

任何一个高频电路,只要不是完全屏蔽起来,都可以辐射或接收电磁波。但是这样的高频电路不能作为天线使用,因为它接收或辐射电磁波的能力很差,因此天线在辐射性能上必须满足一定的要求。

例如,由放大元件和振荡回路所组成的自激式振荡器可以产生高频振荡的电磁能,但这时电能全部集中在电容器的极板之间,而磁能则全部集中在电感线圈内,电磁能被束缚在一个很小的范围内,不易向空间辐射。

如果将振荡回路展开,使电磁场分布在空间很大的范围,这将为辐射提供有利条件。实际上展开的振荡电路就是一个最简单的天线。随着波长的缩短,电感和电容可以用长线来代替,这就构成了简单的对称振子天线。

对称振子天线是最基本、最常用的天线,由它可以变形并衍生出丰富的其他天线种类。本章从最简单的对称振子天线开始展开讨论,介绍对称振子天线辐射的基本原理、性质和馈电技术。



微课视频

3.1 对称振子天线的辐射原理

对称振子(也称偶极子)可视作由图 3-1 所示的终端开路平行双线向外张开 180° ,对称振子的两臂长度均为 l 、半径为 a 且振子无限细满足 $2a \ll l$ 条件,振子的中心接高频交变源作为激励。

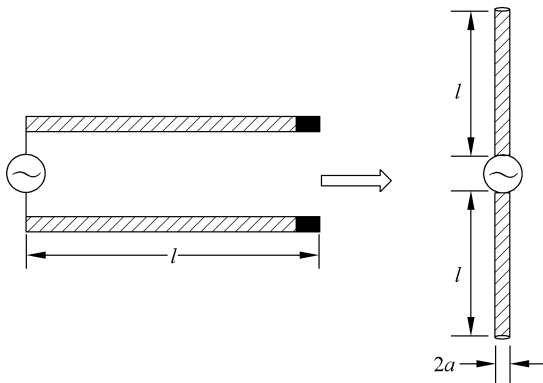


图 3-1 对称振子的结构

在对称振子的中心馈以交变源,振子上就会维持一定的电流分布,从而在周围空间产生辐射。如果已知振子上的电流分布,便容易求出振子远场区的辐射场。一般来说,如果要严格求解振子周围的场,需要采用比较复杂的数学推导。因此,工程上经常采用近似的估算方法和实验来确定振子上的电流分布,这种方法就是所谓的“长线法”,即把振子看成由平行双线的两臂向外张开而成,两臂上的电流仍然与张开前一样。

如图 3-2 所示,无限细振子上的电流分布和无耗开路长线上的电流分布是很接近的,均为正弦分布,粗振子的电流分布与正弦分布略有差别,但差别较小,只是在波节点(终端节点除外)附近差别稍大。由于振子周围的电磁场主要由幅度较大的电流决定,而电流节点附近电流极小,即使有所差别,对场的影响也不大,所以在分析对称振子的辐射场时,可以近似分析为:对称振子上的电流分布是正弦分布,振子终端是电流波节,电流分布关于振子中心对称,两臂上的电流大小相等、相位相同。根据电流分布,可依次推算出其位函数和辐射场函数。假定振子的中心与坐标原点重合,振子放置在 z 轴上,则电流分布可以写为

$$\dot{I}(z) = I_m \sin[\beta(L/2 - z)] \quad (3-1)$$

式中, I_m 为电流分布复振幅的最大值, β 为相位常数或波数($\beta = 2\pi/\lambda$), L 为振子的物理长度。振子全长 L 为半个波长($\lambda/2$)的情况,称为半波振子;振子全长为一个波长(λ)的情况,称为全波振子。半波振子与全波振子的电流分布已在图 3-2 中给出。

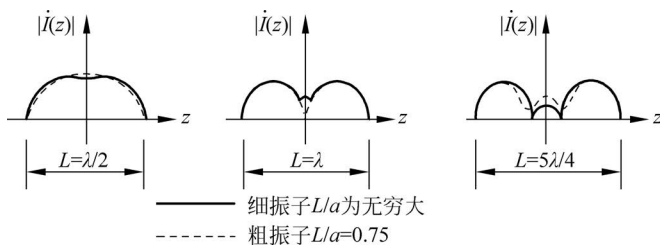


图 3-2 对称振子上的电流分布



微课视频

3.2 对称振子天线的辐射特性参数

对于线性媒质来说,麦克斯韦方程和边界条件都是线性方程,可以应用叠加定律把无数小段电流元(基本振子)的场叠加起来,叠加结果就是对称振子天线的总辐射场。

电流为 I_z 的电流元辐射场为

$$E_\theta = j \frac{I_z \omega \mu}{4\pi r} \sin\theta e^{-j\beta r} \quad (3-2)$$

$$dE_\theta = j \frac{60\pi I_z dz}{\lambda r} \sin\theta e^{-j\beta r} \quad (3-3)$$

