

# 第 1 章 电磁波概述

## 1.1 电磁波的应用及其发展

电磁波是一种物质存在的形态，与常见的物质弹性波（如水波、声波）一样，具有力学性质和能量关系。但它与一般物质波动形态的本质区别在于它不是物质质点的波动，而是由电场与磁场两个相互联系的波动矢量构成的力场运动，能在真空中以光速传播。电磁波最基本的激发机制是电荷的加速运动，不同的加速方式对应着不同特性的电磁场辐射。

在自然界中，所有温度高于热力学零度（即  $-273^{\circ}\text{C}$ ）的物体，都是红外频段以上的辐射源。自 100 亿年前宇宙开始形成以来，各种射电星体和星系在其形成和发展过程中的电磁辐射，不断地充满着遥远无际的宇宙。地球形成人类的起源都是与电磁波紧密关联的。在自然界中，整个电磁波谱连续地覆盖了无线电、红外、可见光、紫外线、X 射线、 $\gamma$  射线及宇宙射线等各频段。我们最熟悉的太阳，以其强大的电磁辐射能流（太阳表面辐射功率密度约为  $76\,000\text{ kW/m}^2$ ），为地球上各种生物的生存与进化，连续地提供必不可少的光和热（向阳半球晴天地球表面平均功率密度约为  $340\text{ W/m}^2$ ）。同时在太阳物理过程扰动（如太阳耀斑爆发期间，对地球大气影响最大而仅占稳定的可见光能流百万分之一的极紫外辐射和带电粒子发射，可能发生较大的变化，特别是 X 射线辐射强度可能变化几十倍。大耀斑区可在两小时内释放扰动（包括极紫外电磁辐射和高能带电粒子）能量约  $4 \times 10^{25}\text{ J}$ ，相当于几十亿颗巨型氢弹或近百万次强大火山爆发的能量。因此太阳爆发有可能引起地磁暴和电离层暴等显著的地球物理异常效应，从而对大气环境和天气以及电子和高技术系统等产生恶劣影响。地球大气对电磁辐射的吸收（尤其是在平流层上，只有约  $2\text{ mm}$  厚的臭氧层，几乎全部吸收进入大气层的太阳紫外部分辐射），连同地球磁场对太阳风和高能粒子的盾牌作用，对人类生存与地球生命起到了极大的保护作用。地球低层大气中的一个中等雷暴，其闪电辐射功率约为  $2 \times 10^7\text{ kW}$ ，全球任一时刻平均约有 1 500 个雷暴，总的闪电功率可达 3 GW，其频谱很宽，但主要在几十万赫以下。近区闪电的强大脉冲往往对人身安全、工业设施、森林资源以及高科技电子系统构成严重的威胁和干扰。通过对各种自然电磁波的观测，对发现遥远射电星与星系和监测太阳活动及跟踪定位低层大气雷暴等方面具有重要的作用。

人类开始真正认识和自觉地应用电磁波只有 100 年左右的历史。1864 年麦克斯韦（J.C. Maxwell）总结已有的电磁学实验定律，从数学上预言了电磁波的存在和光的电磁波本质；1888 年赫兹（H. Hertz）则用实验证实了电磁波的存在。紧接着在 19 世纪末，相继提出了电磁波应用两大方向的设想并开展了相应的实验。一个应用方向是无线电信息传输。1895 年马可尼（M.G. Marconi）和波波夫（A.C. Попов）分别进行了短距离的无线电报收发实验，1901 年马可尼实现了跨越大西洋的无线电信号传送。电磁波作为传输信息载体的应用又可分为两大方面：一为在广大空域传送通信、导航等各种模拟和数字的信息；二为获取电磁波经各种目标或媒质反射（或散射、折射等）及在传播过程中的相互作用而携带的有关目标与媒质特性的信息，或自然电磁波携带的有关辐射源特性的信息，用以探测研究无法直接采样测量对象的特性，即所谓遥感。随着空间科学、航天技术及无线电和激光技术的发展，人为的电磁波

频段不断地向高低两端扩展，并卓有成效地应用于大容量高速率通信（如卫星通信）、精密导航定位（如全球卫星定位系统 GPS、GLONASS 卫星）、移动通信、雷达遥感及地下探测等先进的电子系统。另一个应用方向是 1899 年特斯拉（N. Tesla）开始进行的高功率无线电电力传输的研究。为了易于形成窄波束的能源，并减小大气（对流层和电离层）的吸收，一般应使用微波功率传输（MPT）。二战期间日本曾秘密研究使用高功率微波束从地面射击轰炸机。20 世纪 70 年代末期美国制订的太阳能卫星（SPS）计划，频率为 2 450 MHz，一个太阳能卫星拟给地面传送的电功率为 50~100 GW，其中，微波传输功率是需要研究的最为关键的问题之一。此后，几个主要工业国家先后提出过多种设想和计划，包括从地面用微波功率给位于高空（平流层）用于通信转发的飞机提供电力，对分散的村落和岛屿采用微波功率供电，以及由太阳能卫星对地面和其他在轨道上运行的飞船和空间站供给电力。早期由于人们对能量传输的兴趣还不大，同时也由于技术难点较多（要等待可实现窄波束聚焦发射的高功率微波器件的发展，要研究大功率发射和接收的能量转换，以及传输中的能量耗损和环境变态与污染），因此在过去 100 年中，这方面的研究与应用进展不大。

