出了一种由两个导体平面组成的夹角为 α ($\alpha < 180^\circ$) 的角反射器天线。角反射器可使能量更好地辐射出去,因此一般可获得比平板反射器更为尖锐的辐射方向图。夹角为直角 ($\alpha = 90^\circ$) 的反射器又被称为直角反射器,如图 5-8(c) 所示。直角反射器的特点是反射的信号是原路返回的,也就是说入射波总被反射回波源,因此可用于雷达目标检测,用以侦测或跟踪目标。

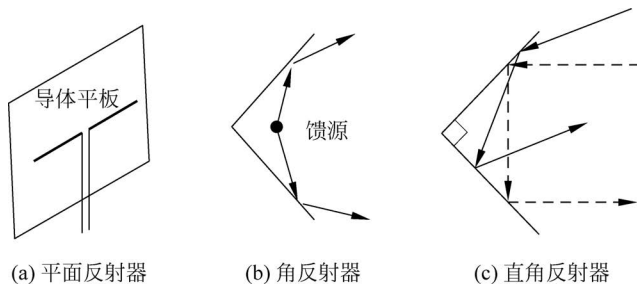


图 5-8 平面反射器天线

2. 抛物面天线

抛物面天线具有高增益的特性,是使用最为广泛的反射面天线,如中国天眼 500m 口径球面射电望远镜(Five-hundred-meter Aperture Spherical radio Telescope, FAST)就属于抛物面天线。抛物面天线一般是由一个旋转抛物面和一个馈源组成。抛物面是由一平面抛物线绕轴线旋转一周而成的。馈源可以是多种形式,如喇叭天线、带反射板的短偶极子天线等,其相位中心放置于抛物面的焦点处。

天线用作接收时,外来平面波照射在抛物面上,基于几何光学定律,由抛物面反射的反射波会汇聚到抛物面的焦点,从而被馈源接收。由于互易性,当天线用作发射时,由馈源辐射出的球面波,经抛物面反射后会转换为平面波,平行地辐射到指定方向。

由于抛物面是通过旋转得到的,为方便分析,可通过其剖面示意图来研究天线的特性,如图 5-9 所示。 S 代表旋转抛物面, F 为该抛物面焦点, S_0 为通过焦点且垂直于反射面轴线 z 的一平面, M 为 S 上的一点, P 为 S_0 上的一点。由抛物线的几何性质,可得

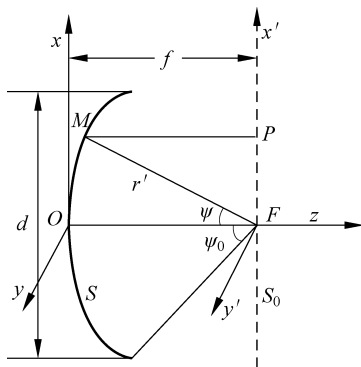


图 5-9 抛物面的几何特性

$$FM + MP = 2f \quad (5-30)$$

式中

$$\begin{cases} FM = r' \\ MP = r' \cos \psi \end{cases} \quad (5-31)$$

整理可得 $r' + r' \cos \psi = 2f$, 故

$$r' = \frac{2f}{1 + \cos \psi} \quad (5-32)$$

在以焦点 F 为坐标原点的 $x'y'z'$ 坐标系下, $FM = r' = \sqrt{x'^2 + y'^2 + z'^2}$, $MP = -z'$ 。由式(5-30)可得

