

天 线

杨恩耀 杜加聪 编

電子工業出版社

天 线

杨恩翰 杜加聪 编

责任编辑：梁祥丰

电子工业出版社出版

(北京市万寿路)

*

北京通县科技书刊印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

开本：787×1092 1/16 印张：13.5 字数：328千字

1984年12月第1版 1984年12月第1次印刷

印数：12,000册 定价：2.40元

统一书号 15220·65

目 录

绪论	1
第一章 基本振子的辐射与天线的电参数	3
§1-1 基本振子的辐射	3
一 电基本振子的场	3
二 电基本振子的方向性	6
三 电基本振子的辐射功率与辐射电阻	7
四 磁基本振子的辐射	8
§1-2 天线的电参数	10
一 方向图	11
二 主瓣宽度与旁瓣电平	12
三 方向系数	13
四 效率	15
五 增益系数	15
六 等效高度	16
第二章 方向性增强原理与天线阵的方向性	18
§2-1 方向性增强原理与二元阵方向图	18
一 方向性增强原理	18
二 二元振子阵	19
§2-2 线阵的辐射	35
一 直线式连续阵	35
二 直线式离散阵	41
第三章 对称振子系的阻抗与加宽天线工作频带的途径	47
§3-1 对称振子系的阻抗	47
一 单个对称振子的阻抗	47
二 耦合对称振子的阻抗	52
§3-2 加宽天线工作频带的途径	63
一 对称振子的工作频带问题	63
二 展宽天线工作频带的途径	65
第四章 口面辐射	71
§4-1 惠更斯-菲涅尔原理	71
§4-2 面元的辐射	71
一 等效原理	71
二 面元的辐射	73

§4-3 平面口面的辐射	75
§4-4 平面口面辐射特性的一般讨论	77
一 口面场均匀分布的矩形口面	77
二 口面场振幅沿 x 轴余弦分布的矩形口面	79
三 口面场均匀分布的圆形口面	81
四 口面场振幅沿半径方向呈锥削状分布的圆形口面	82
§4-5 口面场相移对辐射的影响	85
一 直线律相移	85
二 平方律相移	85
第五章 线状天线	87
§5-1 水平与直立振子	87
一 水平对称振子	87
二 直立天线	92
§5-2 引向天线	98
一 引向天线的工作原理	99
二 引向天线的电参数	102
三 引向天线的尺寸选择	104
四 引向天线的馈电	108
§5-3 正交振子与蝙蝠翼天线	112
一 正交振子	112
二 蝙蝠翼天线	113
§5-4 螺旋天线	118
一 螺旋天线的辐射特性	118
二 螺旋天线电参数的估算	121
§5-5 鞭-双环组合天线	122
第六章 面状天线	125
§6-1 旋转抛物面天线	125
一 抛物面天线的工作原理	126
二 抛物面天线的辐射特性	127
三 抛物面天线的照射器	134
四 抛物面天线的技术公差及其影响	140
§6-2 卡塞格伦双反射面天线	142
一 卡塞格伦天线的工作原理	143
二 卡塞格伦天线的分析方法	144
§6-3 扇形波束天线	148

一 切割抛物面天线	148
二 抛物柱面天线	149
三 赋形波束天线	150
§6-4 喇叭-槽天线	151
第七章 裂缝天线与微带天线	153
§7-1 裂缝天线	153
一 理想裂缝的辐射	153
二 有限尺寸金属平面上的裂缝辐射	156
三 波导裂缝天线	158
§7-2 微带天线	165
第八章 接收天线	168
§8-1 天线接收电磁波的原理	168
§8-2 用互易原理分析接收天线的特性	169
§8-3 接收天线的电参数	171
一 有效接收面积	171
二 等效噪声温度	173
第九章 天线测量	177
§9-1 天线测试场地的选择	177
一 天线辐射场的菲涅尔区和夫朗和费区	177
二 最小测试距离	178
三 测试场环境影响的考虑	180
§9-2 方向图的测量	181
一 固定天线法	181

二 旋转天线法	181
§9-3 增益的测量	182
一 固定天线法	183
二 比较法	183
§9-4 输入阻抗或驻波比的测量	185
一 扫频仪法	185
二 反射计法	186
第十章 电波传播	188
§10-1 引言	188
§10-2 自由空间电波传播	189
§10-3 视距传播	190
一 视线距离	190
二 地面反射的干涉	191
三 大气对电波的折射与衰减	192
§10-4 天波传播	193
一 电离层	193
二 电离层对电波的“反射”	194
三 电离层对电波的衰减	196
§10-5 地表面波传播	197
一 大地对电波的吸收与波前倾斜的概念	197
二 大地及工作频率对衰减的影响	198
基本练习题	200

绪 论

任何需要辐射和接收电磁波的无线电技术设备(例如通讯、雷达、导航设备等)都配有天线。天线是这些无线电技术设备中用以辐射或接收电磁波的必不可少的一个组成部分。各种设备所完成的任务虽然各不相同,但天线在其中所起的作用基本上是相同的。

