

# 天线原理

## ANTENNA PRINCIPLES

江贤祚  
编著

北京航空航天大学出版社

(京)新登字166号

## 内 容 简 介

主要内容包括天线电磁场的计算方法、天线的基本单元和天线的性能参数；对称振子、缝隙天线和阵列天线；口面场辐射特性、喇叭天线和抛物面天线以及双反射面天线和赋形反射面天线；行波天线、圆极化天线和超宽频带天线。还有微带天线和波纹喇叭馈源介绍。本书着重阐述天线的基本理论、基本概念和基本分析方法，注意由浅入深、循序渐进、突出重点和联系实际。

为提高质量，书中很多插图是计算机绘制的，可以直接引用。书后附有与教材紧密结合的习题、常用数学公式和波段划分。

本书的主要对象是电子工程系各专业本科生，也可供有关专业的工程技术人员参考。

## 天 线 原 理

TIANXIAN YUANLI

江贤祚 编著

责任编辑 马晓红

北京航空航天大学出版社出版

新华书店总店科技发行所发行 各地新华书店经售

北京农业工程大学印刷厂印装

850×1168 1/32 印张：11.125 字数：299千字

1993年2月第一版 1993年2月第一次印刷 印数：3500册

ISBN 7-81012-368-8/TN·020 定价：3.45元

# 目 录

## 前 言

### 第一章 电磁波的辐射及基本辐射元

- § 1.1 天线的电磁场 ..... ( 8 )
- § 1.2 电流元的电磁场 ..... ( 9 )
- § 1.3 磁流元的电磁场 ..... (17)
- § 1.4 惠更斯元的辐射场 ..... (26)

### 第二章 对称振子

- § 2.1 对称振子的辐射场和方向性 ..... (32)
- § 2.2 对称振子的阻抗特性 ..... (41)
- § 2.3 折合振子 ..... (51)
- § 2.4 对称馈电 ..... (54)

### 第三章 天线的性能参数

- § 3.1 发射天线的主要参数 ..... (58)
- § 3.2 接收天线的主要参数 ..... (73)
- § 3.3 天线参数测量方法介绍 ..... (89)

### 第四章 阵列天线

- § 4.1 二元阵列 ..... (101)
- § 4.2  $N$  元直线阵列 ..... (111)
- § 4.3 不等幅直线阵列 ..... (131)
- § 4.4 平面阵列天线与空间阵列 ..... (146)

§ 4.5	天线的耦合 .....	(155)
§ 4.6	地面对天线的影响 .....	(165)

## 第五章 縫隙天线及微带天线

§ 5.1	平板縫隙天线 .....	(171)
§ 5.2	波导縫隙天线 .....	(178)
§ 5.3	波导縫隙天线阵 .....	(183)
§ 5.4	微带天线介绍 .....	(198)

## 第六章 口面场的辐射

§ 6.1	同相矩形口面的辐射 .....	(205)
§ 6.2	同相圆形口面的辐射 .....	(215)
§ 6.3	不同相口面的辐射 .....	(223)

## 第七章 喇叭天线

§ 7.1	波导口的辐射 .....	(230)
§ 7.2	喇叭的内场和口面场 .....	(234)
§ 7.3	喇叭天线的辐射场和方向性 .....	(240)
§ 7.4	喇叭天线的方向性系数和增益 .....	(247)
§ 7.5	圆锥喇叭天线 .....	(252)

## 第八章 反射面天线

§ 8.1	抛物面天线的工作原理 .....	(259)
§ 8.2	抛物面天线的方向性 .....	(261)
§ 8.3	抛物面天线的增益 .....	(267)
§ 8.4	抛物面天线的馈源 .....	(271)
§ 8.5	偏焦的影响 .....	(280)
§ 8.6	双反射面天线 .....	(283)
§ 8.7	赋形反射面天线 .....	(292)

§ 8.8 单脉冲天线 .....	(299)
<b>第九章 行波天线、圆极化天线和超宽频带天线</b>	
§ 9.1 行波天线 .....	(309)
§ 9.2 圆极化天线 .....	(317)
§ 9.3 超宽频带天线 .....	(326)
<b>附 录</b> .....	(335)
<b>习 题</b> .....	(341)
<b>主要参考书目</b> .....	(348)