如图 3-3 所示,设对称振子天线沿 z 轴放置,中心设置在原点上,为对称振子天线建立球面坐标系,则对称振子天线上的电流分布为

$$I = I_m \sin\beta(h - |z|) \quad (3-4)$$

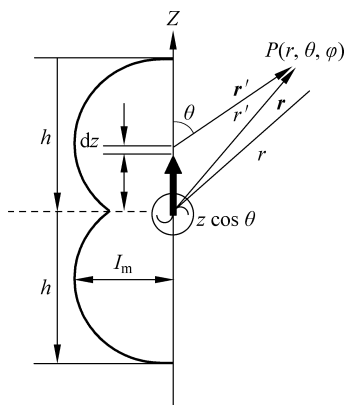


图 3-3 球面坐标系下对称振子的辐射场

式中, h 为振子天线的臂长, z 为电流元与坐标原点的距离。

取远场中任意的观察点 $P(r, \theta, \varphi)$, r 是对称振子天线中点到观察点 P 的距离矢量, r' 是振子臂上任意的元天线 dz 到观察点的距离矢量, θ 是振子轴与 r' 的夹角。则由式(3-3)、式(3-4), dz 的辐射场为

$$dE_{\theta} = j \frac{60\pi}{\lambda} \sin\theta I_m \sin\beta(h - |z|) \frac{e^{-j\beta r'}}{r'} dz \quad (3-5)$$

该对称振子天线总长为 L , 为了获得对称振子天线远场区的辐射场, 应对式(3-5)在整个天线上积分

$$\begin{aligned} E_{\theta} &= j \frac{I_m 60\pi}{\lambda} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \sin\theta \int_{-h}^h \sin\beta(h - |z|) e^{-j\beta z \cos\theta} dz \\ E_{\theta} &= j \frac{\omega\mu}{4\pi} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \sin\theta \dot{I}_m \int_{-L/2}^{L/2} \sin[\beta(L/2 - |z|)] e^{-j\beta z \cos\theta} dz \end{aligned} \quad (3-6)$$

在远场区, 由于 $r \gg L/2$, $\beta r \gg 1$ 对于分母可近似取 $\frac{1}{r} \approx \frac{1}{r'}$ 。但对于相位因子, 由于引入的误差过大, 所以利用 $r' = \sqrt{r^2 + z^2 - 2zr \cos\theta} \approx r - z \cos\theta$ 近似, 可得对称振子辐射场:

$$\begin{aligned} E_{\theta} &= j \frac{I_m 60\pi}{\lambda} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \sin\theta \int_{-h}^h \sin\beta(h - |z|) e^{-j\beta z \cos\theta} dz \\ E_{\theta} &= j \frac{\omega\mu}{4\pi} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \sin\theta \dot{I}_m \int_{-L/2}^{L/2} \sin[\beta(L/2 - |z|)] e^{-j\beta z \cos\theta} dz \end{aligned} \quad (3-7)$$

经积分推导可得

$$E_{\theta} = j \frac{\omega\mu}{4\pi} \frac{e^{-j\beta r}}{r} F(\theta)$$

式中

$$F(\theta) = \frac{\cos[(\beta L/2) \cos\theta] - \cos[\beta L/2]}{\sin\theta}$$

则对称振子天线的归一化方向图函数为

$$F(\theta) = \frac{\cos[(\beta L/2) \cos\theta] - \cos[\beta L/2]}{\sin\theta} \quad (3-8)$$

3.2.1 方向图

如图 3-4 所示, 对称振子天线方向图在 E 面内为“ ∞ ”形, H 面内为圆形。

对称振子的立体方向图是一个与振子轴相切的瓣绕 z 轴旋转一周得到的空间方向图, 如图 3-5 所示。

对称振子天线的方向图函数为

$$F(\theta) = \frac{\cos[(kL/2) \cos\theta] - \cos[kL/2]}{\sin\theta} \quad (3-9)$$

于是可以画出振子长度不同的情况下, 对称振子天线的 E 面方向图, 如图 3-6 所示。

观察图 3-6, 可以得到以下几点结论。

- (1) $\theta = 0^\circ$ 和 180° 时, $F(\theta) = 0$, 即沿天线的轴线方向无辐射;
- (2) $L < 1.5\lambda$ 时, 在 $\theta = 90^\circ$ 方向有两个主瓣, 无副瓣, 且 θ_{-3dB} 随着 L 的增加而减小, 即