然而,能辐射或接收电磁波的“东西”不见得就可以用作为天线。例如一高频电路,若没有把它完全屏蔽起来,它或多或少地要向周围空间辐射一些电磁波或从周围空间接收一些电磁波。但是,一般的高频电路并不能作为天线使用,因为它辐射或接收电磁波的效率是很低的。只有那些能够有效地辐射和接收电磁波的结构才能用作为天线。为了能够有效地辐射或接收电磁波,天线在结构上必须满足一定的要求。例如平行双导线[参看图 1 (a)],根据长线理论,长线上任意对应段 ab 和 $a'b'$ 上的电流大小相等但方向相反,而且,由于对应段之间的距离远小于工作波长,因此,对应段上的电流在离它们较远的周围空间中的任一点处产生的场基本上相互抵消,其结果是:在周围空间,其辐射场接近于零,电磁能只是以束缚场的形式集中在平行双导线附近,所以,平行双导线不能用作天线。如果把终端开路的长线展开成图 1 (b) 的形式,它就成为能有效地辐射或接收电磁波的天线了。因为,张开的两臂上的对应段的电流的方向相同,它们在周围空间产生的场,将在某些方向上部分迭加甚至完全迭加(虽然在另一些方向上可能部分相消甚至抵消为零),因而存在辐射场。

对天线的基本要求,除了上述的能够有效地辐射(或接收)电磁波外,根据大部分无线电技术设备的任务与性质,通常还要求天线不是向所有方向均匀地辐射(或对所有方向具有同等的接收能力),而只是向某些方向辐射(或只接收来自某些方向的电磁波),在其他方向上辐射很弱甚至没有辐射(或接收能力很弱甚至不能接收)。这就是说,天线应具有定向辐射(或接收)能力,亦即天线应具有方向性。天线如果没有方向性,就发射而言,它所辐射出去的功率中就只有很小一部分向需要的方向辐射,大部分功率浪费在不需要的方向上了;就接收而言,除接收到所需讯号外,还收到了来自四面八方的干扰和噪声。所以,对大部分使用场合来说,方向性是天线的一个重要的技术参数。

现以无线电通讯设备为例,观察信号从发射机至接收机的传输过程,由此进一步了解天线的作用。图 2 是进行无线电通讯时,从发射机至接收机的信号通路的简单框图。发射机所产生的已调高频电流能量(或导波能量)经馈线传输到发射天线,由天线以电磁波的形式将它辐射出去,电磁波到达接收天线后被天线所接收,并经馈线向接收机提供含有所需信息的高频电流(或导波)。由此可见,天线实质上是一个换能器,它把高频电流形式

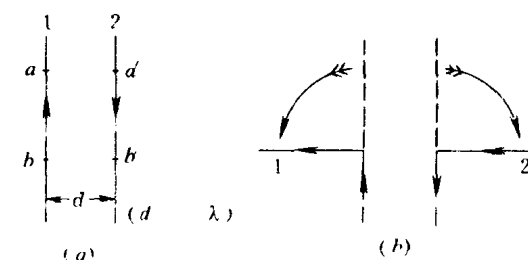


图 1 对天线结构的基本要求

(或导波形式)的能量转换为同频率的电磁波的能量或反过来。

伴随着无线电技术的飞快发展,天线的功能也不断地有了新的突破。除了完成高频能量的转换外,天线系统本身在特定的设计下,还能对传递的信息进行一定的加工和处理。例如单脉冲雷达天线,通过对天线结构的改造可同时获得目标的角度和距离的信息。

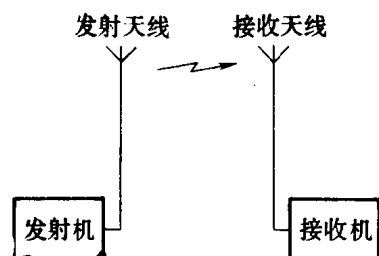


图2 信号通路的简单框图

类方法是把大部分天线按其结构分成两大类:一类是导线或金属棒构成的线状天线;另一类是金属面或介质面构成的面状天线。

天线的具体种类很多,不可能也没有必要逐一加以讨论和分析。学习的重点应该是天线的基本理论、对具体天线的分析方法以及典型天线的工作原理与电特性。

天线的具体形式繁多。按照用途的不同,可将它们分为通讯天线、广播天线、电视天线、雷达天线、导航天线和测向天线等。还存在着其他的多种分类方法,如按工作波长的不同可分为长波天线、中波天线、短波天线、超短波天线和微波天线等;按天线特色的不同,可分为圆极化天线、线极化天线、超宽频带天线和波束控制天线等。从

便于分析和讨论天线的性能出发,比较合理的分

第一章 基本振子的辐射与天线的电参数

§ 1-1 基本振子的辐射

电基本振子是长度 l 远小于波长 λ 的其上载有高频电流 I_A 的一段电流元。电基本振子是线天线的基本组成部分,因为,任一线天线可分割成一系列电基本振子。所以,如果掌握了电基本振子的辐射特性,就可以以它为基础来讨论线天线的辐射特性。

电基本振子的场

在《电磁场与电磁波》教程中,已给出了在球坐标原点 o 沿 z 轴放置的电基本振子 $I_A l$ (见图 1-1-1) 在周围空间产生的场为

$$\begin{cases} E_r = \frac{I_A l}{4\pi\omega\epsilon_0} \cdot \frac{2}{r^3} \cos\theta \left(\frac{-j}{r^3} + \frac{k}{r^2} \right) e^{-jkr} \\ E_\theta = \frac{I_A l}{4\pi\omega\epsilon_0} \cdot \frac{1}{r^3} \sin\theta \left(\frac{-j}{r^3} + \frac{k}{r^2} + \frac{jk^2}{r} \right) e^{-jkr} \\ E_\varphi = 0 \\ H_r = 0 \\ H_\theta = 0 \\ H_\varphi = \frac{I_A l}{4\pi} \sin\theta \left(\frac{1}{r^2} + \frac{jk}{r} \right) e^{-jkr} \end{cases} \quad (1-1-1)$$