在人类进入航天时代和信息化社会的 21 世纪，电磁波将成为最好的无法取代的“侦察员”和“通信员”。随着人类进行月球开发、火星移民、太阳系考察与空间环境监测等空间研究与航天活动的显著增加，以及对地下与海洋资源开发利用、人类灾害性事件预测、文化生活、环境保护与医疗保健事业的更大关注，电磁波将担负起太阳系广大空间及广泛领域中信息资源获取与信息传送的使命。相距遥远的人们可应用各种通信手段，通过方便快捷的信息网络，把地球和各个空间站点协调地连接成一个整体，随时进行广泛的交流或科研、生产控制；并像目前气象服务系统一样，对广大空域实施空间天气和环境的监测和预报。同时，随着移动通信和个人通信的发展，无线电（包括半有线半无线的泄漏电缆）通信在矿井隧道、军事坑道、建筑群及楼层室内等社区的应用将日益广泛。在这种情况下，环境电磁污染的防护与各种电子设施的电磁兼容，将是需要解决的突出问题。对于人类居住的地球内部状况监测和资源勘探与开发是长期以来的艰巨任务。电磁波“入地”，因受高导电地壳表层沉积岩或海水的严重衰减以及岩层不均匀性和断层的严重影响，比“上天”难得多。20 世纪后期已先后开展的深地层（包括深水潜艇）通信、地壳结构与矿物资源勘探以及新揭示的震前电磁辐射应用于地震短期预报的探索，都将成为本世纪重点攻关并可望取得一定突破的电磁波高科技课题。此外，生物电磁波效应是近 20 年来兴起的新研究领域，对于电磁波的医疗应用和辐射防护的研究都将有重大进展。

在 21 世纪，电磁波应用还可能在无线电电力传输中取得重大进展。为了缓解地球上日益严重的能源危机及环境污染问题，利用取之不尽的太阳能，借助太阳能卫星和微波功率传输提供大量洁净的电力，必然是重要途径之一；当然，也会相应地增加电磁污染问题。在未来太空战的新概念武器中，高能电磁波的应用是不可缺少的。根据现有信息，太空武器主要有激光、带电粒子束、微波及动能武器。其中，高能激光武器就是利用光束输送巨大的能量，以光速直射目标，产生高热烧蚀、辐射及激波冲击等杀伤破坏效应。定向辐射的高功率微波波束，具有较强的全天候作战能力和较远的作用距离，可同时杀伤多个目标，并有可能与雷达兼容而进行探测、跟踪，从而获得最佳作战效能，它将成为现代电子战、电磁战和信息战的基本武器。

近 30 年来，利用地面大功率射频（目前主要是高频）电波加热电离层的变态效应对其应用进行的探索，已取得明显的进展。地球电离层是太阳电磁辐射与粒子辐射同地球上层大气原子和分子相互作用从而使大气电离而形成的，通常定义为其中自由电子和离子足以影响电

波传播的层区，一般指地面以上 50~2 000 km 的高度范围。在太阳辐射能流不断输入的同时，地球总是带着自己的磁场旋转，因而使电离层成为一种有源的强非线性等离子体介质，其中蕴藏着巨大的以背景电流体系和密度梯度等形式存在的自由能源。长期以来，人们希望将这种自由能源加以利用，为人类的科学技术发展服务。理论与实验表明，对电离层采取人为注入物质（包括水、氢与二氧化碳分子及钡、铯等元素）和注入能量（利用强电波和高能电子与离子束）及能量注入与化学施放相结合（包括核爆炸）等方法，通过改变其离解复合速率、碰撞频率、电子离子温度及电子速度与能级等状态，可激发多种电离层不规则结构与不稳定性等非线性变态效应。电离层及大气层的人工变态及其应用研究已成为空间物理和国防高科技的一个引人注目的前沿领域，对无线电信息传输、空间信息对抗及电离层与磁层物理研究等具有特别重要的应用前景。

总之，现代人类在驾驭和应用自然电磁波及排除其干扰的同时，在通信、广播、电视与医疗保健等日常生活和经济与国防高科技以及环境监测与改造等广泛的领域里，愈来愈多地享用着人为开发应用电磁波所带来的丰硕成果。整个频谱的电磁波，是人类生存和发展的强大物质和技术资源。

## 1.2 电磁场的基本定律——麦克斯韦(Maxwell)方程

电磁波是电磁场的运动。宏观电磁场的基本理论是 18 世纪以来从电磁现象观测中所得的一些实验定律概括而成的，并集中体现于麦克斯韦方程组。它阐明了电磁场与场源（电荷、电流）的联系及其与物质相互作用的规律，并揭示电磁波的存在。