$$\sqrt{x'^2 + y'^2 + z'^2} - z' = 2f \quad (5-33)$$

$$x'^2 + y'^2 = 4f(f + z') \quad (5-34)$$

若将其平移至 xyz 坐标系, 则满足如下平移关系

$$\begin{cases} x' = x \\ y' = y \\ z' = z - f \end{cases} \quad (5-35)$$

代入式(5-34)可得抛物面的坐标关系如下

$$x^2 + y^2 = 4fz \quad (5-36)$$

由于 $x = r' \sin \psi$, 则根据式(5-32)可得

$$r' = \frac{x}{\sin \psi} = \frac{2f}{1 + \cos \psi} \quad (5-37)$$

当 $x = d/2$ 时, 可得

$$\frac{f}{d} = \frac{1}{4} \cot^2 \left(\frac{\psi_0}{2} \right) \quad (5-38)$$

在抛物面天线的分析与设计中, f/d 是一个非常重要的参数。当 $\psi_0 < \pi/2$ 时, $f/d < 0.25$, 称为长焦距抛物面; 当 $\psi_0 = \pi/2$ 时, $f/d = 0.25$, 称为中等焦距抛物面; 当 $\psi_0 > \pi/2$ 时, $f/d > 0.25$, 称为短焦距抛物面。

抛物面天线作为一种高增益天线, 最重要的参数就是方向性与增益, 这与天线的口径效率息息相关。一般馈源天线为喇叭天线, 假设位于焦点处喇叭天线的辐射功率为 $g(\psi)$, 那么口径效率表达式为

$$\eta_{ap} = \cot^2 \left| \int_0^{\psi_0} g(\psi) \tan \left(\frac{\psi}{2} \right) d\psi \right|^2 \quad (5-39)$$

由上式可知, 该效率是由馈源辐射特性及反射面特性共同决定的, 口径效率最大可以达到 $0.82 \sim 0.83$ 。一般来说, 随着 f/d 增加, 反射面上的场分布越均匀, 天线的电磁特性越好。但 f/d 不能过大, 该参数过大时, 天线纵向尺寸太长, 会导致馈源能量泄漏增大, 因此要在其中找平衡点, 使得系统获得最大的效率。不考虑截获效率时, 根据上述口径效率可进一步获得天线增益为

$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2} \eta_{ap} \pi (d/2)^2 \quad (5-40)$$

半功率波瓣宽度的表达式为

$$BW \approx \frac{\lambda}{d} \times 70^\circ \quad (5-41)$$

因此,波瓣宽度与反射面的尺寸大小有关,尺寸越大,波瓣宽度越窄。

图 5-10 给出了抛物面天线的全波仿真案例。该抛物面天线模型如图 5-10(a)所示,直径 $d=6\lambda$, $f/d=0.38$ 。利用图 5-7 所示喇叭天线作为该抛物面天线的馈源,喇叭天线的相位中心位于该抛物面的焦点处。基于全波仿真得到的三维增益方向图如图 5-10(b)所示,从图中可以看出,该天线波束指向为 z 向,波数较窄,最大增益为 23.6dB。