式中

r 为坐标原点 o 至观察点 M 的距离,亦即电基本振子至观察点 M 的距离, $r = oM$;

θ 为 oM 与 z 轴间的夹角;

φ 为 oM 在 xy 平面上的投影 oM' 与 x 轴间的夹角。

式(1-1-1)中的电磁场各分量均为复振幅,如需写出它们的瞬时值,应乘以因子 $e^{j\omega t}$,然后取其实部。

从式(1-1-1)可以看出,电基本振子的电场有沿 r 和 θ 方向的两个分量,磁场只有沿 φ 方向的一个分量,电场和磁场是相互垂直的。如果用电力线和磁力线形象地描绘电场和磁场,则电力线落在经线平面上,而磁力线落在纬线平面上。从式中还可看出,每个不为零的场分量都由若干项组成,每一项都随距离 r 的增大而减小,但各项随 r 增大而减小的速率不同,分别与 $1/r$, $1/r^2$ 和 $1/r^3$ 成正比,即在不同距离的区域内,各项的相对大小也不同。因此可以根据距离电基本振子的远近,将周围空间划分为不同的区域,从而得到不同区域内的场强简化表达式。

(一) 远区的场

在实际工作中,收发两端之间的距离一般是相当远的, r 很大 ($r \gg \lambda$)。在这种情况下

下,式(1-1-1)中的 $1/r^2$ 和 $1/r^3$ 项比起 $1/r$ 项而言,可忽略不计,于是电基本振子的电磁场表示式简化为

$$\begin{cases} E_{\theta} = j \frac{k^2 I_A l}{4\pi\omega\epsilon_0 r} \sin\theta e^{-ikr} \\ H_{\phi} = j \frac{k I_A l}{4\pi r} \sin\theta e^{-ikr} \\ E_r = 0 \\ E_{\varphi} = 0 \\ H_r = 0 \\ H_{\theta} = 0 \end{cases} \quad (1-1-2)$$

在上式中代入: $k^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0$, $\omega = 2\pi f = 2\pi c/\lambda$, $\epsilon_0 = (1/36\pi) \times 10^{-9}$ 法/米, $c = 3 \times 10^8$ 米/秒,不为零的分量可表示为

$$\begin{cases} E_{\theta} = j \frac{60\pi I_A l}{r \lambda} \sin\theta e^{-ikr} \\ H_{\phi} = \frac{1}{120\pi} \left(j \frac{60\pi I_A l}{r \lambda} \sin\theta e^{-ikr} \right) \end{cases} \quad (1-1-3)$$

分析式(1-1-3)可得到如下重要结论:

(1) 在远区,电基本振子的电磁场只有 E_{θ} 和 H_{ϕ} 两个分量,它们在空间的取向相互垂直,在时间上同相位,所以,其坡印廷矢量 $\mathbf{P} = \frac{1}{2} \mathbf{E} \times \mathbf{H}^*$ 是实数,且指向 $\mathbf{r}$ 方向。这说明电基本振子在远区的场是一个沿着径向向外传播的横电磁波,即有能量沿径向向周围空间辐射,所以,远区场又称为辐射场;

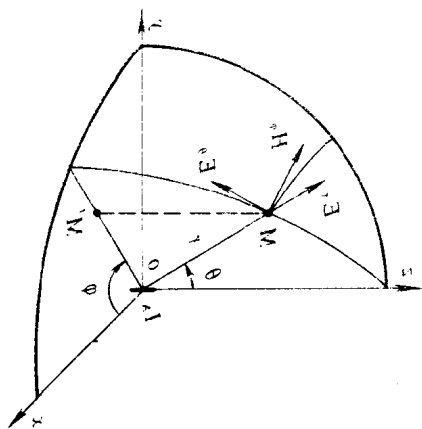


图 1-1-1 求电基本振子的场所采用的球坐标系

(2) 电场 E_{θ} 与磁场 H_{ϕ} 的比值 $\eta = E_{\theta}/H_{\phi} = 120\pi$ (欧)是一个实数,且具有阻抗的量纲,特称为波阻抗。又由于 H_{ϕ} 在数值上仅与 E_{θ} 相差一个比值 η_0 ,故通常只需讨论 E_{θ} 而不再讨论 H_{ϕ} ;

(3) 辐射场的强度与电基本振子上的电流强度 I_A 成正比,这是不言而喻的;

(4) 辐射场的强度与距离成反比,距离 r 增大时,辐射场就减小。这是因为辐射场是以球面波的形式向外扩散的,当距离 r 增大时,辐射能量分布到更大的球面面积上;

(5) 在不同 θ 的方向上,辐射强度是不相等的。在 $\theta = 90^\circ$ 的赤道平面上, $\sin\theta = 1$,辐射最强;在 $\theta = 0^\circ$ 和 180° 的振子轴线方向上, $\sin\theta = 0$,辐射为零。这个事实表明电基本振子的辐射是有方向性的。

(二) 近区的场

现在,研究非常邻近振子的区域。因为 r 很小 ($r \ll \lambda$), 故只需保留式(1-1-1)中的 $1/r$ 的高次项,并注意到 $e^{-ikr} \approx 1$, 则近区场的简化式为

$$\begin{cases} E_r = -j \frac{I_A l}{4\pi r^3} \frac{2}{\omega \epsilon_0} \cos \theta \\ E_\theta = -j \frac{I_A l}{4\pi r^3} \frac{1}{\omega \epsilon_0} \sin \theta \\ H_\phi = \frac{I_A l}{4\pi r^2} \sin \theta \\ E_\phi = 0 \\ H_r = 0 \\ H_\theta = 0 \end{cases} \quad (1-1-4)$$