# 前 言

天线是无线电系统不可缺少的组成部分。无线电是靠空间的无线电波传递信息的，无线电波是由天线发射的，也是由天线接收的。发射(辐射)无线电波的天线叫做发射天线，接收无线电波的天线叫做接收天线。因此，天线的基本作用就是发射或接收无线电波。

一般无线电系统都由发射设备和接收设备两大部分组成，发射设备和接收设备分处两地，中间靠无线电波联系起来，如图1所示。

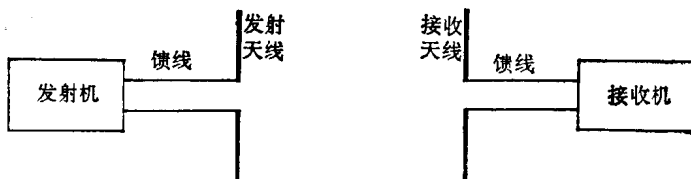


图 1

发射设备包括发射机、馈线和发射天线，接收设备包括接收天线、馈线和接收机。馈线的作用是把发射机产生的高频振荡能量传输给发射天线，或是把接收天线接收到的能量传输给接收机。馈线的具体型式视频率高低可以是双绞线传输线、同轴线、波导或微带等。

雷达的组成在形式上有所不同，如图2所示。但实际上仍由收、发两部分组成，不过接收设备和发射设备不是在两个地方，而是同在一处。收发共用同一付天线，经由收发转换开关分别与接收机和发射机相联接。

天线有互易性，同一天线既可作发射用又可作接收用，因此雷达里收、发可以共用同一付天线。其它无线电系统一般是收发分开的，收发要分别使用两付天线。这两付天线可能是相同的，也可能是不相同的，取决于系统对天线的要求。如中波广播发射天线一般是很高大的铁塔天线，而收听广播的收音机的接收天线可以只用一个很小的磁性天线或一根简单的导线。

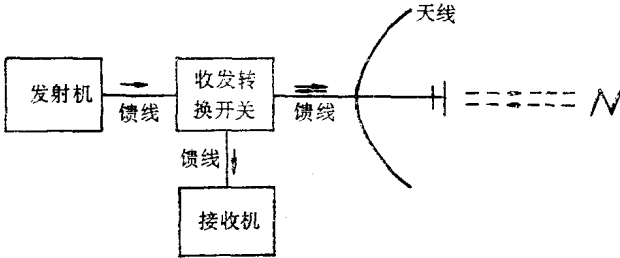


图 2

发射天线将馈线传输来的由发射机产生的高频振荡或导引波的能量转变成自由无线电波向空间辐射出去，接收天线将空间的自由无线电波接收下来再变成高频振荡或导引波由馈线传输给接收机。可见天线在发射和接收无线电波的同时还起着能量转换器的作用。为了充分利用能量，不仅要求在高频振荡能量与无线电波能量之间的转换过程中损失要小，效率要高，而且还要求能控制它在不同方向的分布。这就要求天线应有良好的性能，而且为满足各种不同的要求需要各种不同形式的天线。

天线的型式很多，根据它的作用——是发射还是接收无线电波——可以分为发射天线和接收天线；根据天线所服务的工程对象可分为通讯天线、广播电视天线、雷达天线、导航天线、遥控遥测天线等；根据适用的频率可分为长、中波天线、短波天线、超短波天线和微波天线。用于不同工程对象和不同频段的天线各有其不同的特点。现在广泛采用的分类方法是根据天线的结构型式将其划分为线天线和面天线两大类。线天线是由直径远小于长度的线

状导体或非导体构成的，它的长度与波长是可比拟的。面天线是由曲面或平面构成的，曲面可以是金属的，也可以是介质的，其尺寸一般远大于波长。

天线主要有对称振子天线、非对称振子天线、磁振子天线（环形天线、缝隙天线）、螺旋天线等；面天线主要有喇叭天线、抛物面天线、卡塞格伦天线、透镜天线等。

有时为了获得所要求的性能，将天线进行适当组合，构成组合天线。相同天线构成的组合天线称为阵列天线，比如由相同缝隙组成的波导缝隙天线阵和由相同对称振子平行排列组成的同相水平天线。