### 1.2.1 自由空间中的电磁场

自由空间定义为无界真空。本小节在这种没有媒质参与的最简单情况下，从基本的实验定律与假设出发，阐明自由电荷与自由电流激发的电磁场。

#### 1. 静止电荷的静电场——库伦(Coulomb)实验定律

库伦实验定律：真空中两个点电荷（两带电体间距离远大于其本身尺度）的相互作用力，与两点电荷电量（ $q_i, q_j$ ）的乘积成正比，而与其间距  $r_{ij}$  的平方成反比，力的方向沿电荷间的连线按同性相斥与异性相吸引向；同时，若干个点电荷间的相互作用力符合力的叠加原理。作用力  $F$  的数学表达式（库伦定律）为

$$\mathbf{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum \frac{q_i q_j}{r_{ij}^3} \vec{r}_{ij} \quad (1.2.1)$$

其中  $\epsilon_0$  称为真空的介电常数。

电荷间相互作用力的存在揭示了电场的存在。每个电荷在其周围空间中伴随着电场，当另一电荷处在该场中，即可感受其作用力；两个电荷间的相互作用实际上是各自电场间的相互作用，即不是直接的超距作用，而是通过电场来实现场的概念就是在场源的作用下某种特征量（此处为电场）在一定空间中某种形态的分布。

如图 1-1 所示，定义  $V'$  中电荷  $q_j$  或其他若干电荷组合的电场强度矢量为  $E$ ， $P$  处电荷  $q$  感受的库伦力为

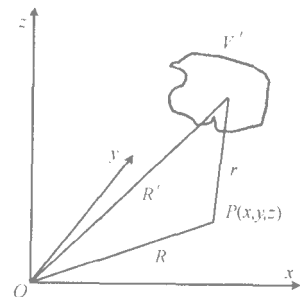


图 1-1 矢量图

$$\mathbf{F} = q_i \mathbf{E} \quad (1.2.2)$$

则  $P$  点电场强度矢量为

$$\mathbf{E}(R) = \lim_{q_i \rightarrow 0} \frac{\mathbf{F}}{q_i} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_V \frac{\rho(R')}{r^3} \hat{r} dV' \quad (1.2.3)$$

这里  $\rho$  为自由电荷的体密度,  $r = [(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2]^{1/2}$

电场的基本特性由其(发)散度和旋度表征。某点电场的散度定义为电场沿包围该点闭合曲面的积分,当曲面中有源电荷  $Q$  则散度等于  $Q/\epsilon_0$ ; 微分形式的散度方程为

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \rho/\epsilon_0 \quad (1.2.4)$$

由微分方程的局域概念可知电荷是电场的源,空间某点电场的散度只与该点电荷密度有关,电力线从正电荷发出而终止于负电荷,电荷为零的点其电场散度为零,表示该点既无电力线发出,也无电力线终止,但可以有电力线通过,因而电场不一定为零。旋度反映场的环流特性,静电场力线的物理直观图像表明无旋涡状结构,即其旋度为零。在数学上,由库伦定律可知静止点电荷的电场强度沿闭合回路的环量(沿闭合路径切线分量的积分)为零,得微分形式的旋度方程为

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad (1.2.5)$$

## 2. 恒定电流的静磁场——安培(Ampere)实验定律与比奥-沙伐(Biot-Savart)定律

具有一定规则的电荷运动形成宏观电流。恒定电流不随时间变化,但一般具有某种空间分布。定义电流密度矢量  $\mathbf{J}$  为单位时间通过单位横截面积的电荷,它是空间坐标的函数。通过曲面  $S$  的总电流强度为

$$I = \int_S \mathbf{J} \cdot d\mathbf{s} \quad (1.2.6)$$

安培对分别载有恒定电流  $I_1$  与  $I_2$  的两个闭合电流回路  $l_1$  与  $l_2$  间的相互作用力  $\mathbf{F}_{21} = -\mathbf{F}_{12}$  进行了实验。类似于电荷通过其电场相互作用的概念,电流间的相互作用也是通过场(称为磁场)来实现的。比奥-沙伐根据安培实验结果定义了电流  $I_1$  在电流  $I_2$  处产生的磁感应强度矢量  $\mathbf{B}_{21}$ , 并推广到任意电流分布时的  $\mathbf{B}(R)$ 。即由

$$\mathbf{F}_{21} = \oint_2 I_2 d\mathbf{l}_2 \times \mathbf{B}_{21} \quad (1.2.7)$$

得

$$\mathbf{B}(R) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \nabla \times \left[ \mathbf{J}(R') \frac{1}{r} \right] dV' \quad (1.2.8)$$

这里  $\mu_0$  为真空的磁导率。

磁场的基本特性也类似地由其散度和旋度表征。根据实验观测,载电流导线周围磁场的力线总是围绕导线的闭合曲线,因而沿任何闭合曲面的磁通量为零,磁场散度方程的微分形式为

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.2.9)$$

它说明电流产生的磁场力线是无源头(即闭合)的,不存在与电荷相对应的作为磁力线起止点的自由磁荷。磁场旋度反映其旋涡特性,由安培环路定理可知,磁感应强度  $\mathbf{B}$  沿闭合磁力线的线积分正比于所包围的电流强度,其微分形式的旋度方程为