分析式(1-1-4),可得到如下重要结论:

(1) 在近区,电场 E_θ 与 E_r 和静电场问题中的电偶极子的电场相似,磁场 H_ϕ 和恒定电流场问题中的电流元的磁场相似,所以,近区场为**似稳场**;

(2) 由于场强与 $1/r$ 的高次方成正比,所以近区场随距离的增大而快速减小;

(3) 电场与磁场相位相差 90° ,说明玻印廷矢量 $\mathbf{p}$ 是虚数,也就是说,电磁能量在场源和场之间来回振荡,在一个周期内,场源供给场的能量等于从场返回场源的能量,所以没有能量向外辐射,这种场称为**感应场**。

(三) 关于近区场与远区场的几点补充说明

1. 近区与远区的界限

从式(1-1-1)可以看到,电基本振子产生的磁场只有 H_ϕ 一个分量,其他的两个分量 H_r 和 H_θ 恒为零,所以,从磁场 (H_ϕ) 来说明近区与远区的界限最方便。重写式(1-1-1)中的 H_ϕ

$$\begin{aligned} H_\phi &= \frac{I_A l}{4\pi} \sin \theta \left(\frac{1}{r^2} + \frac{jk}{r} \right) e^{-ikr} \\ &= \frac{I_A l}{4\pi r} \sin \theta \left(\frac{1}{r} + j \frac{1}{\lambda/2\pi} \right) e^{-ikr} \end{aligned} \quad (1-1-5)$$

若 $r \gg \lambda/2\pi$, 上式括号中第一项可略去不计,就得到远区场(亦即辐射场)的磁场表示式,若 $r \ll \lambda/2\pi$, 则第二项可略去不计,得到的是近区场(亦即感应场)的磁场表示式。

因此,满足条件 $r \ll \lambda/2\pi$ 的区域才能称为近区;满足条件 $r \gg \lambda/2\pi$ 的区域就可称为远区。

2. 在不同区域内的场分布

上述讨论说,远区场称为辐射场,近区场称为感应场。那么,这是否意味着在远区根本没有感应场而近区不存在辐射场呢?显然,情况不可能如此。造成这种误会是因为忘记了从式(1-1-1)分别得出(1-1-2)和(1-1-4)时所作的近似。正确的结论是:在远区不仅有辐射场而且存在着微乎其微的与 $1/r$ 的高次方成正比的感应场;在近区不仅有感应

场而且也有着辐射场,不过辐射场远小于感应场。事实上,近区的辐射场是相当强的,要是近区没有辐射场,远区的辐射场又是从哪里来的呢?

3. 远区距离的实际标准

上面已经指出, $r \gg \lambda/2\pi$ 的区域称为远区。但是 r 至少应该大到怎么样的具体数值呢? 这是一个很实际的问题。远区是辐射场占优势,感应场可忽略不计的区域。如果把任意距离 r 处的感应场与辐射场大小之比记为 C_0 ,则现在的问题就是具体规定一个 C_0 值,并按这个规定值求出相应的距离。

按式(1-1-5)可得感应场和辐射场之比为

$$C_0 = \frac{1/r}{1/\frac{\lambda}{2\pi}} = \frac{\lambda}{2\pi r} \quad (1-1-6a)$$

或

$$C_0 = 20 \lg \left(\frac{\lambda}{2\pi r} \right) \quad (\text{分贝}) \quad (1-1-6b)$$

由上式可求得不同 r 处的 C_0 ,见表1-1-1。如果规定感应场比辐射场低 20 分贝的场区可认为是远区,则最小的远区距离(记为 r'_0)为

$$r'_0 = 1.6\lambda$$

如果规定感应场比辐射场低 30 分贝的场区才可认为是远区,则有

$$r'_0 = 5\lambda$$

顺便指出,远区最小距离的确定,对于天线(尤其是小天线)的测试有着实用意义。因为在实际工作中,观察点总是远离天线,在该处,感应场远远小于辐射场,故在测试天线时,测试距离也应取得足够大。

表 1-1-1 不同 r 时感应场与辐射场之比

r	$\frac{\lambda}{2\pi} = 0.16\lambda$	0.5λ	λ	$\frac{10\lambda}{2\pi} = 1.6\lambda$	5λ	10λ
$C_0(\text{dB})$	0.0	-5.0	-16.0	-20.0	-30.0	-36.0

(四) 中间区的场

近区与远区之间的区域,称为中间区。在中间区,感应场与辐射场相差不大,哪个场都不能略去不计,必须用式(1-1-1)来表示电基本振子的场。

二 电基本振子的方向性

由式(1-1-3)可知,在不同的方向 (θ, φ) 上、相同距离处电基本振子的辐射是不同的,这就是所谓的**辐射的方向性**。反映辐射的方向性的函数称为**方向函数**,记为 $F(\theta, \varphi)$ 。显然,电基本振子的方向函数为