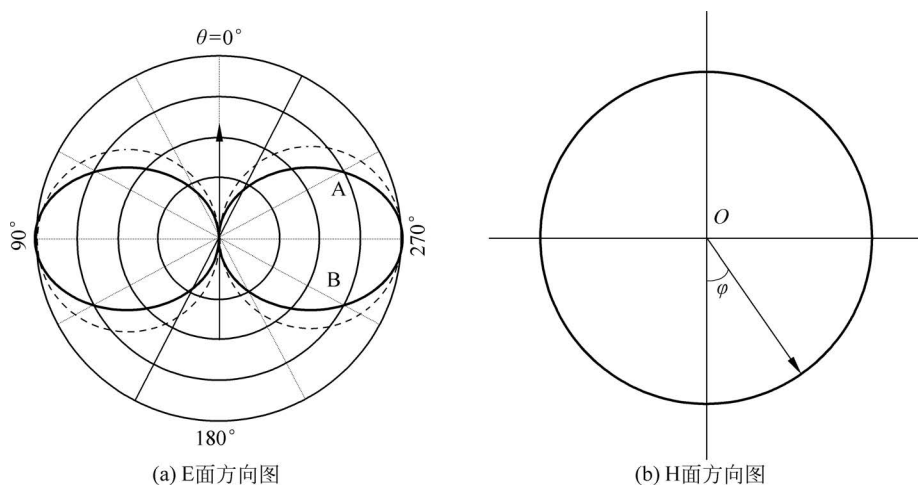


图 3-4 对称振子天线的平面方向图

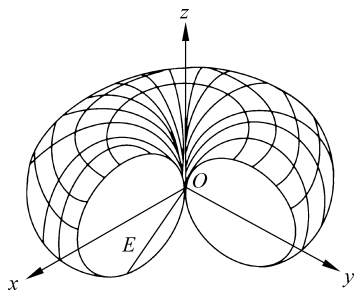


图 3-5 对称振子的立体方向图

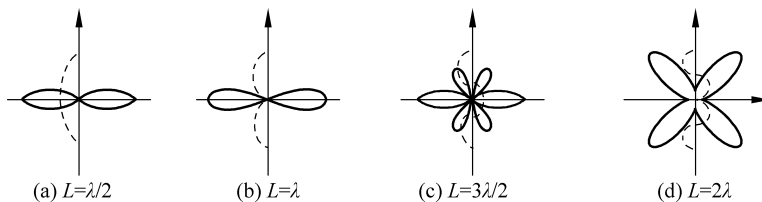


图 3-6 不同长度对称振子的 E 面方向图(虚线为电流分布情况)

天线越长,主瓣的半功率张角越小;

(3) $L \geq 1.5\lambda$ 时, E 面方向图开始出现 4 个副瓣, 而原有的主瓣随着振子长度的增加逐渐变小。

(4) $L > 2\lambda$ 时, 主瓣偏离 $\theta = 90^\circ$ 方向, 有 4 个副瓣, 且长度 L 越大, 主瓣的方向越靠近 $\theta = 0^\circ$ 和 180° , 副瓣的数目也越多(波瓣数为 $2L/\lambda$)。

3.2.2 辐射功率与辐射电阻

辐射功率是指单位时间内天线辐射能量的平均值。由于天线的辐射功率与其输入功率大小有关, 不便于相互比较, 因此引入辐射阻抗的概念。可以把天线所辐射的功率看作被一个等效的阻抗所“吸收”的功率, 而这个等效的阻抗就被称为辐射阻抗。

为计算辐射功率, 可作一个大球面把天线包围起来, 将中心放在坐标原点, 振子沿 z 轴

方向,球面半径的尺寸要达到 $r \gg \lambda/2\pi$ 的条件,此时球面上的电磁场满足远场区的条件,计算时就只考虑辐射场。由坡印廷矢量积分法,有

$$P_{\Sigma} = \oint (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) \cdot d\mathbf{s} \quad (3-10)$$

式中, $\mathbf{E}$ 是电场强度矢量, $\mathbf{H}^*$ 是磁场强度 $\mathbf{H}$ 的共轭, $d\mathbf{s}$ 取沿封闭曲面外法线方向。显然 $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$ 是复数形式的坡印廷矢量。

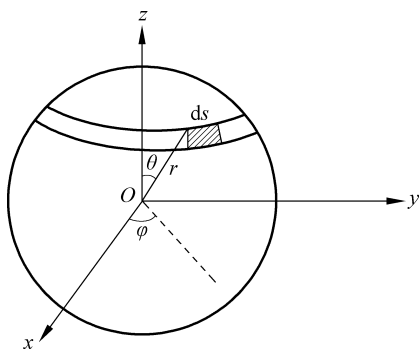


图 3-7 用坡印廷矢量求 P_{Σ}

如图 3-7 所示,式(3-10)中的面元

$$ds = r^2 \sin\theta d\theta d\varphi \quad (3-11)$$

且在远场区电场与磁场矢量互相垂直且同相,即 $\mathbf{H} = \mathbf{E}/120\pi$, 所以

$$\begin{aligned} P_{\Sigma} &= \oint \frac{|\mathbf{E}|^2}{120\pi} ds \\ &= \frac{1}{120} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} |\mathbf{E}|^2 r^2 \sin\theta d\theta d\varphi \end{aligned} \quad (3-12)$$

令

$$\mathbf{E} = \frac{60I_m}{r} f(\theta, \varphi) \quad (3-13)$$

式中, I_m 是天线的波腹点电流, $f(\theta, \varphi)$ 是天线的方向函数。

把式(3-13)代入式(3-12),得

$$P_{\Sigma} = \frac{30}{\pi} I_m^2 \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} f^2(\theta, \varphi) \sin\theta d\theta d\varphi \quad (3-14)$$

由式(3-14)和式(3-15)计算归于波腹点电流的辐射电阻,可得

$$R_{\Sigma} = \frac{30}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} f^2(\theta, \varphi) \sin\theta d\theta d\varphi \quad (3-15)$$