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (1.2.10)$$

此式表明：空间某点磁场旋度只同该点电流密度有关，因而电流密度为零的空间，磁场总是无旋的。

### 3. 时变磁场激发的电场——法拉第 Faraday 电磁感应定律

法拉第由实验发现：当磁场随时间变化时，处于磁场中的闭合导线内有电流通过，即产生了感应电动势  $\zeta$ ，其大小与通过该线圈所包围面积的磁通量变化率成正比。

$$\zeta = - \frac{d}{dt} \int_S \mathbf{B} dS \quad (1.2.11)$$

负号表明由  $\zeta$  驱动感应电流所产生的磁场，起着抵制磁通量变化的作用。同时，线圈中有电流表明有电荷运动，必然伴随某种空间分布的电场，感应电动势的大小即等于电场沿闭合导线的线积分，因而

$$\oint_l \mathbf{E} dl = - \frac{d}{dt} \int_S \mathbf{B} dS \quad (1.2.12)$$

此式左边可应用矢量场的斯托克斯 (Stokes) 定理变为旋度的面积分，从而得到微分形式的电磁感应定律

$$\nabla \times \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.2.13)$$

此式表明：由时变磁场激发的感应电场是有旋电场，由式 (1.2.5) 表示的无旋静电场为特例；同时此处的时变磁场  $\mathbf{B}$  仍然满足散度方程 (1.2.9)。

### 4. 时变电场激发的磁场——麦克斯韦关于位移电流的假说

在时变电场的情况下，其场源 (电荷、电流) 必然随时间变化。由电荷守恒定律，在各种物理化学的反应变化中，物体的总电荷是严格保持不变的；流出某闭合曲面的电流，等于曲面所包围体积中电荷的减少。在数学上，可表示为电流连续性方程

$$\nabla \cdot \mathbf{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 \quad (1.2.14)$$

这种微分形式说明空间某点电流密度的散度等于该点电荷密度在时间上的减少。

上面所得静电场与静磁场的散度方程 (1.2.4) 和方程 (1.2.9)，反映了其源头特性，在时变电磁场情况下也是成立的，即满足了磁场时变的电场旋度方程 (1.2.11)，也具有普遍适用性。但是，磁场的旋度方程 (1.2.10) 没有考虑时变电场的影响，并与电流连续性方程 (1.2.14) 相矛盾，即由方程 (1.2.10) 得出  $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$ 。

现将电场散度方程 (1.2.4) 代入方程 (1.2.14)，可得

$$\nabla \cdot \left( \mathbf{J} + \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right) = 0 \quad (1.2.15)$$

将括号内具有电流密度特性的第二项记为

$$\mathbf{J}_D = \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (1.2.16)$$

称为位移电流。麦克斯韦假设  $\mathbf{J}_D$  和  $\mathbf{J}$  一样产生磁场，即随时间变化的电场可以激发磁场，实验证明这是正确的。因此须在磁场旋度方程 (1.2.10) 的源项中加入  $\mathbf{J}_D$ ，这样既考虑了时变电场的影响，又解决了与电流连续性方程 (1.2.14) 的矛盾。于是磁场旋度方程 (1.2.7) 变为

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (1.2.17)$$

### 1.2.2 物质中的宏观电磁场

从电磁学的观点来看，物质是一种带电粒子系统，其内部存在着不规则而又迅速变化的微观电磁场。在考察宏观电磁现象时，所讨论的是包含大量分子的小体积内平均的宏观物理量。由于分子的电中性及物质内部分子运动的不规则性，当无外场作用时，物质内部一般没有宏观的电荷和电流分布，因而没有宏观电磁场。当存在外场作用时，物质分子中正负电荷发生相对位移，极性分子及分子电流取向呈现一定的规则性，从而在物质内部及表面上出现束缚电荷与诱导电流，即所谓物质的极化和磁化。当物质具有导电性时，即存在杂乱运动的自由电子，在外电场作用下将出现传导电流。反过来，上述电荷和电流分布，又激起附加的宏观电磁场叠加于外场。因此，物质中的宏观电磁现象就是外加电磁场与极化磁化及传导所产生的电荷电流分布之间相互作用和相互制约的结果。