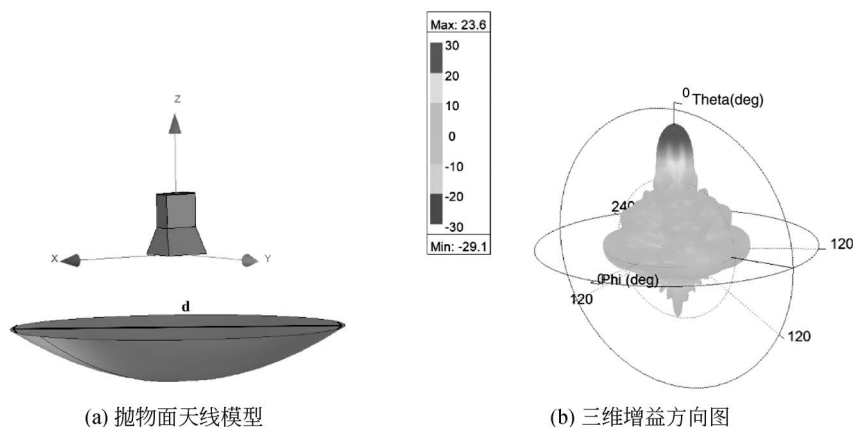


图 5-10 抛物面天线模型及三维增益方向图

5.3 微带天线

5.3.1 微带天线结构及工作原理

微带天线的发展始于 1953 年美国伊利诺伊大学 G. A. Deschamps 教授提出利用微带线的辐射来制成微带天线,但直到 20 世纪 70 年代初期才被人们重视,到 80 年代其理论研究已趋于成熟。与普通微波天线相比,微带天线具有剖面低、尺寸小、重量轻、便于共形、加工简便、易于大量生产、成本低、便于实现多功能设计等优点,因此被广泛应用于卫星通信、移动通信、雷达、微波遥感遥测、导弹遥测遥控、电子对抗等多个领域。微带天线的主要缺点是频带窄、辐射效率低、功率容量小等。不过随着技术的不断发展,研究学者们已提出多种技术途径来克服上述缺点,例如新一代设计的宽带微带天线相对带宽可达 15%~30%甚至 70%。

微带天线通常是由一金属贴片置于导体接地板的介质基片表面所形成,如图 5-11 所示。金属贴片的形状可以任意设计,如矩形、圆形、三角形或圆环等,也可以是不规则的形状。图 5-11 为典型的矩形微带天线结构,金属贴片的长度 L 一般取 $\lambda/3 < L < \lambda/2$,宽度 W 一般小于 λ ,但不能太小。介质基板厚度 h 远小于波长,相对介电常数一般为 2~24。

微带天线有多种馈电方式,主要分为三类:微带传输线馈电、同轴探针馈电、耦合馈电。微带传输线馈电结构如图 5-11 所示,微带传输线馈电的馈线也是一导体带,一般宽度较窄。该馈电模式制造简单,易于匹配,缺点是会产生更多的表面波和寄生辐射,在实际应用中限



微课视频

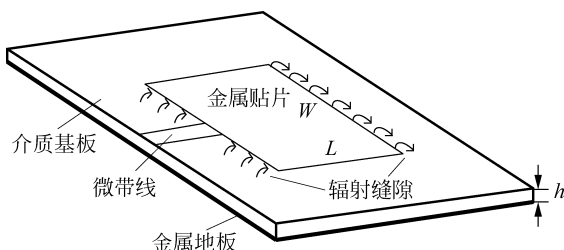


图 5-11 微带线馈电的矩形微带天线

制了带宽。同轴探针馈电基本结构如图 5-12(a)所示,这种馈电方式是将同轴线从地平面底部穿过给微带贴片馈电,同轴的外导体焊接于地板,内导体穿过基板和贴片顶部。此类馈电模式易于匹配、制造简单、寄生辐射低,但带宽较窄,且建模相对困难。微带线传输线馈电和同轴探针馈电会因自身的不对称性引起高次模,从而导致交叉极化。为克服这一问题,有了传输线耦合馈电模式,基本结构如图 5-12(b)所示,此类馈电模式具有相对较宽的带宽。

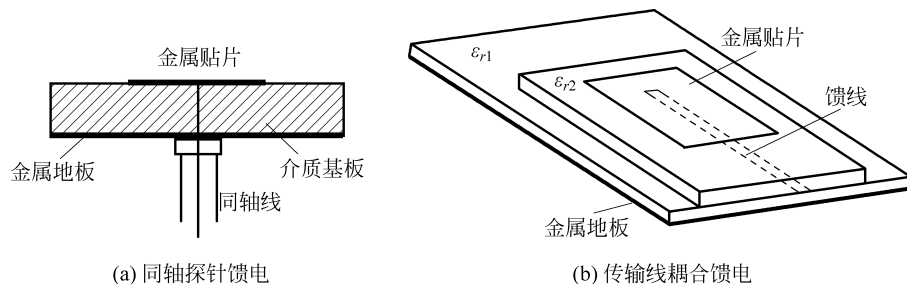


图 5-12 同轴探针馈电与传输线耦合馈电结构

上述馈电结构,可使介质板顶部的金属贴片和地板之间激励起高频电磁场,并通过贴片四周与接地板间的缝隙向外辐射。如图 5-11 所示,其辐射场可认为是由贴片沿长度方向的两个开路端上的边缘场产生的。边缘电场可分解为水平分量和垂直分量。一般而言,贴片的长度 $L \approx \lambda/2$,因此两开路端的边缘电场的垂直分量相位相反,该分量在空间中产生的辐射场会相互抵消,而水平分量相位相同,所以天线的远区辐射场主要由边缘场的水平分量产生。