$$F(\theta, \varphi) = F(\theta) = \sin \theta$$

按方向函数画得的几何图形称为**方向图**;方向图是天线方向性的另一种重要的表示方法,它直观地表示出天线在不同方向上、相同距离处辐射场的相对大小。一般说来,方

向图是一个立体图形,但画天线的立体方向图很复杂,在大多数情况下也没有必要。通常只需画出两个相互垂直的主平面上的平面方向图。主平面一般是指包含最大辐射方向的平面。

对于电基本振子,所取的两个主平面,一个是包含振子的面;另一个是与振子正交的面。前者由于与电场矢量相平行,故称为 E 平面;后者由于与磁场矢量相平行,故称为 H 平面。电基本振子在其 E 平面上,在不同方向 θ 的各点(保持距离 r 不变)处的场强随 θ 按正弦规律变化,在 $\theta = 0^\circ$ 和 180° 方向上场强为零,而在 $\theta = 90^\circ$ 方向上场强值为最大,于是画得电基本振子 E 平面方向图如图1-1-2(a)所示。电基本振子在其 H 平面上,因为方向函数与 φ 无关,在不同方向 φ 的各点(保持距离 r 不变)处的场强不随 φ 变化而变化,电基本振子 H 平面方向图是一个圆,如图1-1-2(b)所示。图1-1-2(c)是电基本振子的立体方向图。

图1-1-2(a)和(b)是用极坐标来画的,称为极坐标方向图。极坐标方向图的特点是特别形象化,它适宜于用来描绘方向性不是特别强的天线的方向图。另一种方向图形式是直角坐标方向图,将在§1-2中介绍。

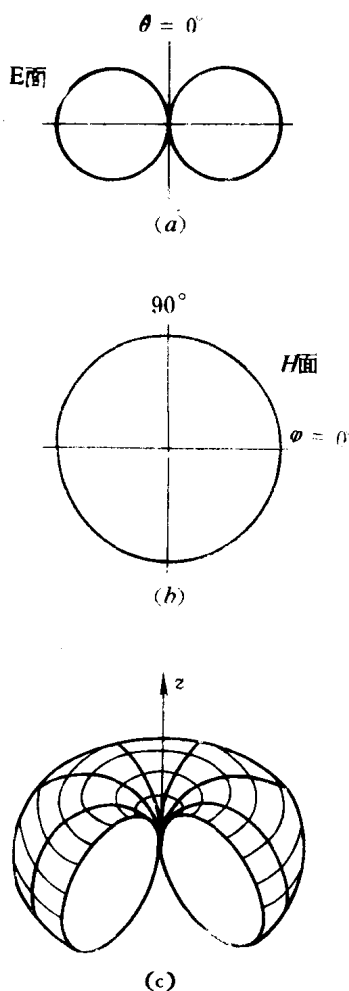


图 1-1-2 电基本振子的方向图

三 电基本振子的辐射

功率与辐射电阻

天线的辐射功率可以用玻印廷矢量在闭合曲面上进行积分的方法来计算。作一个包围天线的闭曲面,通过此闭曲面的电磁波功率通量总和就等于天线的辐射功率,即

$$P_{\Sigma} = \oint_S \mathbf{p} \cdot d\mathbf{s} \quad (1-1-7)$$

式中, P_{Σ} 为辐射功率; $\mathbf{p}$ 为辐射波的玻印廷矢量; S 是所取的闭合曲面。为计算方便起见,通常取以天线为中心、半径充分大的球面作为闭曲面。

用这种方法计算天线辐射功率时,必须满足两个条件:第一,闭曲面内没有吸收电磁波能量的媒质;第二,闭曲面上及其所包含的体积内没有其他能源。

就辐射场而言,空间任一点处的电场与磁场有 $|H| = |E|/120\pi$ 的关系,所以

$$\mathbf{p} = \frac{1}{2} |\mathbf{E}| \cdot |\mathbf{H}| = \frac{|\mathbf{E}|^2}{240\pi}$$

式中, $|E|$ 和 $|H|$ 为电场与磁场的模值。

注意到 $\mathbf{p}$ 和 $d\mathbf{s}$ 同方向, 式(1-1-7)即为

$$P_z = \oint \frac{|E|^2}{240\pi} d\mathbf{s} \\ = \frac{1}{240\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi |E|^2 r^2 \sin \theta d\theta d\varphi \quad (1-1-8)$$

式(1-1-8)是计算辐射功率的一般公式。

对于电基本振子, 电场的模值为

$$|E| = |E_\theta| = \frac{60\pi I_A l}{r\lambda} |\sin \theta| \quad (1-1-9)$$

则辐射功率为

$$P_z = \frac{1}{240\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \left(\frac{60\pi I_A l}{r\lambda} |\sin \theta| \right)^2 r^2 \sin \theta d\theta d\varphi \\ = 40 I_A^2 \left(\frac{\pi l}{\lambda} \right)^2 \quad (1-1-10)$$

在天线问题的分析或计算中, 引入“辐射电阻”概念, 在某些场合下将带来很大方便。把天线的辐射功率看成被一个等效电阻所“吸收”的功率, 这个等效电阻就称为辐射电阻, 记为 R_z 。所谓辐射电阻当然不是一个真正的电阻器, 而是虚构的。辐射电阻 R_z 、辐射功率 P_z 及天线电流 I_A 之间的关系是

$$P_z = \frac{1}{2} I_A^2 R_z \quad (1-1-11)$$

所以

$$R_z = \frac{2P_z}{I_A^2} \quad (1-1-12)$$

对于电基本振子, 将式(1-1-10)代入上式即得其辐射电阻为

$$R_z = 80 \left(\frac{\pi l}{\lambda} \right)^2 \quad (1-1-13)$$

由此式可明显看出, 电基本振子的辐射电阻 R_z 的大小决定于其电长度 l/λ 。

必须强调的是, 辐射电阻 R_z 是由辐射功率 P_z 按天线电流 I_A 计算得出的, 完整的叫法是归于电流 I_A 的辐射电阻。

四 磁基本振子的辐射

上面讨论了电基本振子的辐射情况, 现在讨论另一类基本振子——磁基本振子。因为, 在天线的分析以及其它一些场合中, 引入磁基本振子的概念将给讨论带来极大的方便。所以, 在讨论了电基本振子的辐射情况后, 作为基本振子的另一侧面, 有必要讨论磁基本振子的辐射。