最基本最常用的线天线是全长约为半个波长的对称振子，也就是常说的半波振子。最简单的面天线是喇叭天线，如图 3 所示。对称振子天线可看成是终端开路的双线传输线互相平行的两条导线张开成一条直线的结果，喇叭天线可看成是开口波导张开的结果。

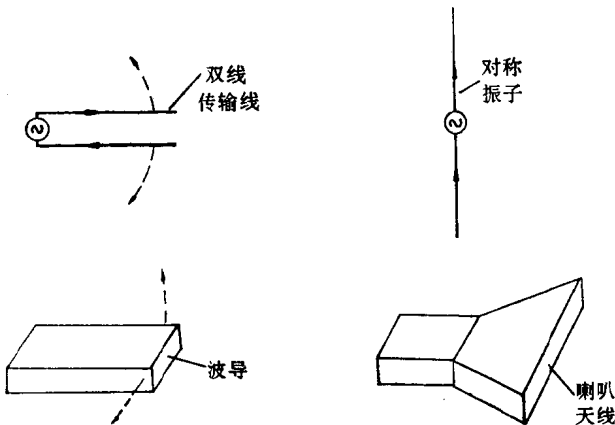


图 3

传输线的基本功能是传输能量而不辐射能量，电磁场被局限在其附近不能脱离它而传播到远处的空间。所以传输线对自由电



磁场实际上是一个封闭的系统。而天线恰好相反，它的基本功能是辐射能量，与传输线不同，对电磁场它是一个开放系统，电磁场能够脱离天线形成自由电磁场传播到很远的空间去。传输线的两条导线张开成一条直线以后，就由封闭系统变成了开放系统，由传输线变成了天线。这是因为双线传输线靠得很近的两条导线上的电流彼此是等幅反相的，而对称振子天线的两条导线上的电流彼此是等幅同相的。我们知道载流导线在空间是要产生电磁场的，但由于传输线两条导线上的电流等幅反相，线间距离又远小于波长，它们在远处空间任一点产生的电磁场总是等幅反相的。根据叠加原理可知，在远离传输线的地方是没有电磁场的，因而双线传输线是所谓的封闭系统。而将其张开成一条直线后，对称的两臂上的电流变为等幅同相，在远处空间它们的场不再总是互相抵消，因而对称振子是所谓的开放系统，由传输线变成了天线。所以说天线必须要有适当的结构，使其构成一个开放系统，也就是其结构应有利于使它的高频电磁场传播到远外的空间去。这是对天线的一个基本要求。

和其它无线电设备一样，天线性能的优劣可以用一系列电气参数来描述，这些参数就是天线所要讨论的主要问题，归纳起来有两个方面：一个是方向性问题，另一个是阻抗特性问题。

方向性是天线最重要的特性。一般说来天线向空间辐射的能量在各方向不是均匀分布的，而是有的方向大，有的方向小。这种辐射能量的大小（或者说辐射场的大小）与方向之间的关系就是天线的方向性。不同的无线电系统要求天线有不同的方向性。比如电视和广播为使四周的用户都能收看节目，发射天线在水平面的各个方向应有均匀的辐射，也就是水平面应当是无方向性的。而在垂直面内则应当有一定的方向性，最大辐射方向应指向地面。因此，电视、广播的发射天线在空间的辐射图形应是如图4(a)所示的全向性方向图。而雷达为了发现和跟踪目标则要求天线只在很窄的范围内辐射和接收，也就是要求很强的方向性。根

据雷达任务的不同，要求能量在一个坐标平面（水平面或垂直面）很集中地辐射和接收，或者同时在两个坐标平面（水平面和垂直面）都很集中地辐射和接收，也就是要求雷达天线具有扇形的或锥形的方向性图，如图4(b)、(c)所示。图4(d)所示的特殊形状的方向性图称为平方余割方向性图，它是雷达搜索地面目标用的，是扇形方向图的一种，在水平面内很窄，在垂直面内很宽，辐射功率密度随仰角按余割的平方( $\text{csc}^2\theta$ )变化。这种分布规律可使飞机上的雷达从各个方向得到等强度的地面回波信号。正是由于雷达天线具有很强的方向性，雷达才能完成其发现和跟踪目标的任务。强方向性不仅对雷达是重要的，对许多无线电设备都是很重要的。如果天线有强方向性，能量就可以集中到所需要的狭窄区间辐射和接收，也就是可以定向辐射和定向接收。对于发射来说这相当于提高了发射机的功率，对于接收来说可接收更微弱的信号，最终效果是提高了作用距离。