5.3.2 传输线模型

由于介质及金属地板的存在,微带天线的解析场是相对复杂的。为研究微带天线的辐射机理,学者们在微带天线的分析方法和辐射模型的构建方面进行了大量的研究。微带天线的分析方法主要有传输线模型法、谐振腔模型法及全波模型法。其中,传输线模型法是最早提出,也是最简单的分析方法,该方法具有清晰的物理含义,但精度不够高且不易于模式耦合。谐振腔模型法相对传输线模型法而言更为复杂,但该方法精度更高,也具备清晰的物理含义,不过该方法也不易于模式耦合。全波模型法是精度最高的分析方法,适用于任意模型,但需依赖大量的数值计算,且物理含义不明显。

本节介绍传输线模型法。该方法主要是将天线的矩形贴片等效为一段传输线,因此仅适用于矩形贴片微带天线的建模与分析。

如图 5-13 所示,微带天线的矩形贴片尺寸为 $L \times W$,基片厚度 $h \ll \lambda$ 。可将该贴片视为一段传输线,贴片与地板间介质基板内的电场沿宽度方向(W 方向)和厚度方向(h 方向)不变,仅沿着长度方向(L 方向)变化。辐射主要由长度方向两开路端不连续性引起的边缘场产生。贴片与地板间的介质板内的电磁场可表示为

$$E_x = E_0 \cos \left[\frac{\pi}{L} \left(y + \frac{L}{2} \right) \right] \quad (5-42)$$

$$H_z = H_0 \sin \left[\frac{\pi}{L} \left(y + \frac{L}{2} \right) \right] \quad (5-43)$$

$$E_y = E_z = H_x = H_y = 0 \quad (5-44)$$

式中, $E_0 = U_0/h$, U_0 为缝隙处的电压。在缝隙处,即 $y = \pm L/2$ 处,贴片与地板之间的电场强度最大。

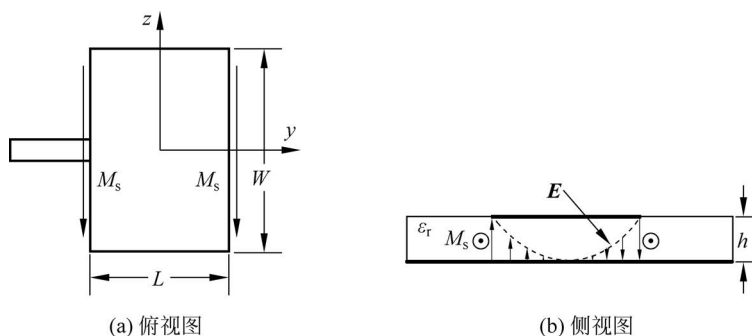


图 5-13 矩形贴片微带天线的传输线模型

由等效原理可知,缝隙处的电场辐射可等效为面磁流的辐射。考虑到地板的影响,由镜像原理可知,水平磁流源的镜像源与其等幅同相。因为 $h \ll \lambda$,所以总等效磁流源为面磁流的两倍。

$y = -L/2$ 时,等效磁流源

$$\mathbf{M}_s = -2\hat{n} \times \mathbf{E} \big|_{y=L/2} = -2(-\hat{y}) \times \hat{x}E_0 = -2\hat{z}E_0 \quad (5-45)$$

$y = L/2$ 时,等效磁流源

$$\mathbf{M}_s = -2\hat{n} \times \mathbf{E} \big|_{y=L/2} = -2\hat{y} \times \hat{x}(-E_0) = -2\hat{z}E_0 \quad (5-46)$$