(一) 对偶性原理

麦克斯韦方程组的前两个方程为

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{J}_A \\ \nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \end{cases} \quad (1-1-14)$$

引入磁流的概念, 方程就具有很好的对称性, 式(1-1-14)可写成

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{J}_A \\ \nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} - \mathbf{J}_m \end{cases} \quad (1-1-15)$$

进行下列代换

$$\begin{cases} \mathbf{E} \rightarrow \mathbf{H}, \mathbf{H} \rightarrow \mathbf{E} \\ \mathbf{J}_A \rightarrow -\mathbf{J}_m, \mathbf{J}_m \rightarrow -\mathbf{J}_A \\ \varepsilon_0 \rightarrow -\mu_0, \mu_0 \rightarrow -\varepsilon_0 \end{cases} \quad (1-1-16)$$

则式(1-1-15)成为

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} - \mathbf{J}_m \\ \nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{J}_A \end{cases} \quad (1-1-17)$$

可以发现, 式(1-1-17)与式(1-1-15)全同。所以, 如果有两个场问题, 一个是电流源, 另一个是磁流源, 并设第一个场问题的解已知, 则按式(1-1-16)进行代换后, 第二个问题的解和第一个问题的解全同, 或者说, 第二个问题的解就是第一个问题的解按式(1-1-16)进行代换后的结果。这就是对偶性原理。所以, 根据对偶性原理, 磁基本振子的辐射场可以从电基本振子的辐射场很快地得出。

(二) 磁基本振子的辐射场

参看图 1-1-3(a), 电基本振子的辐射(磁)场为

$$H_\varphi = j \frac{1}{2r\lambda} I_m l \sin \theta e^{-jkr} \quad (1-1-18)$$

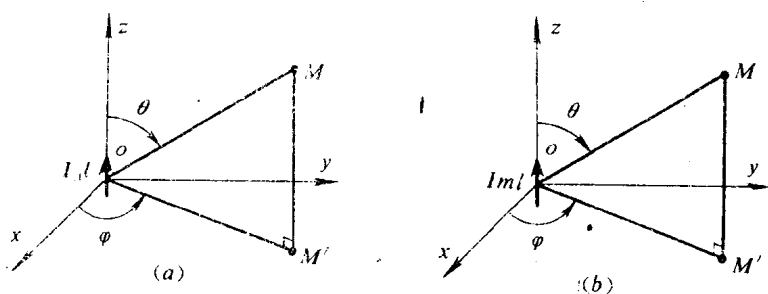


图 1-1-3 基本振子的辐射

按式(1-1-16)进行代换后, 即可从上式得到图 1-1-3(b) 中的磁基本振子的辐射(电)场为

$$E_\varphi = -j \frac{1}{2r\lambda} I_m l \sin \theta e^{-jkr} \quad (1-1-19)$$

由式(1-1-19)可以看出,磁基本振子辐射的电场沿 φ 方向,即电场正方向与磁流正方向成右手螺旋关系;而场值与 θ 角间的关系还是简单的正弦函数关系,即在赤道平面上辐射最强,在磁基本振子的轴线方向上辐射为零。还必须指出,对于磁基本振子而言,与振子相垂直的面是 E 平面,包含振子的面是 H 平面,磁基本振子 E 平面方向图与电基本振子 H 平面方向图一样,磁基本振子 H 平面方向图与电基本振子 E 平面方向图一样。

(三) 小电流环的辐射

参看图1-1-4,由物理学中的电磁学得知,电流为 i 的小电流环的磁矩为

$$\mathbf{p}_m = \mu_0 i s \hat{\mathbf{n}} \quad (1-1-20)$$

式中, s 为小环的面积; $\hat{\mathbf{n}}$ 为 s 面单位法矢量,与电流方向成右手螺旋关系。

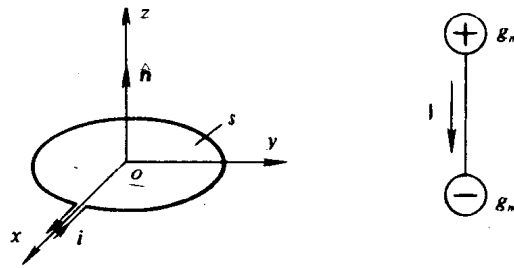


图 1-1-4 小电流环及其等效磁荷对

如果小环电流 i 是高频交变电流,则磁矩 $\mathbf{p}_m$ 也是高频交变的。确定这个磁矩的等效磁流是容易的。首先,用一对距离为 l 的磁荷 $+q_m$ 与 $-q_m$ 来表征磁矩 $\mathbf{p}_m$,即

$$\mathbf{p}_m = q_m l \quad (1-1-21)$$

由式(1-1-20)与式(1-1-21)可得磁荷的数值为

$$q_m = \frac{\mu_0 i s}{l} \quad (1-1-22)$$

上式两边对时间 t 进行微分即可求得等效磁流

$$I_m = \frac{\partial q_m}{\partial t} = \frac{\mu_0 s}{l} \cdot \frac{di}{dt} = j\omega \frac{\mu_0 s i}{l} \quad (1-1-23)$$