通过式(3-14)和式(3-15)可以计算任意天线的辐射功率和辐射电阻。

3.3 对称振子天线的馈电

给天线馈电应满足天线对电流和阻抗匹配的要求。许多天线天然是对称的,如对称振子,因此馈电电流也应该是对称的,即平衡的。但是对称天线的馈电电流平衡与馈电结构密切相关。对于对称振子,如果用双导线馈电,则电流平衡,但如果用同轴馈电就可能出现电流不平衡的问题。

如图 3-8 所示,对称振子与同轴线直接相连,其中一臂与屏蔽导体相接,另一臂与内导体相接。假定同轴线是用理想导体制成的,则内导体(芯线)上的电流与屏蔽导体内壁的电流应该满足等幅反向条件,屏蔽导体外壁上不会存在电流,电磁场完全集中在同轴线的内部。也就是说,在理想同轴线的外壁上,由于满足理想导体切向电场为零的边界条

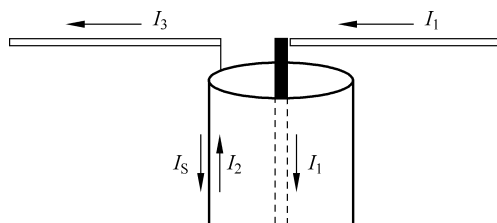


图 3-8 同轴线与对称振子天线直接相连的电流流向

件、处处无电压降,故不会产生沿着表面流动的切向电流,电缆的外壁呈“电中性”。这种状态通常被称为“冷电缆”(cool cable)状态,这也正是同轴线常常被称为屏蔽线的原因。

实际的金属材料当然不可能是理想导体。当对称振子天线直接与同轴线相连时,同轴线屏蔽导体外壁上的切向电场并不为零,必然会产生图 3-8 所示的外壁电流 I_S ,它与电流 I_3 之和才等于屏蔽导体的内壁电流 I_2 ,右臂的电流 I_1 与屏蔽导体的内壁电流 I 等幅反相。外壁电流 I_S 的存在,将会导致以下现象:左右两臂的电流不等($I_1 \neq I_3$),默认的“对称性”假设被破坏,这就会造成对称振子天线方向图的变形;外壁电流 I_S 产生的辐射,其极化方式与对称振子辐射的极化方式是垂直的,这将导致天线极化纯度下降,还会引起方向图的畸变。上述这些效果具体表现如下:

(1) 因为馈线上的电流与振子的电流产生两种极化正交的辐射场,故叠加后将导致 E 面方向图出现“偏头”现象;

(2) 由于存在交叉极化分量,除了“偏头”以外俯仰面方向图“8”字的零点也不够“深”;

(3) 由于电缆外皮的分流,还会造成测得的天线增益下降;

(4) 电缆外皮带有辐射电流,意味着同轴线的屏蔽效果不佳,用手接触馈线,仪表读数会产生明显波动,难以获得准确稳定的结果,这就是所谓的“热电缆”(hot cable)效应。

对于结构对称的振子天线来说,外壁电流 I_S 往往表现出一种不利情况。研究人员很早就已经注意到这个现象,R. King 首次结合基本电磁理论,根据传输线与天线各自对应的电场或电荷分布、边界条件和连接关系,定性分析了不平衡现象产生的可能机理,指出了工程中各种不平衡效应规避方法的基本原理,从而四分之一波长扼流筒、多元共线阵等经典天馈器件和天线阵列被设计应用。在此基础上,W. Kelvin 建立了非平衡工作状态下振子天线的理论模型,完善了天线平衡馈电理论。

3.4 天线的电路特性参数

当天线与收发机连接时,从收发机角度来看,天线是单端口负载,这时描述天线特性的是从馈电端口向天线看去的输入阻抗。

因此描述单端口负载的电路参数都可以描述天线的电路特性,如回波损耗、驻波比、工作带宽等。

3.4.1 输入阻抗

天线输入阻抗(input impedance) Z_A 就是天线馈电端输入电压 U_{in} 与输入电流 I_{in} 的比值。完整的天线输入阻抗应由辐射电阻(radiation resistance) R_r 、损耗电阻(loss resistance) R_L 、输入电抗(input reactance) X_{in} 三部分组成,即

$$Z_A = \frac{U_{in}}{I_{in}} = R_A + jX_A = R_r + R_L + jX_{in} \quad (3-16)$$

辐射电阻表征天线辐射电磁波的能力,它在输入电阻中所占的比例越大,天线辐射电磁波的能力越强;损耗电阻主要表征非理想电介质、导磁体和导体引入的各种欧姆损耗;辐射电抗则表征没有辐射出去的以电抗形式存储在天线近区场内的电磁能量,如果电抗值为正,则储能呈感性,近区场的磁场储能占优势;反之呈容性,近区场的电场储能占优势;当

近区场的电场和磁场储能区域动态平衡时,电抗趋于0,天线呈“谐振”状态。

3.4.2 反射系数与驻波比

常见的射频系统多采用同轴电缆作为传输介质,其特性阻抗为 50Ω 或 75Ω 。若天线的阻抗不恰好等于系统特性阻抗的共轭值,当系统与之相连时,两者之间就会因为出现阻抗失配而发生反射。衡量天线的反射特性以及与前端系统的匹配特性,就需要引入反射系数(reflection coefficient)或驻波比(Standing Wave Ratio, SWR)等参数。