除了方向性以外，天线的阻抗特性也很重要。由于天线是接

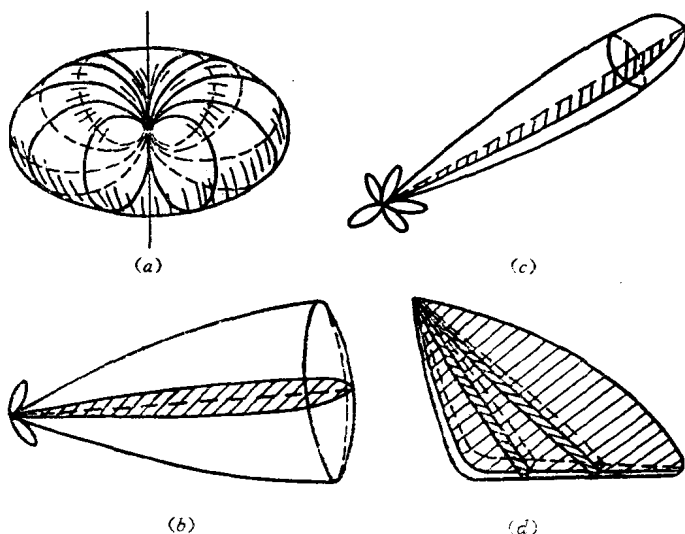


图 4

在传输线终端，发射天线相当于传输线的负载，接收天线相当于接收机的电源，要有效地传输能量就要求天线的等效阻抗和传输线的特性阻抗达到匹配。尤其发射状态对匹配的要求更高，因为不匹配不仅天线不能把发射机的能量全部吸收下来辐射出去，而且会引起反射，反射形成的驻波会引起功率容量下降、频率不稳等毛病。所以发射天线总是希望和馈线匹配，要匹配就要了解天线的阻抗特性。

天线的特性可以用一系列电气参数来具体描述，它们是方向性图（包括方向性图形状、最大辐射方向、主瓣宽度、旁瓣电平等），方向性系数（或增益），效率，输入阻抗，频带宽度，极化特性等。要讨论天线的方向特性或阻抗特性都需要首先求出天线在空间的电磁场，为此要根据具体天线所确定的边界条件求解麦克斯韦场量方程。这是一个电磁场的边值问题，严格求解是很复杂的。在天线工程上一般采用近似的计算方法。线天线产生电磁场的源是线天线上的电流或假想的磁流。面天线产生电磁场的源是面天线口面上的初始电磁场。如果天线上的电流或初始场已知，天线在空间产生的电磁场即可求出，这是所谓分布型问题。但是天线上的电磁流或初始场也是难于准确知道的，因为求它们的分布仍然是一个边值问题，即使严格求解形状较简单的天线也是很困难的。在工程上为简化计算，常用某种假设的电磁流或初始场的近似分布代替实际的准确分布来计算天线产生的电磁场。自然，这种近似分布应当有理论根据，并且要用实验结果来检验。所以，天线研究中实验环节是很重要的。

天线的具体型式是很多的，由于学时的限制，本教材不可能将实际上用到的各种天线都涉及到。从工程对象来说，我们侧重于雷达和通讯天线，从适用的频率范围来说，则侧重于超短波和微波天线。除了介绍单个天线以外，阵列天线的内容也占有相当比重。对于比较适于飞行器用的缝隙天线，我们给予了一定的重视。微带天线是又一种适于飞行器的天线，对此也作了简单介绍。在