磁流源与其产生的矢量位 $\mathbf{F}$ 满足关系

$$\mathbf{F} = \frac{1}{4\pi\omega} \iint_S \frac{\mathbf{M}_s}{r} e^{-jkr} ds \quad (5-47)$$

式中, r 为场源间的距离。远区电磁场与矢量位 $\mathbf{F}$ 之间的关系为

$$\begin{cases} \mathbf{H} \approx -j\omega\epsilon_0 \mathbf{F} \\ \mathbf{E} = \eta \mathbf{H} \times \hat{r} \end{cases} \quad (5-48)$$

由式(5-45)~式(5-48)可求得该微带天线的远区辐射场解析表达式为

$$\begin{cases} E_\theta = E_r = 0 \\ E_\varphi = j \frac{kWhE_0}{\pi r} e^{-jkr} \sin\theta \operatorname{sinc}\left(\frac{1}{2}kh \sin\theta \cos\varphi\right) \operatorname{sinc}\left(\frac{1}{2}kW \cos\theta\right) \cos\left(\frac{1}{2}kL \sin\theta \sin\varphi\right) \end{cases} \quad (5-49)$$

式中, $\text{sinc}(x) = \sin(x)/x$ 。当介质基板很薄时, 即满足 $kh \ll 1$ 时, 上式可化简为

$$E_\varphi = j \frac{k W U_0 e^{-jkr}}{\pi r} \sin\theta \text{sinc}\left(\frac{1}{2} k W \cos\theta\right) \cos\left(\frac{1}{2} k L \sin\theta \sin\varphi\right) \quad (5-50)$$

进一步可得 H 面 (xOz 面, $\varphi=0^\circ$) 方向图函数为

$$F_H = \sin\theta \text{sinc}\left(\frac{1}{2} k W \cos\theta\right) \quad (5-51)$$

E 面 (xOy 面, $\theta=90^\circ$) 方向图函数为

$$F_E = \cos\left(\frac{1}{2} k L \sin\varphi\right) \quad (5-52)$$

由上式计算可求得 H 面与 E 面的半功率主瓣宽度近似表达式为

$$\begin{cases} 2\theta_{0.5H} = 2\arccos\sqrt{\frac{1}{2(1+\pi W/\lambda)}} \\ 2\theta_{0.5E} = 2\arcsin\frac{\lambda}{4L} \end{cases} \quad (5-53)$$

5.3.3 腔模理论

对于介质基板厚度远小于波长 ($h \ll \lambda$) 的薄微带天线, 可将贴片与地板间的空间看成上下为电壁、四周为磁壁的介质加载谐振腔。于是便可根据边界条件利用模式展开法求解该区域的场分布。介质基板中的电磁波到达贴片边缘时会产生杂散效应, 由于介质基板的厚度很小, 沿着贴片边缘场的杂散效应也很小, 也就是说电场几乎沿着贴片表面的法向, 因此在腔内只需考虑 TM 模式的场的结构。这也是将腔体上下两壁视为电壁、四周视为磁壁的原因。

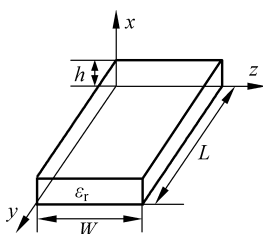


图 5-14 矩形微带天线结构

腔内场分布可由矢量电位来求得。如图 5-14 所示, 假设介质基板的大小不超过贴片边缘, 矢量位 A_x 的波动方程为

$$\nabla^2 A_x + k^2 A_x = 0 \quad (5-54)$$

利用分离变量法可求得 A_x 的一般形式为

$$A_x = [A_1 \cos(k_x x) + B_1 \sin(k_x x)] \cdot [A_2 \cos(k_y y) + B_2 \sin(k_y y)] \cdot [A_3 \cos(k_z z) + B_3 \sin(k_z z)] \quad (5-55)$$