根据微波技术的基本理论,假定天线的输入阻抗为 Z_A ,系统的特性阻抗为 Z_0 ,则两者通过特性阻抗为 Z_0 的传输线相连后,如图 3-9 所示,从端口输入处往天线(负载)方向看进去的反射系数 Γ 的表达式为

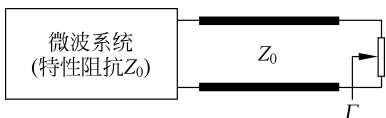


图 3-9 天线的反射系数

$$\Gamma = \frac{Z_A - Z_0}{Z_A + Z_0} \quad (3-17)$$

为了方便运算,工程中常采用对数形式,即分贝(dB)数来描述反射系数,有时将其称为回波损耗(Return Loss, RL)。采用回波损耗描述天线的匹配特性时,分贝数应该取正值。

$$\Gamma(\text{dB}) = 10\lg |\Gamma|^2 = 20\lg |\Gamma| (\text{dB}) = 20\lg \left| \frac{Z_A - Z_0}{Z_A + Z_0} \right| (\text{dB}) \quad (3-18)$$

$$RL(\text{dB}) = -10\lg |\Gamma|^2 = -20\lg |\Gamma| (\text{dB}) = -20\lg \left| \frac{Z_A - Z_0}{Z_A + Z_0} \right| (\text{dB}) \quad (3-19)$$

另一种常用方式是采用“驻波比”来表述部件的阻抗匹配特性,驻波比为

$$\text{SWR} = \frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|} \quad (3-20)$$

从上述指标的描述可知:回波损耗为正数,取值在0到无穷大之间;回波损耗越大,表示匹配越好,反之越差;0表示“全反射”,无穷大表示“完全匹配”。由于实际测试仪器的动态范围有限,一般认为40dB以上的回波损耗已经没有太大的实际意义。驻波比的数值在1到无穷大之间,如果驻波比等于1,表示完全匹配;如果驻波比无穷大,则表示全反射,即完全失配。天线输入阻抗对频率的变化往往十分敏感,当天线工作频率偏离设计频率时,天线与传输线的匹配变坏,致使传输线上的电压驻波比增大,天线馈电效率降低。馈电效率 η_ϕ 可用式(3-21)表示

$$\eta_\phi = 1 - |\Gamma|^2 = 1 - \left| \frac{\text{SWR} - 1}{\text{SWR} + 1} \right|^2 \quad (3-21)$$

对于微波频段的多数应用场合而言,通常要求天线的驻波比低于1.5(回波损耗大于14dB);对于某些反射特别敏感的系统(如电视系统),为了保证传输质量,驻波比要求低于1.2;对于某些工作频带很宽、频率不高的情况,(比如带宽超过100:1的电磁兼容性测量系统),天线的驻波比甚至可放宽至3~4。通常情况下,如果天线驻波比过大,就意味着系统匹配性能不佳,可能会造成各种不必要的反射干扰,影响传输质量和系统性能;对于接收机而言,过大的驻波比会恶化整机的噪声性能;对于发射机而言,功放输出端和天线不匹配造成的驻波比增加会降低发射效率,严重失配时甚至可能损坏末级功率放大器。所以在微波频段上,总是要尽可能降低天线的驻波比。



微课视频

3.4.3 带宽

在天线的工作频率范围内,天线能够保持相对稳定的电磁特性,而在此范围外的电磁特性就不一定能保持稳定,甚至有可能恶化或畸变,导致天线无法正常工作。因此,要确定天线的带宽(bandwidth),应该综合考虑天线不同指标参数的频率响应特性,以及不同指标参数提出的要求。工程中所说的“天线带宽”,通常情况下包括“阻抗带宽”、“方向图带宽”、“增益带宽”及“轴比带宽”等不同含义。另外,天线带宽还可以将其中心频率归一化,从而转换成百分数形式的“相对带宽”来表示。不同特性带宽的定义叙述如下。

(1) 阻抗带宽:一般指天线驻波比或反射系数不高于某一数值(如驻波比不高于2,或反射系数不大于-10dB等)的工作频带。

(2) 方向图带宽:一般指方向图形状保持相对稳定特性的工作带宽,比如对金属振子天线,将最大辐射方向始终保持在垂直于振子轴线方向上的稳定工作带宽称为“最低次偶极模式方向图带宽”或“基模辐射带宽”。

(3) 增益带宽:一般指某个特定方向或波束范围内,天线的增益波动不超过某一数值(如3dB)的工作频带。

(4) 轴比带宽:一般指某个特定方向或波束范围内,天线的轴比不超过某一数值(如3dB)的工作频带,通常只对圆极化天线提出轴比带宽的指标要求。

可见,对不同天线参数提出要求,就能得到相应的天线带宽。如果对天线的几个电性能参数同时提出了要求,就应该取几种带宽中最窄的一种天线作为天线的真实带宽,也就意味着天线的真实带宽是不同性能参数带宽的交集,而不是并集。