内容选择上我们主要讲天线原理，也介绍一些天线设备和天线测量方面的知识。天线分析和天线综合两方面则主要讲天线分析，也涉及一点天线综合。

本书内容讲解注意由浅入深、循序渐进、突出重点和理论联系实际。

本教材是为电子工程系各专业本科生编写的，计划学时40。微波专业的学生可在课程设计和毕业设计中作适当补充和深化。

清华大学张雪霞副教授负责审阅了全书，作者衷心感谢她认真细致的评审和提出的宝贵意见。江虹负责书稿的抄写，薛明华负责计算机绘图，研究生和本科生李建川、罗强、李锋、刘蓉辉和李殷诚参加了部分抄写、绘图和校对工作。作者在此向他们致以诚挚的谢意。

由于水平所限，书中难免有错误和缺点，殷切希望读者批评指正。

**北京航空航天大学**

**江贤祚**

1992年7月

# 第一章 电磁波的辐射及基本辐射元

## § 1.1 天线的电磁场

电磁波的源是随时间变化的电流和电荷，讨论电磁波的辐射首先要根据天线上的电流和电荷求出天线在空间产生的电磁场。

在均匀各向同性的线性媒质中，时谐形式的麦克斯韦方程

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + j\omega\epsilon\vec{E} \quad (1.1a)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H} \quad (1.1b)$$

$$\nabla \cdot \vec{H} = 0 \quad (1.1c)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = \rho/\epsilon \quad (1.1d)$$

给出了天线的电流  $\vec{J}$  和电荷  $\rho$  与它在周围空间产生的场之间的关系。电流和电荷满足连续性方程

$$\nabla \cdot \vec{J} = -j\omega\rho \quad (1.2)$$

所以仅由电流  $\vec{J}$  即可求得天线的全部电磁场。式中  $\epsilon$  是介电常数， $\mu$  是导磁系数， $\omega$  是场源的角频率。

直接求解天线的电磁场往往很复杂，借助于辅助位函数求解则要方便很多。常用的位函数是矢量位  $\vec{A}$  和标量位  $\Phi$ ，它们与场之间的关系是

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu} \nabla \times \vec{A} \quad (1.3a)$$

$$\vec{E} = -\nabla\Phi - j\omega\vec{A} \quad (1.3b)$$

位函数与场源之间满足下面的非齐次波动方程

$$\nabla^2 \vec{A} + k^2 \vec{A} = -\mu \vec{J} \quad (1.4a)$$

$$\nabla^2 \Phi + k^2 \Phi = -\rho/\epsilon \quad (1.4b)$$

式中  $k = \omega\sqrt{\mu\epsilon} = 2\pi/\lambda$  是媒质的相位常数， $\lambda$  是媒质中的波长。

求解此方程可得  $\vec{A}$  和  $\Phi$  与场源  $\vec{J}$  和  $\rho$  之间的关系

$$\vec{A} = \frac{\mu}{4\pi} \int_V \vec{J} \frac{e^{-j\beta R}}{R} dV \quad (1.5a)$$

$$\Phi = \frac{1}{4\pi\epsilon} \int_V \rho \frac{e^{-j\beta R}}{R} dV \quad (1.5b)$$

式中  $R$  是源点  $Q$  到场点  $P$  (观察点) 之间的距离, 如图 1.1 所示。

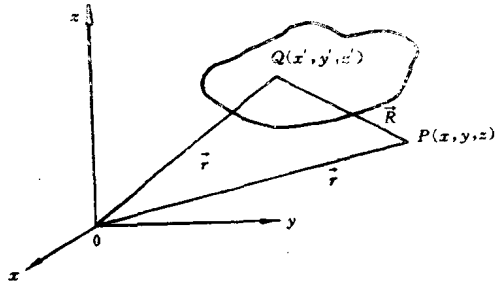


图 1.1

矢量位  $\vec{A}$  和标量位  $\Phi$  也不是独立的, 它们是由罗伦兹条件

$$\nabla \cdot \vec{A} = -j\omega\mu\epsilon\Phi \quad (1.6)$$

联系在一起的。将此关系式代入式(1.3b), 则得

$$\vec{E} = \frac{1}{j\omega\mu\epsilon} \nabla(\nabla \cdot \vec{A}) - j\omega\vec{A} \quad (1.7)$$