#### 1. 物质的极化

在外电场的作用下，物质中正负电中心被拉开或分子电偶极矩有一定的平均取向，因而在一定的小体积内出现宏观的束缚电荷  $\rho_p$  并参与激发电场。为考虑此极化效应，在电场散度公式(1.2.4)电荷源中 必须加入  $\rho_p$  ,即

$$\epsilon_0 \nabla \cdot \mathbf{E} = \rho + \rho_p \quad (1.2.18)$$

这里， $\mathbf{E}$  为总的宏观电场强度。 $\rho_p$  的出现对应于由负电荷指向正电荷的单位体积内的电偶极矩  $\mathbf{P}$  其定义为  $\mathbf{P} = \rho_p d\mathbf{l}$ ，并称为极化强度矢量，因而可类似于  $\mathbf{E}$  表示其散度，即

$$\nabla \cdot \mathbf{P} = -\rho_p \quad (1.2.19)$$

$\mathbf{P}$  是在  $\mathbf{E}$  的作用下产生的，对一般的各向同性和线性物质，它与  $\mathbf{E}$  方向一致并有简单关系

$$\mathbf{P} = \chi_e \epsilon_0 \mathbf{E} \quad (1.2.20)$$

将式 1.2.19 与式 1.2.20 代入式 1.2.18 得

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (1.2.21)$$

其中定义

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} = \epsilon \mathbf{E} \quad (1.2.22)$$

$$\epsilon = \epsilon_0 (1 + \chi_e) = \epsilon_0 \epsilon_r \quad (1.2.23)$$

$\mathbf{D}$  称为电位移矢量，反映了物质的极化特性； $\chi_e$  为物质的极化率， $\epsilon, \epsilon_r$  分别为物质的介电常数和相对介电常数，一般情况下， $\epsilon_r > 1$ 。当外加电场随时间变化，则有极化电流密度为

$$\mathbf{J}_P = \partial \mathbf{P} / \partial t = \chi_e \epsilon_0 \partial \mathbf{E} / \partial t \quad (1.2.24)$$

#### 2. 物质的磁化

在外磁场的作用下，物质中的分子电流取向趋于规则，从而形成宏观磁化电流密度  $\mathbf{J}_M$  并参与激发磁场。 $\mathbf{J}_M$  对应于平均的分子环电流，应为类似于磁场的磁化强度矢量  $\mathbf{M}$  的旋度，即  $\mathbf{J}_M = \nabla \times \mathbf{M}$ ，因而它不会影响式(1.2.9)表示的磁感应矢量  $\mathbf{B}$  的散度特性。为考虑此效应，可在磁场旋度方程(1.2.17)的电流源中加入  $\mathbf{J}_M$ 。由式(1.2.17) 并将其中的  $\mathbf{E}$  换为  $\mathbf{D}$ ，可得方程

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1.2.25)$$

其中  $\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \mathbf{M}$ , 定义为磁场强度矢量。实验表明, 对于各向同性非铁磁物质,  $\mathbf{M}$  与  $\mathbf{H}$  具有简单的线性关系:  $\mathbf{M} = \chi_m \mathbf{H}$ , 其中  $\chi_m$  称为物质的磁化率。由上式可得

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (1.2.26)$$

这里  $\mu = \mu_0(1 + \chi_m) = \mu_0 \mu_r$ ,  $\mu_r$  被称为物质的相对磁导率, 在大多数情况下  $\mu_r = 1$ 。

### 3. 物质的导电

当物质具有一定的电导率  $\sigma$  时, 在电场的作用下出现传导电流的密度为

$$\mathbf{J}_\sigma = \sigma \mathbf{E} \quad (1.2.27)$$

在自由空间中, 电流密度对应于以速度  $v$  运动的自由电荷, 即  $\mathbf{J} = \rho v$ 。在  $\sigma$  不为零的物质空间内, 由电流连续性方程 (1.2.14) 的解可知, 自由电荷将随时间按指数律衰减, 弛张时间为  $\tau = \epsilon / \sigma$ 。因此, 在均匀的各向同性的良导体内, 可设  $\rho$  总为零, 只存在传导电流。

## 1.2.3 麦克斯韦方程组与电磁波

### 1. 麦克斯韦方程组

由上节所述可知, 静电场的源仅为电荷, 静磁场的源仅为电流, 而时变电磁场则是相互耦合的。在物质媒质中时变电磁场的一般情况下, 由公式 (1.2.13)、公式 (1.2.25)、公式 (1.2.21)、公式 (1.2.9) 及公式 (1.2.22)、公式 (1.2.26) 可构成完备的描述宏观电磁场的方程组, 即

$$\left. \begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} & (1.2.13) \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} & (1.2.25) \\ \nabla \cdot \mathbf{D} &= \rho & (1.2.21) \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 & (1.2.9) \\ \mathbf{D} &= \epsilon \mathbf{E} & (1.2.22) \\ \mathbf{B} &= \mu \mathbf{H} & (1.2.26) \end{aligned} \right\} (M)$$