式中, k_x 、 k_y 和 k_z 分别表示 x 、 y 和 z 方向的波数。腔内电场与矢量电位的关系为

$$\begin{cases} E_x = -j \frac{1}{\omega \mu \epsilon} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + k^2 \right) A_x \\ E_y = -j \frac{1}{\omega \mu \epsilon} \frac{\partial^2 A_x}{\partial x \partial y} \\ E_z = -j \frac{1}{\omega \mu \epsilon} \frac{\partial^2 A_x}{\partial x \partial z} \end{cases} \quad (5-56)$$

腔内磁场与矢量电位的关系为

$$\begin{cases} H_x = 0 \\ H_y = \frac{1}{\mu} \frac{\partial A_x}{\partial z} \\ H_z = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial A_x}{\partial y} \end{cases} \quad (5-57)$$

腔体的边界条件有

$$\begin{cases} E_y|_{x'=0} = E_y|_{x'=h} = 0 \\ H_y|_{z'=0} = H_y|_{z'=w} = 0 \\ H_z|_{y'=0} = H_z|_{y'=L} = 0 \end{cases} \quad (5-58)$$

式中, x' 、 y' 、 z' 表示腔内场的位置。将上述边界条件代入式(5-56), 可推出

$$B_1 = B_2 = B_3 = 0 \quad (5-59)$$

且

$$\begin{cases} k_x = \frac{m\pi}{h}, & m = 0, 1, 2, \dots \\ k_y = \frac{n\pi}{L}, & n = 0, 1, 2, \dots \\ k_z = \frac{p\pi}{h}, & p = 0, 1, 2, \dots \end{cases} \quad (5-60)$$

因此, 得到 A_x 的最终表达式为

$$A_x = A_{mnp} \cos(k_x x') \cos(k_y y') \cos(k_z z') \quad (5-61)$$

式中, A_{mnp} 表示 mnp 模式的幅度系数。将其代入式(5-56)和式(5-57)可得腔内电场表达式为

$$\begin{cases} E_x = -j \frac{k^2 - k_x^2}{\omega\mu\epsilon} A_{mnp} \cos(k_x x') \cos(k_y y') \cos(k_z z') \\ E_y = -j \frac{k_x k_y}{\omega\mu\epsilon} A_{mnp} \sin(k_x x') \sin(k_y y') \cos(k_z z') \\ E_z = -j \frac{k_x k_z}{\omega\mu\epsilon} A_{mnp} \sin(k_x x') \cos(k_y y') \sin(k_z z') \end{cases} \quad (5-62)$$

磁场表达式为

$$\begin{cases} H_x = 0 \\ H_y = \frac{k_z}{\mu} A_{mnp} \cos(k_x x') \cos(k_y y') \sin(k_z z') \\ H_z = \frac{k_y}{\mu} A_{mnp} \cos(k_x x') \sin(k_y y') \cos(k_z z') \end{cases} \quad (5-63)$$

波数满足以下方程

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \left(\frac{m\pi}{h}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{W}\right)^2 = k_r^2 = \omega_r^2 \mu\epsilon \quad (5-64)$$

故腔内的谐振频率为

$$(f_r)_{\text{mnp}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mu\epsilon}} \sqrt{\left(\frac{m\pi}{h}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{W}\right)^2} \quad (5-65)$$

主模对应于最低阶谐振频率。若 $L > W > h$, 则主模 TM_{010} 的谐振频率为

$$(f_r)_{010} = \frac{1}{2L\sqrt{\mu\epsilon}} = \frac{c}{2L\sqrt{\epsilon_r}} \quad (5-66)$$

从上式可以看出, 微带天线的主模谐振频率与贴片的长度 L 及介质基板的相对介电常数 ϵ_r 有关, L 越长, ϵ_r 越大, 谐振频率越低。

对于主模 TM_{010} , 腔内电磁场表达式可简化为

$$E_x = E_0 \cos\left(\frac{\pi y}{L}\right) \quad (5-67)$$

$$H_z = H_0 \sin\left(\frac{\pi y}{L}\right) \quad (5-68)$$

$$E_y = E_z = H_x = E_y = 0 \quad (5-69)$$

式中, $E_0 = -j\omega A_{010}$, $H_0 = \left(\frac{\pi}{\mu L}\right)A_{010}$ 。矩形微带贴片天线主模谐振模式如图 5-15 所示。