假设某个圆极化天线的相对阻抗带宽(按驻波比低于2计)为10%,相对方向图带宽为50%,相对增益带宽(按最大辐射方向增益波动不大于3dB计)为5%,相对轴比带宽(按最大辐射方向的轴比不高于3dB计)为3%,则该天线的真实相对带宽应该是最小值3%,而不是最大值50%。并且还需要进一步验证3%的轴比带宽频带是否包含在阻抗带宽、方向图带宽和相对增益带宽的频带内,如果并没有完全包含在上述频带内,则天线的相对带宽应小于3%。

3.4.4 对称振子天线的输入阻抗

计算天线的输入阻抗可以用边值法、传输线法或坡印廷矢量法等。本节采用传输线法计算对称振子的输入阻抗。

比较双线传输线与对称振子的异同点。相同之处是两者的电流分布近似相同,且都是分布参数系统。两者区别如下。

(1) 双线传输线是非辐射系统,对称振子则是辐射系统。

(2) 传输线的两线间距处处相等,是均匀的分布参数系统,它的特性阻抗是一个定值。对称振子的两根导线张开成 180° ,因而对应的线元之间间距不等,随着离开输入端间距的增大,对应线元之间分布电容逐渐减小,分布电感逐渐增大,因而特性阻抗也逐渐增大。

根据上述两点区别,在使用传输线法计算对称振子的输入阻抗时,必须修正原来的假设。

在计算对称振子的辐射场时,假定振子上的电流分布和无耗开路长线上的电流分布相

同(为正弦分布),这样计算得到的结果和根据严格理论计算求得的方向图相差不大。但线天线的输入阻抗是一种与输入功率相联系的等效概念,在求天线的输入阻抗时,不能再假设振子上的电流分布与无耗长线上的相同。天线向空间辐射能量会导致天线上电流的衰减,如果还假设振子等效为无耗长线,则振子上的电流就不会减弱,那么所求的输入阻抗将是纯电抗,输入阻抗的电阻部分将等于零。这就是说,天线的输入功率将为零,天线也就没有功率可辐射了,这与实际情况不符。因此,在计算对称振子的输入阻抗时,必须考虑振子上电流的衰减,应将对称振子等效为有耗的开路长线。

另外,考虑到振子的特性阻抗是由输入端向外逐渐增大的,用传输线法求振子的输入阻抗时,可以把沿振子全长逐渐变化的特性阻抗用它的平均值来代替。

根据双线传输理论,长度为 l 的有耗开路长线的输入阻抗可以用下式计算

$$Z_A = Z_C \operatorname{cth} \gamma l \quad (3-22)$$

式中, Z_C 为有耗传输线的特性阻抗,表达式为

$$Z_C = \sqrt{\frac{R_1 + j\omega L_1}{G_1 + j\omega C_1}} \quad (3-23)$$

式中, R_1 、 G_1 、 L_1 、 C_1 分别是单位长度上的分布电阻、分布电导、分布电感和分布电容。

$$\gamma = \beta + j\alpha = \sqrt{(R_1 + j\omega L_1)(G_1 + j\omega C_1)} \quad (3-24)$$

式中, γ 为传输线的传播常数, β 为衰减常数, α 为相位常数。

在式(3-24)中,由于 $G_1 \ll \omega C_1$, G_1 可略去,于是可得到 Z_C 的近似式为

$$Z_C \approx Z_0 \left(1 - j \frac{\beta}{\alpha}\right) \quad (3-25)$$

式中, $Z_0 = \sqrt{L_1/C_0}$ 为无耗传输线的特性阻抗。

由传输线理论可知,衰减常数和相位常数分别为

$$\begin{aligned} \beta &= \frac{R_1}{2Z_0} \\ \alpha &= \omega \sqrt{L_1 C_1} = \frac{\omega}{V_C} = \frac{2\pi}{\lambda} \end{aligned} \quad (3-26)$$

将传输线的特性阻抗 Z_C 用其近似式(3-25)代替,并代入式(3-22),得到有耗传输线的输入阻抗 Z_A 为

$$\begin{aligned} Z_A &= Z_C \operatorname{cth} \gamma l = Z_0 \left(1 - j \frac{\beta}{\alpha}\right) \operatorname{cth}(\beta + j\alpha)l \\ &= Z_0 \left(1 - j \frac{\beta}{\alpha}\right) \frac{\operatorname{sh} 2\beta l - j \sin 2\alpha l}{\operatorname{ch} 2\beta l - \cos 2\alpha l} \\ &= Z_0 \frac{\operatorname{sh} 2\beta l - \frac{\beta}{\alpha} \sin 2\alpha l}{\operatorname{ch} 2\beta l - \cos 2\alpha l} - j Z_0 \frac{\frac{\beta}{\alpha} \operatorname{sh} 2\beta l + \sin 2\alpha l}{\operatorname{ch} 2\beta l - \cos 2\alpha l} \end{aligned} \quad (3-27)$$