在方程组  $(M)$  中, 电场强度  $\mathbf{E}$  和磁感应强度  $\mathbf{B}$  分别对应于所有源电荷和源电流激发的总电场和总磁场, 是两个基本的场矢量; 而电位移  $\mathbf{D}$  与磁场强度  $\mathbf{H}$  不包含极化电荷和磁化电流所激发的电场与磁场, 是两个辅助场矢量。这里应该注意, 仅因历史习惯,  $\mathbf{H}$  沿用了和  $\mathbf{E}$  对应的名称。方程组  $(M)$  中后两个方程和导电媒质中的欧姆定律 1.2.27 被称为媒质的本构方程, 通过本构方程可以将场与媒质特性相关联。方程组  $(M)$  中的前 4 个矢量方程仅有前两个是独立的, 而未知场矢量有  $\mathbf{E}, \mathbf{B}, \mathbf{D}$  和  $\mathbf{H}$  共 4 个, 因而只有列入本构方程才能成为可解的完备方程组。在自由空间中,  $\epsilon = \epsilon_0, \mu = \mu_0$ , 方程组  $(M)$  中的后两式无意义, 仅有  $\mathbf{E}$  和  $\mathbf{B}$  两个未知场矢量, 前 2 个矢量方程已是完备的, 即通常所称的麦克斯韦方程组。必须说明, 虽然方程组  $(M)$  中的两个散度方程不是独立的 (即可从前两式导出), 但矢量场要同时有旋度和散度才能惟一被确定, 因而它们不是多余的。

## 2. 电磁波

麦克斯韦方程组描述了宏观领域电荷与电流激发电磁场及场本身运动变化的规律。在电荷与电流为零的区域内，电磁场可离开源而独立存在，并通过其本身的相互激发而传播。场方程清楚地表明，电场在时间上的变化规律决定磁场在空间中的分布规律；而磁场在时间上的变化规律决定电场在空间中的分布规律。这种在时间和空间上的相互联系和相互制约形成了在空间中传播的电磁波。由麦克斯韦方程组，不难推导出电磁场量的波动方程。例如，在自由空间情况下，有

$$\left(\nabla^2 - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \mathbf{E} = \mu_0 \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} + \frac{1}{\epsilon_0} \nabla \rho \quad (1.2.28)$$

$$\left(\nabla^2 - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \mathbf{B} = -\mu_0 \nabla \times \mathbf{J} \quad (1.2.29)$$

以上两式为非齐次矢量波动方程，表明电磁场以波的形式变化，而加速运动的电荷与时变电场为其波源。如果场源为点源，其解应具有球面对称性，即仅依赖于观测点至辐射源的距离  $r$ 。在源  $\mathbf{J}=0$  与  $\rho=0$  的点上，波场是由源点产生并传播的，场量满足齐次矢量波动方程，因而具有发散球面波的形式。当源具有频率为  $\omega$  的简谐振荡特性时，则有

$$\mathbf{E} = \mathbf{C} \frac{1}{r} e^{j(\omega t - kr)} \quad (1.2.30)$$

这里  $\mathbf{C}$  为与源强度、极化有关的常数， $k = \omega \sqrt{\mu\epsilon}$  被称为传播常数，波的传播速度（相速）为

$$v = \frac{\omega}{k} = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}} \quad (1.2.31)$$

在自由空间中，如果有  $\mu = \mu_0$ ， $\epsilon = \epsilon_0$ ，则  $v = c$ （光速）。在存在媒质的情况下，则必须通过其本构方程和下述的边界条件确定媒质对波场的响应。

### 1.2.4 边界条件

微分形式的麦克斯韦方程组 ( $M$ ) 是适用于媒质电参数 ( $\epsilon, \mu$ ) 连续区域的场方程。当物质特性具有突变界面时，在界面上，由于两种媒质的极化与磁化以及传导特性不同，在其分界面上一般要出现束缚电荷和诱导电流分布，从而激发附加的电磁场，使界面两侧的场量发生跃变。利用积分形式的麦克斯韦方程可以建立场量的边界条件，实质上就是物质分界面上的场方程。它们是

$$\mathbf{D}_{1n} - \mathbf{D}_{2n} = 0, \quad \epsilon_1 \mathbf{E}_{1n} - \epsilon_2 \mathbf{E}_{2n} = 0 \quad (1.2.32)$$

即电位移矢量的法向（垂直于界面）分量连续，而电场矢量的法向分量有跃变。

$$\mathbf{B}_{1n} - \mathbf{B}_{2n} = 0, \quad \mu_1 \mathbf{H}_{1n} - \mu_2 \mathbf{H}_{2n} = 0 \quad (1.2.33)$$

即磁感应强度矢量的法向分量连续，而磁场矢量的法向分量有跃变，不过大多数情况下， $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$ ，磁场矢量也是连续的。

$$\mathbf{E}_{1t} - \mathbf{E}_{2t} = 0 \quad (1.2.34)$$

即电场矢量的切向分量连续。

$$\mathbf{H}_{1t} - \mathbf{H}_{2t} = \mathbf{J}_s \quad (1.2.35)$$

其中， $\mathbf{J}_s = \mathbf{J} \Delta \ell$  为面电流密度。当边界层厚  $\Delta \ell \rightarrow 0$ ， $\mathbf{J} \rightarrow \infty$ ，并且当两物质的电导率为有限，且  $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$  则没有面电流，因而

$$\mathbf{H}_{1t} - \mathbf{H}_{2t} = 0 \quad (1.2.36)$$

即磁场矢量的切向分量连续。

在实际媒质条件下，根据已知源（或外来电磁场）的分布，应用场方程(1.2.27)和上述边界条件，再加上无穷远处辐射为零的条件（即当  $R \rightarrow \infty$ ， $\lim_{R \rightarrow \infty} E_R$  和  $\lim_{R \rightarrow \infty} H_R$  为有限），原则上可以确定电磁场量。一般称为求解电磁场的边值问题。