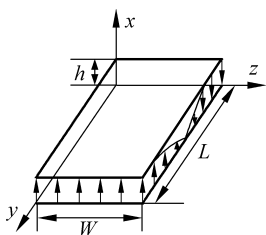


图 5-15 矩形微带贴片天线主模谐振模式

微带天线产生的辐射场可由贴片四周四条缝的等效电流和等效磁流表示。由于贴片四周仅存在与贴片垂直的电场, 故贴片四周等效电流为零、仅存在水平方向的等效磁流 M_s 。根据镜像原理, 地板的存在会使等效磁流 M_s 加倍。因此, 可得长边方向的两条槽的等效磁流密度的表达式为

$$M_s = -2\hat{n} \times E_x \big|_{y=0,L} \quad (5-70)$$

窄边方向的两条槽的等效磁流密度的表达式为

$$M_s = -2\hat{n} \times E_x \big|_{z=0,W} \quad (5-71)$$

由于沿宽边的两条槽的等效磁流密度反相, 一个缝产生的辐射场会被另一个缝产生的辐射场抵消, 因此只有沿着长边的两条槽会向外辐射, 即仅式(5-70)所表示的等效磁流会向外辐射。对比式(5-67)与式(5-42)可以发现, 腔模理论所推导出的场分布与传输线模型相同, 因此等效磁流 M_s 也相同, 进而推导出的辐射场也一致, 此处不再赘述。

5.3.4 微带天线实例

此处以一同轴馈电微带天线为例, 其模型如图 5-16(a) 所示。辐射贴片长度 $L_0 = 28\text{mm}$, 辐射贴片宽度 $W_0 = 37.26\text{mm}$, 同轴馈电点与贴片中心距离 $L_1 = 7\text{mm}$, 介质基板厚度为 1.6mm , 相对介电常数 $\epsilon_r = 4.4$ 。

基于全波仿真得到的回波损耗如图 5-16(b) 所示, 从图中可以看出, 该天线在谐振频点 2.45GHz 附近的回波损耗约为 -27dB , 因此具有较好的匹配特性。但该天线工作带宽较窄, 约为 3.2% , 这是常用矩形贴片微带天线的普遍特点。谐振频点处该天线的三维增益方向图如图 5-17(a) 所示, yOz 面、 xOz 面方向图分别如图 5-17(b) 和图 5-17(c) 所示。该天线波瓣较宽, 最大增益约为 4.2dB , 最大辐射方向为 z 向。