若将式(3-27)用于对称振子,还应做以下三点修正。

(1) 要用对称振子的平均特性阻抗 Z_a 代替无耗开路长线的特性阻抗 Z_0 。

如图 3-10(a) 所示,无耗开路长线的特性阻抗为

$$Z_0 = 120 \ln \frac{D}{a} \quad (3-28)$$

式中, D 为双线间距, a 为导线半径。

对于图 3-10(b)所示的对称振子, $D=2z$, 设振子各点的 D 不同, 特性阻抗也不同, 必须用振子的平均特性阻抗作为其特性阻抗。

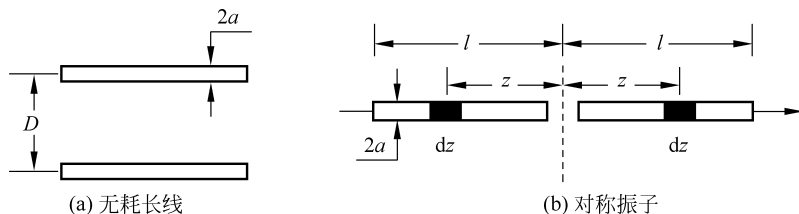


图 3-10 计算对称振子的平均特性阻抗

对称振子在距输入端 z 处的特性阻抗为

$$Z(z) = 120 \ln \frac{2z}{a} \quad (3-29)$$

沿振子全场 l 的平均特性阻抗为

$$Z_a = \frac{1}{l} \int_0^l 120 \ln \frac{2z}{a} dz = 120 \left(\ln \frac{2l}{a} - 1 \right) \quad (3-30)$$

可见对称振子特性阻抗随 l/a 变化, 振子越粗, l/a 越小, 特性阻抗就越低。

(2) 要用对称振子的等效衰减常数 β_A 代替有耗长线的衰减常数 β 。

对称振子电流的衰减是由辐射引起的, 将对称振子的辐射功率看成是沿振子臂的欧姆损耗。假设 R_1 是两臂单位长度的损耗电阻, 线元 dz 处的电流为 $I(z)$, 则对应的 dz 段的辐射功率为

$$dP_{\Sigma}(z) = |I(z)|^2 R_1 dz \quad (3-31)$$

对称振子的总辐射功率为

$$P_{\Sigma} = \int_0^l |I(z)|^2 R_1 dz \quad (3-32)$$

另外, 对称振子的辐射功率也可以用它的辐射电阻表示, 即

$$P_{\Sigma} = |I_m|^2 R_{\Sigma} \quad (3-33)$$

故

$$|I_m|^2 R_{\Sigma} = \int_0^l |I(z)|^2 R_1 dz \quad (3-34)$$

设 R_1 沿线不变(辐射等效的欧姆损耗均匀地分布于振子臂上), 代入 $I(z) = I_m \sin \alpha_a (1-z)$, (α_a 为振子电流相位常数), 积分得

$$R_1 = \frac{2R_{\Sigma}}{l \left(1 - \frac{\sin 2\alpha_a l}{2\alpha_a l} \right)} \quad (3-35)$$

因此, 对称振子电流的衰减常数为

$$\beta_A = \frac{R_1}{2Z_a} = \frac{R_{\Sigma}}{Z_a l \left(1 - \frac{\sin 2\alpha_a l}{2\alpha_a l} \right)} \quad (3-36)$$

由式(3-36)可见, 对称振子电流的衰减常数 β_A 随辐射电阻 R_{Σ} 的增大而增大, 随平均

特性阻抗 Z_A 的减小而增大。即振子的辐射电阻越大、振子越粗,特性阻抗越低,电流衰减越严重。

(3) 要用对称振子电流的相位常数 α_a 代替传输线电流的相位常数 α 。对称振子辐射引起振子电流的衰减,使振子电流的相速减小,波长缩短,相位常数 α_a 大于自由空间相位常数 α 。另外,由于振子不是无限细而有一定的粗度,因而末端分布电容增大(称为末端效应),振子末端电流实际不为零。这等效于振子长度增加了 δ ,如图 3-11 所示。振子越粗,末端效应越显著,且特性阻抗也越低。这样就要改变振子电流的衰减常数 β_A (使变大),并影响相位常数 α_a 。

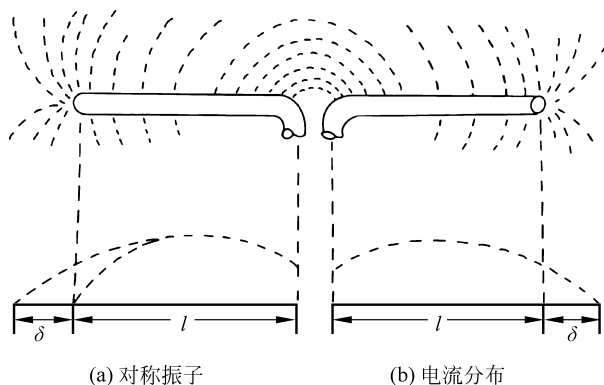


图 3-11 对称振子的末端效应

设末端效应等效于引起振子长度增加 δ ,振子的等效长度 $l' = l + \delta$ 。规定振子电流的相位常数 α_a 与自由空间相位常数 α 之比为波长缩短系数 n ,即

$$n = \frac{\alpha_a}{\alpha} = \frac{\lambda}{\lambda_a} \quad (3-37)$$

$$\alpha_a = n\alpha$$

将 l' 、 α_a 、 Z_A 、 β_A 分别代替式(3-24)中的 l 、 α 、 Z_0 、 β ,就得到对称振子的输入阻抗 Z_A ,表达式为

$$Z_A = Z_a \frac{\text{sh}2\beta_A l' - \frac{\beta_A}{\alpha_a} \sin 2\alpha_a l'}{\text{ch}2\beta_A l' - \cos 2\alpha_a l'} - jZ_A \frac{\frac{\beta_A}{\alpha_a} \text{sh}2\beta_A l' + \sin 2\alpha_a l'}{\text{ch}2\beta_A l' - \cos 2\alpha_a l'} \quad (3-38)$$