将求得的磁流代入式(1-1-19),即得小电流环的辐射场为

$$\begin{aligned} E_\varphi &= -j \frac{l}{2r\lambda} \cdot j\omega \frac{\mu_0 s i}{l} \sin \theta e^{-ikr} \\ &= \frac{120\pi^2 s i}{r\lambda^2} \sin \theta e^{-ikr} \end{aligned} \quad (1-1-24)$$

§ 1-2 天线的电参数

为了评价一副天线的性能,有必要规定出一套能表示天线各种性能的电参数。《电磁

场与电磁波》教程中，已提到“收发互易原理”，即：同一副天线在用作发射时和用作接收时，其电参数是相同的，只是含义有所不同。故而，本节主要讨论发射天线的电参数，至于接收天线的这些参数的含义在本节末尾将予以简单叙述。

本书绪言中已经指出，根据天线在无线电技术设备中的地位和作用，发射天线有两个主要功能：一是把馈线从发射机输送过来的信号能量以电磁波形式向周围空间辐射出去；二是定向辐射，即是将能量集中在一定的立体角内辐射出去。这涉及到发射天线下列几方面的问题：

(1) 要使天线能从馈线得到最大功率，就必须使天线和馈线良好地匹配，也就是要使天线的输入阻抗等于馈线的特性阻抗。这就导致人们引入天线输入阻抗这一电参数。

(2) 天线从馈线得到的输入功率是否全部由天线辐射出去呢？一般说来，天线从馈线得到的功率，一部分由天线辐射出去，另一部分将由构成天线体的导体及介质损耗掉。因此，辐射功率与输入功率的比值，即天线效率，是人们关心的另一电参数。

(3) 在定向辐射的能力方面，要求天线具有这样或那样的方向性，为了表示天线的方向性，人们就引入了方向图波瓣宽度、方向系数、旁瓣电平等电参数。

(4) 人们还常常把天线效率与方向系数组合在一起，引入另一个电参数——增益系数。

除了上述的基本电参数外，还有极化、频带宽度等电参数。

(5) **极化** 发射天线所辐射的电磁波都具有一定的极化特性。所谓极化就是电场矢量在空间的取向，天线的极化通常是指在最大辐射方向上的电场矢量的取向。众所周知，极化一般可分为线极化、圆极化、与椭圆极化三类。由于不同极化的电波在传播过程中有着不同的特性，人们根据设备的性质和任务，常常对天线所辐射的电波的极化特性提出要求，或者说，对天线的极化提出要求。

(6) **频带宽度** 上述所有的电参数实际上都与频率有关，这些电参数都是在一定的工作频率上设计的，但实际上天线并非工作在点频，而是存在着一定的工作频率范围。工作频率偏离设计频率（通常是工作频带的中心频率）时，往往要引起天线各个电参数的变化，例如，方向图波瓣宽度的增大、旁瓣电平的增高、方向系数的降低、输入阻抗的改变以及极化特性的改变等。当然，天线的各种特性参数在一定的频率范围内随频率变化而变动也是容许的，通常根据采用此天线的无线电技术设备的要求，规定天线电参数的容许的变动范围。当工作频率变化时，天线的各种电参数不超出规定的容许变动范围的频率范围，称为天线的频带宽度。

上面从不同的侧面引出了一系列的天线电参数，下面对它们作详细的讨论。

一 方 向 图

§1-1 中已讨论过基本振子的方向图，现在对方向图的画法给出更详细的说明。由于方向图是用以表示天线在不同方向上辐射场的相对大小，所以画方向图时最好用归一化方向函数。所谓归一化方向函数就是在最大辐射方向上方向函数的值等于1。譬如，臂长度 L 不超过 0.625λ 的对称振子*，其最大辐射在 $\theta = 90^\circ$ 方向，该方向上的方向函数

* 详见 §2-2。

值按式(2-2-8)得

$$F(\theta = 90^\circ) = 1 - \cos kL \quad (1-2-1)$$

只要 $L \neq \lambda/4$, 上式之值就不为 1, 所以式(2-2-8)就不是归一化方向函数。为与一般的方向函数 F 相区别, 现用 $\bar{F}$ 来表示归一化方向函数。所以, 对称振子的归一化方向函数为

$$\bar{F}(\theta) = \frac{1}{1 - \cos kL} \cdot \frac{\cos(kL \cos \theta) - \cos kL}{\sin \theta} \quad (1-2-2)$$

不言而喻, 归一化方向函数值也就是归一化场强值。

除了用极坐标绘制外, 还常常用直角坐标来绘制方向图。众所周知, 角度是不能放大的, 但在直角坐标系中绘制方向图并用横坐标上的角度刻度来表示方向角时, 由于横坐标上单位长度可以表示较大的度数值也可以表示较小的度数值, 因此, 特别适合用来画强方向性天线的方向图。图 1-2-1 绘出了一副强方向性天线的方向图, 由于采用了直角坐标, 且横坐标上的单位长度刻以较小的度数值, 所以在最大辐射方向邻近的角度范围内, 辐射强度随角度变化而变化的情况可以看得很清楚。