于是只要知道了天线的电流  $\vec{J}$ , 由式(1.5a) 求出  $\vec{A}$ , 再由式(1.3a) 和式(1.7) 即可求出天线的全部电磁场。另外, 由  $\vec{A}$  求出了磁场  $\vec{H}$  以后也可以利用无源区 ( $\vec{J} = 0$ ) 的麦克斯韦旋度方程来求电场  $\vec{E}$ 。这时

$$\vec{E} = \frac{1}{j\omega\epsilon} \nabla \times \vec{H} \quad (1.8)$$

## § 1.2 电流元的电磁场

电流元也叫做基本电振子。它是一段长度远小于波长、直径又远小于长度的直导线, 线上载有等幅同相的高频电流。若电流

元的电流为

$$i = Ie^{j\omega t} \quad (1.9)$$

根据电荷守恒定律，电流元的两端必出现交变的电荷

$$q = Qe^{j\omega t} \quad (1.10)$$

所以电流元又叫做电偶极子。电流与电荷之间满足如下的关系

$$i = j\omega q$$

或

$$Q = \frac{I}{j\omega}$$

电流元是交变电磁场的基本辐射单元，很多天线都可认为是

无数电流元组成的。所以

要计算天线的电磁场，首先要

求出电流元的电磁场。如图 1.2 所

示，我们将球坐标系的原点放在电

流元的中点，极轴与电流元的轴

线重合，电流元的电流指向  $+\hat{z}$  方

向。由于电流元的直径很小，可以

忽略不计，电流元的电流可视为线

电流。于是矢量位表达式

(1.5a) 简化为

电流元是交变电磁场的基本辐射单元，很多天线都可认为是无数电流元组成的。所以要计算天线的电磁场，首先要求出电流元的电磁场。如图 1.2 所示，我们将球坐标系的原点放在电流元的中点，极轴与电流元的轴线重合，电流元的电流指向  $+\hat{z}$  方向。由于电流元的直径很小，可以忽略不计，电流元的电流可视为线电流。于是矢量位表达式 (1.5a) 简化为

$$\vec{A} = \frac{\mu}{4\pi} \int_V \vec{J} \frac{e^{-jkr}}{r} dV \quad (1.11)$$

对于  $+\hat{z}$  方向电流元  $\vec{J} = \hat{z}I$ ，则

$$\vec{A} = \frac{\mu}{4\pi} \int_V \hat{z}I \frac{e^{-jkr}}{r} dV \quad (1.13)$$

又由于电流元的长度远小于波长  $\lambda$ ，可以认为电流元上各源点到

观察点的距离近似为常数，电流元的矢量位进一步简化为

$$\vec{A} = \frac{\mu \hat{z} I dl}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} = \hat{z} \frac{\mu I dl}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \quad (1.14a)$$

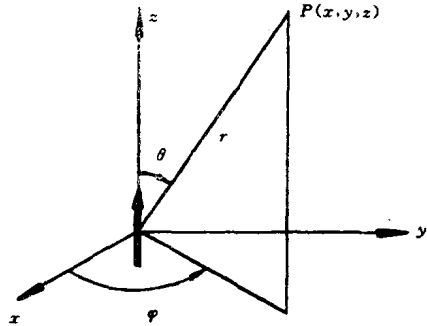


图 1.2

$$= (\hat{i}_r \cos\theta - \hat{i}_\theta \sin\theta) \frac{\mu Idl}{4\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \quad (1.14b)$$

由式(1.3a)  $\vec{H} = \frac{1}{\mu} \nabla \times \vec{A}$  得

$$\vec{H} = \frac{dl}{4\pi} \nabla \times \left( \hat{r} \frac{e^{-jkr}}{r} \right) = \frac{Idl}{4\pi} \nabla \times \left( \hat{i}_r \frac{e^{-jkr}}{r} \right) \quad (1.15)$$

根据矢量恒等式  $\nabla \times (\Phi \vec{A}) = \Phi \nabla \times \vec{A} + \nabla \Phi \times \vec{A}$

和 
$$\nabla \frac{e^{-jkr}}{r} = -\hat{i}_r \left( \frac{jk}{r} + \frac{1}{r^2} \right) e^{-jkr} \quad (1.16)$$

得 
$$\vec{H} = (-\hat{i}_r \times \hat{i}_r) \frac{Idl}{4\pi} \left( \frac{jk}{r} + \frac{1}{r^2} \right) e^{-jkr} \quad (1.17)$$