考虑到末端效应,式(3-36)中的 l 也应当用 l' 代替,但影响不大。按式(3-38)计算的对称振子输入电阻与输入电抗随 l'/λ_a 变化的曲线如图 3-12 所示,图中参变量是振子的特性阻抗 Z_a 。在一级近似下,忽略振子末端效应引起振子的伸长 δ ,式(3-36)和式(3-37)的 l' 可换成 l 。

由图 3-12 可以看出,对称振子的阻抗特性和频率特性概述如下。

(1) 对称振子的特性阻抗越低,输入阻抗 Z_A 随 l/λ 的变化越小,曲线越平缓,其频率特性越好。实用上常用加大振子直径的办法降低特性阻抗,以展宽工作频段。短波波段使用的笼形对称振子就是基于这一原理。

(2) 当 $l < \lambda_a/4$ 时,输入电抗呈电容性;当 $\lambda_a/4 < l < \lambda_a/2$ 时,输入电抗呈电感性。当 l 继续增大时,曲线重复变化。

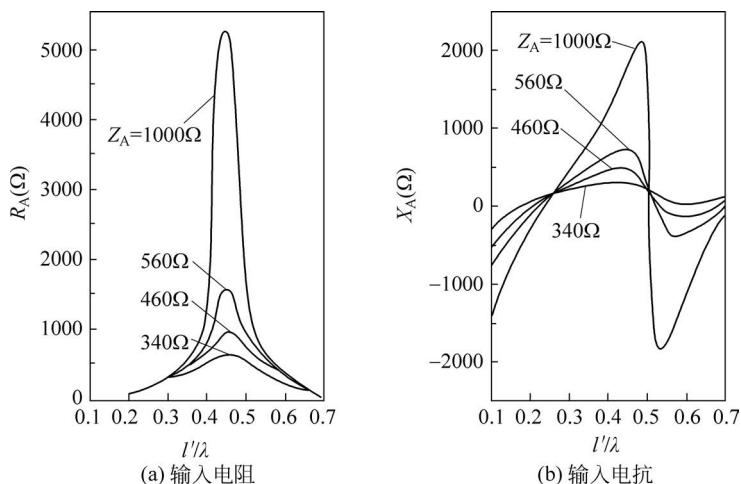


图 3-12 对称振子的输入阻抗曲线

(3) 在串联谐振点($l = \lambda_a/4$), 输入阻抗的电抗分量为零。在此附近, 输入电阻随频率变化平缓, 且有

$$R_A = R_\Sigma \approx 73.1\Omega \quad (3-39)$$

这就是说, 当 $l \approx \lambda_a/4$ 时, 对称振子的输入阻抗是一个不大的纯电阻, 而且具有较好的频率特性, 也有利于同馈电线的匹配。这是广泛采用半波振子的一个重要原因。

(4) 在并联谐振点($l \approx \lambda_a/2$), 对称振子的输入阻抗也是纯电阻, 在此附近, 有

$$R_A \approx Z_A^2/R_\Sigma \quad (3-40)$$

这是一个高电阻, 输入阻抗随频率变化剧烈, 频率特性不好。

对称振子通常工作在 $0 < l/\lambda \leq 0.35$ 和 $0.65 \leq l/\lambda \leq 0.85$ 的范围, 此时式(3-35)可以近似为

$$Z_A = \frac{R_\Sigma}{\sin^2 \alpha_a l'} - jZ_a \operatorname{ctg} \alpha_a l' \quad (3-41)$$

忽略 l' 与 l 及 α_a 与 α 的差别, 上式又可近似为

$$Z_A = \frac{R_\Sigma}{\sin^2 \alpha_a l} - jZ_a \operatorname{ctg} \alpha_a l \quad (3-42)$$

上式的实部即输入电阻部分, 实际上就是归于输入端电流的辐射电阻 $R_{\Sigma A}$, 输入电抗部分则是无耗开路双线传输线的输入阻抗公式。

工程上也可以用以下近似公式计算对称振子的输入电阻:

$$R_A = \begin{cases} 20(\alpha l)^2 & 0 < l/\lambda \leq 0.125 \\ 24.7(\alpha l)^{2.4} & 0.125 < l/\lambda \leq 0.25 \\ 11.14(\alpha l)^{4.17} & 0.25 < l/\lambda \leq 0.3185 \end{cases} \quad (3-43)$$

习题

计算半波对称振子天线的方向性系数。