为了使方向图中某些很低的电平值也能清楚地显示出来, 譬如图 1-2-1(a) 中 θ_s 角度上的辐射电平, 可对归一化场强值取对数换算成分贝数, $\bar{F}$ (分贝) = $20 \lg (E/E_{\max})$, 这里 $E_{\max}$ 是最大辐射方向上的场强, E 是任意方向上的场强, $\bar{F}$ 是归一化场强值的分贝数。这样, 就得到如图 1-2-1(b) 所示的纵坐标以分贝数来刻度的直角坐标型方向图, 在图上可读得在 θ_s 方向上辐射场的电平为 -19 分贝(比最大辐射方向上的场低 19 分贝), 相应的归一化场强值为 0.112。

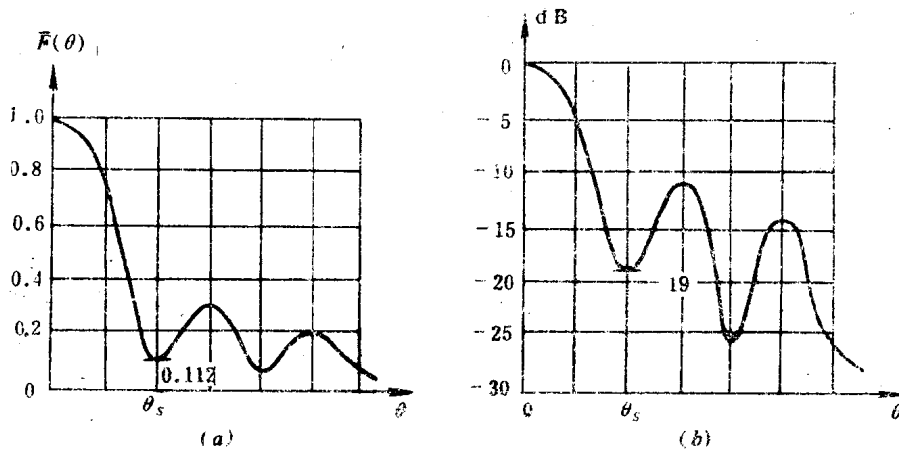


图 1-2-1 直角坐标型方向图

二 主瓣宽度与旁瓣电平

对于任一天线而言, 无论是 E 面方向图还是 H 面方向图, 它们一般呈花瓣状, 故方向图又称为波瓣图。最大辐射方向所在的瓣称为主瓣, 其余的瓣称为副瓣或旁瓣。

所谓主瓣宽度通常是指主瓣最大值两侧功率密度等于最大方向上功率密度一半的两个方向间的夹角。通常, 两个主平面(E 面和 H 面)的主瓣半功率宽度以 $2\theta_{3dB}$ 和 $2\varphi_{3dB}$ 表

示。功率密度下降一半,场强则相应地降至 0.707 倍。

有时,人们还定义零功率波瓣宽度,这是指主瓣最大值两侧的两个零辐射方向间的夹角。两个主平面的主瓣零功率宽度以 $2\theta_0$ 和 $2\varphi_0$ 表示。

显然,主瓣宽度愈小,说明天线辐射能量愈集中,其定向辐射的性能愈好,也就是天线的方向性愈强。所以,主瓣宽度是天线的很重要的电参数,或者说是重要的电指标。

旁瓣一般是不希望有的。旁瓣的最大值与主瓣最大值之比称为旁瓣电平,记为 $FSLR$,通常以分贝数表示之

$$FSLR = 20 \lg \frac{\text{旁瓣最大值}}{\text{主瓣最大值}} (\text{分贝})$$

显然,旁瓣电平的高低,也在某种意义上说明天线方向性的好坏。

三 方向系数

方向图形象地表示出了天线的方向性,波瓣宽度在一定的程度上半定量地描述了天线的方向性。为了更精确地比较不同天线的方向性,有必要再规定一个表示方向性的电参数——方向系数。它的定义是:某一天线的方向系数是它在最大辐射方向上某一距离处的辐射功率密度和辐射功率相同的无方向性天线在同一距离处的辐射功率密度之比值,并记为 D 。下面,由这个定义出发,导出方向系数的基本计算公式。

设某天线的辐射功率为 P_z ,它在最大辐射方向上距离 r 处产生的辐射功率密度和场强分别为 $p_{\max}$ 和 $E_{\max}$;又设有一辐射功率相同的无方向性天线,它在相同距离上产生的辐射功率密度和场强分别为 p_0 和 E_0 ,则按方向系数的定义,有

$$D = \frac{p_{\max}}{p_0} = \frac{|E_{\max}|^2}{|E_0|^2} \quad (1-2-3)$$

对于无方向性天线,它产生的辐射功率密度也可表示为

$$p_0 = \frac{P_z}{4\pi r^2}$$

功率密度 p_0 和场强 E_0 间的关系式为

$$p_0 = \frac{|E_0|^2}{240\pi}$$

故而有

$$|E_0|^2 = \frac{60P_z}{r^2} \quad (1-2-4)$$

将式(1-2-4)代入(1-2-3)得

$$D = \frac{r^2 |E_{\max}|^2}{60P_z} \quad (1-2-5)$$

式中的 P_z 也是所讨论的天线的辐射功率。对于所讨论的天线,设其归一化方向函数为 $\bar{F}(\theta, \varphi)$,则其任意方向的场强与功率密度分别为

$$\begin{aligned} |E(\theta, \varphi)| &= |E_{\max}| \cdot |\bar{F}(\theta, \varphi)| \\ p(\theta, \varphi) &= \frac{|E(\theta, \varphi)|^2}{240\pi} = \frac{|E_{\max}|^2}{240\pi} |\bar{F}(\theta, \varphi)|^2 \end{aligned}$$