### 1.2.5 电磁场的位函数

电磁场是由物理量  $\mathbf{E}, \mathbf{B}$  表征的矢量场，一般应对形如式 1.2.28 的非齐次矢量波动方程求解，即需求解 6 个未知标量的波动方程；同时，其源项具有复杂的微分运算，因此电磁场方程的直接求解往往很困难。在许多情况下，从数学表述上引入一些辅助性的位函数，可化简方程形式和减少待求函数数目，从而使电磁场求解问题得到一定程度的简化。在求解电磁波传播问题中，对应于电偶极子或磁偶极子源，常分别引入电、磁赫矢量  $\mathbf{\Pi}_e$  和  $\mathbf{\Pi}_m$ ，相应的电磁场表达式为

$$\mathbf{B}_e = \mu\epsilon \nabla \times \frac{\partial \mathbf{\Pi}_e}{\partial t} \quad (1.2.37)$$

$$\mathbf{E}_e = \nabla (\nabla \cdot \mathbf{\Pi}_e) - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{\Pi}_e}{\partial t^2}$$

和

$$\mathbf{D}_m = -\mu\epsilon \nabla \times \frac{\partial \mathbf{\Pi}_m}{\partial t}$$

$$\mathbf{H}_m = \nabla (\nabla \cdot \mathbf{\Pi}_m) - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{\Pi}_m}{\partial t^2} \quad (1.2.38)$$

其中，赫矢量  $\mathbf{\Pi}_e$  和  $\mathbf{\Pi}_m$  分别由同一形式的非齐次矢量波动方程求解，即

$$\nabla \cdot (\nabla \mathbf{\Pi}_e) - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{\Pi}_e}{\partial t^2} = -\frac{1}{\epsilon} \mathbf{P} \quad (1.2.39)$$

$$\nabla \cdot (\nabla \mathbf{\Pi}_m) - \mu\epsilon \frac{\partial^2 \mathbf{\Pi}_m}{\partial t^2} = -\mathbf{M} \quad (1.2.40)$$

这里， $\mathbf{P}$  和  $\mathbf{M}$  分别称为电极化强度矢量和磁化强度矢量，即单位体积内的电偶极矩和磁偶极矩，并分别对应于外加线电流源的等效极化电流密度  $\mathbf{J}_P = \partial \mathbf{P} / \partial t$  和外加环电流源的等效极化电流密度  $\mathbf{J}_M = \nabla \times \mathbf{M}$ 。

对于角频率为  $\omega$  的简谐波，电偶极子的场及其赫矢量满足的非齐次矢量波动方程为

$$\mathbf{H}_e = j\omega\epsilon \nabla \times \mathbf{\Pi}_e \quad (1.2.41)$$

$$\mathbf{E}_e = \nabla (\nabla \cdot \mathbf{\Pi}_e) + k^2 \mathbf{\Pi}_e$$

$$\nabla^2 \mathbf{\Pi}_e + k^2 \mathbf{\Pi}_e = -\frac{1}{\epsilon} \mathbf{P} \quad (1.2.42)$$

对于磁偶极子的场可得到类似的方程。

### 1.2.6 电磁场的能量和动量

既然电磁场为力场，则在电场和磁场中储存有能量，由电磁场运动构成的电磁波也必然伴随能量流。

### 1. 电磁场的能量密度

总能量密度包括电能密度和磁能密度，即

$$U_{EM} = \frac{1}{2} \epsilon E^2 + \frac{1}{2} \mu H^2 = \frac{1}{2} [\mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \mathbf{B} \cdot \mathbf{H}] \quad (1.2.43)$$

### 2. 电磁波携带的能流密度

由  $M$  中的前二式，对  $J=0$  的点，可求得

$$\oint_s (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \cdot n ds = - \int_V \left( \mathbf{E} \frac{\partial D}{\partial t} + \mathbf{H} \frac{\partial B}{\partial t} \right) dV \quad (1.2.44)$$

由此可定义能流密度（通过单位面积的能流）矢量，即所谓瞬时坡印亭 Poynting 矢量为

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} \quad (1.2.45)$$

能流方向同时垂直于电场和磁场。在无耗损情况下，式 (1.2.25) 右边括号内两项分别为电能与磁能的瞬时改变率。此式表明：穿出曲面  $s$  的能流等于  $s$  所包含体积  $V$  中减少的电磁能。

### 3. 电磁动量与辐射压力

电磁场的动量密度为

$$\mathbf{g} = \epsilon_0 \mathbf{E} \times \mathbf{B} = \mathbf{S} / c^2 \quad (1.2.46)$$