代入  $\hat{i}_r = \hat{i}_r \cos\theta - \hat{i}_\theta \sin\theta$

最后得 
$$\vec{H} = \hat{i}_\theta \frac{Idl}{4\pi} \left( \frac{jk}{r} + \frac{1}{r^2} \right) e^{-jkr} \quad (1.18)$$

$$= -\hat{i}_r \frac{Idlk^2}{4\pi} \left[ \frac{1}{jkr} + \frac{1}{(jkr)^2} \right] e^{-jkr} \quad (1.19)$$

再利用式(1.1a)在无源区的形式  $\vec{E} = \frac{1}{j\omega\epsilon} \nabla \times \vec{H}$  可求得电流元在无源区的全部电磁场。即

$$\left\{ \begin{aligned} E_r &= -\frac{Idlk^2\eta}{4\pi} 2\cos\theta \left[ \frac{1}{(jkr)^2} + \frac{1}{(jkr)^3} \right] e^{-jkr} & (1.20a) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} E_\theta &= -\frac{Idlk^2\eta}{4\pi} \sin\theta \left[ \frac{1}{jkr} + \frac{1}{(jkr)^2} + \frac{1}{(jkr)^3} \right] e^{-jkr} & (1.20b) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} H_\phi &= -\frac{Idlk^2}{4\pi} \sin\theta \left[ \frac{1}{jkr} + \frac{1}{(jkr)^2} \right] e^{-jkr} & (1.20c) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} E_\phi &= H_\phi = H_r = 0 & (1.20d) \end{aligned} \right.$$

式中  $\eta = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$  是媒质的波阻抗，在自由空间  $\eta = 120\pi$ 。由上式可



知，电流元的电磁场总共只有三个分量。电场有 $E_r$ 和 $E_\theta$ 两个分量，电力线在电流元轴线所在的平面内；磁场只有一个 $H_\phi$ 分量，磁力线是在垂直于电流元轴线的平面内的同心圆。

根据离开天线距离的远近，可将电流元的电磁场分为三个区域。电流元附近 $kr \ll 1$  ( $r \ll \lambda$ ) 的区域叫做近区；远离电流元 $kr \gg 1$  ( $r \gg \lambda$ ) 的区域叫做远区；近区与远区之间的区域叫做中间区。

在近区内，由于 $\frac{1}{(kr)^3} \gg \frac{1}{(kr)^2} \gg \frac{1}{kr}$ ，电磁场主要由与 $r$ 高次幂成反比的项所决定。代入 $kr \ll 1$ 的条件，并注意到 $e^{-jkr} \approx 1$ ， $\eta = \sqrt{\mu/\epsilon}$ 和 $k = \omega\sqrt{\mu\epsilon}$ ，则得电流元的近区场为

$$\left\{ \begin{array}{l} E_r \approx \frac{Idl}{j\omega 2\pi\epsilon r^3} \cos\theta \approx \frac{Qdl}{2\pi\epsilon r^3} \cos\theta \quad (1.21a) \\ E_\theta \approx \frac{Idl}{j\omega 4\pi\epsilon r^3} \sin\theta \approx \frac{Qdl}{4\pi\epsilon r^3} \sin\theta \quad (1.21b) \\ H_\phi \approx \frac{Idl}{4\pi r^2} \sin\theta \quad (1.21c) \end{array} \right.$$

可见电流元的电流和电荷虽然是交变的，它的电磁场也是交变的，但其近区场却与静态场相似。近区电场与静电偶极子场相似；近区磁场与恒定电流元的磁场相似。而且电场与磁场之间有 $90^\circ$ 相位差，坡印廷矢量 $\vec{S} = \frac{1}{2} \vec{E} \times \vec{H}^*$ 是纯虚数，时间平均功率流密度等于零。只有能量的交换，没有向外辐射的能量。所以近区场主要是受场源束缚的感应场，而不是向外辐射的自由电磁场。

在远区内，由于 $\frac{1}{kr} \gg \frac{1}{(kr)^2} \gg \frac{1}{(kr)^3}$ ，电磁场主要由与 $r$ 成反比的项所决定。将 $kr \gg 1$ 代入式(1.20)便得到电流元的远区场为