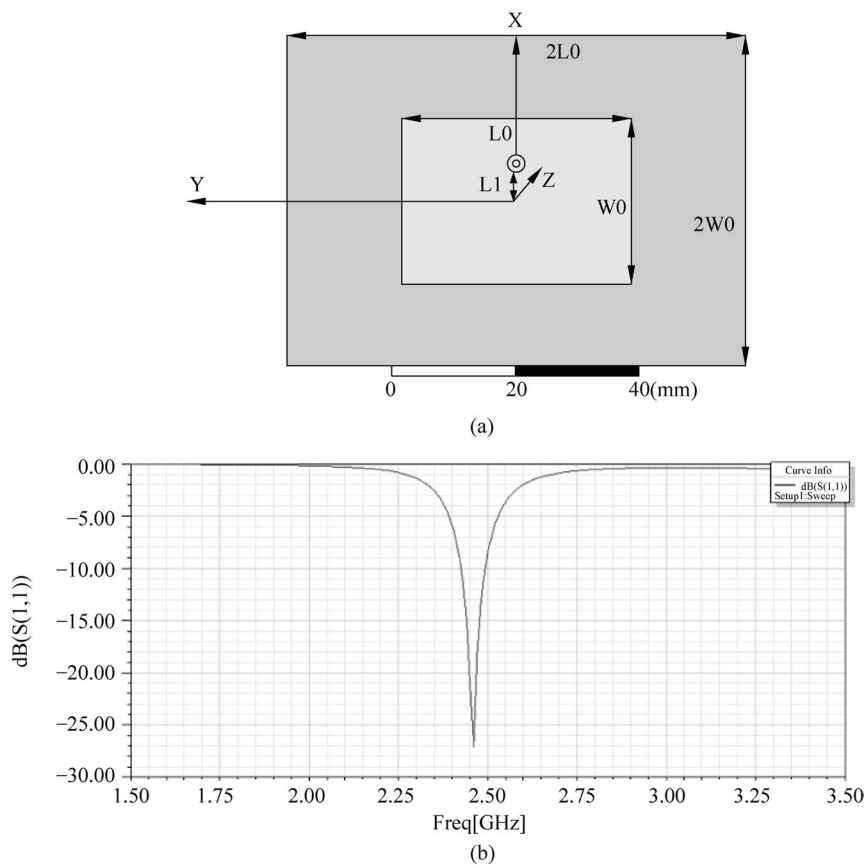


图 5-16 微带天线模型及回波损耗

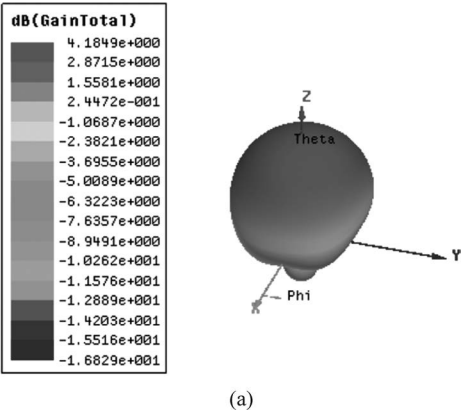


图 5-17 辐射方向图

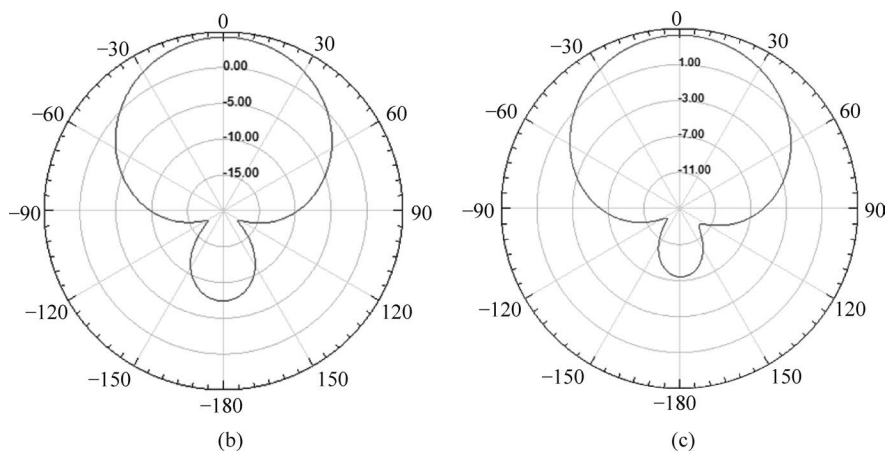


图 5-17 (续)

习题

1. 试证明图 5-1 所示等效系统在导电平面任意一点处产生的切向场为 0。
2. 严格来说均匀口径分布在物理上能实现吗？为什么？
3. 试描述角锥喇叭天线增益、波瓣宽度与天线尺寸的关系。
4. 设一抛物面天线直径 $d=2.5\text{m}$, 焦径比 $f/d=0.3$, 工作频率为 6GHz , 馈源方向图 $f(\psi)=\cos^2(\psi)$ 。试计算该天线效率与增益。
5. 请解释微带天线辐射机理。
6. 试描述微带天线谐振频率与辐射贴片尺寸的关系。