辐射压力定义为单位面积上的动量净迁移率，即

$$P_{EM} = S / c \quad (1.2.47)$$

### 4. 电磁场对带电系统的作用

电荷与电流激发电磁场，反过来电磁场对带电系统产生作用，导致其能量和动量发生变化。一个电量为  $q$  并以速度  $v$  运动的带电粒子，将同时受到电场和磁场的作用力，即所谓洛伦兹 Lorentz 力 表示为

$$\mathbf{F} = q\mathbf{E} + q\mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (1.2.48)$$

对于电荷密度与电流密度分别为  $\rho$  和  $\mathbf{J} = \rho\mathbf{v}$ ，单位体积质量为  $M$  的连续分布带电系统，其能量和动量分别表示为  $W_p = \frac{1}{2} Mv^2$  和  $G_p = Mv$ ；在电磁场的作用下，其变化率分别为

$$\frac{\partial W_p}{\partial t} = \mathbf{v} \cdot (\rho\mathbf{E} + \rho\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} \quad (1.2.49)$$

$$\frac{\partial G_p}{\partial t} = \rho\mathbf{E} + \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (1.2.50)$$

当  $\frac{\partial W_p}{\partial t} > 0$  和  $\frac{\partial G_p}{\partial t} > 0$  时，则带电系统从电磁场获得能量和动量。

## 1.3 电磁波的时-空形态及其特征参量

### 1.3.1 电磁波的时-空形态

电磁波同自然界中普遍存在的波动现象一样，产生于某种时变的振动源，而波是振动在一定空间条件下所激起的后果，振动与波常常是在时间和空间上统一的物理过程。电磁波起

源于电荷的时变振荡或电流的变化，并总是由相互关联的电场矢量  $E$  和磁场矢量  $H$  的运动构成。时域中最简单的正弦（或余弦）振荡称为简谐振荡，电子振荡回路在稳态时可作为简谐振荡源。波源一般具有非正弦和脉冲特性，时域连续的非规则振荡可视为强度与周期各不相同的一些（或大量）简谐振荡的叠加；脉冲可为时域中一串间断的脉动或间断的正弦型振荡，一般可分解为大量或无穷个简谐振荡之和。当考察某种宽频带短脉冲的时域过程时，称为瞬态过程，如近年来人们非常关注的瞬态电磁波。在空域，均匀媒质中点源（或源尺度远小于其至观测点距离的源）激发的波阵面可视为球面，称为球面波；而沿一个方向传播的平面波，在物理上则没有严格对应的实际振源，但在与波长相比，足够远处球面波阵面上的小单元区域可近似为平面波；球面波与柱面波都可在数学上分解为平面单元波的组合。因此，对应于简谐振荡的平面波，即简谐平面波，常常作为方便于分析应用的基本单元波。简谐平面波占据整个空间和时间，即对应于时间上无起止和空间上无边界的理想化波型，它实际上不可能存在，也不携带任何信息。实际的波信号常常是局限于一定时、空、频域范围内的一个波群，或称为波包。现以简谐平面波与波包两种典型的波函数，说明时、空、频域中有关电磁振荡源特性（振幅、极化、频率与周期及时间相位）和波传播特性（传播方向、波长与波数、空间相位及相速和群速）的参量。

### 1.3.2 简谐平面波函数

基本的波函数可用余弦型或指数型（习惯上略去实部符  $\text{Re}$ ）函数表示，即

$$E(t, r, \omega) = E_m \exp[j(\omega t + \varphi_0 - \mathbf{K} \cdot \mathbf{r})] \quad (1.3.1)$$

它表示在时间  $t$ 、空间坐标  $r$  处频率为  $\omega$  的场量，也是满足齐次波动方程的一种特解。波函数的参量取决于振源和传播媒质的特性，主要由振源决定的有：

(1) 振幅  $E_m$  主要取决于振源辐射特性（功率和极化）并与媒质特性有关，一般情况下它是  $t, \omega, r$  的函数。 $E_m$  具有一定的空间方向，称为波的极化（光学上常称偏振）在一个方向上变化称为线极化，而在一个面内变化称为面极化（圆极化或椭圆极化）。波的极化取决于发射天线和传播媒质的特性。

(2) 振动角频率  $\omega = 2\pi f$  单位为  $\text{rad/s}$ （弧度每秒）；

(3) 振动频率  $f$  单位为  $\text{Hz}$ （赫）；

(4) 振动周期  $T = 1/f$  单位为  $\text{s}$ （秒）；

(5) 时间相位  $\varphi(t) = \omega t + \varphi_0$  表示不同时刻  $t$  振动在一个相位周中所处的部位，单位为  $\text{rad}$ （弧度）， $\varphi_0$  为振动的起始相位。

以下为取决于传播媒质的波参量：

(1) 波数矢量  $\mathbf{K} = k\mathbf{e}_v$ ，表示波动在空间上的传播方向和相位变化速率， $\mathbf{e}_v$  为  $\mathbf{K}$  的单元矢，一般沿相速  $v$  取向，其大小  $k = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{\lambda}$  为单位传播路径长度上波动相位所经历的弧度数，又称为传播常数，单位为  $\text{rad/m}$ （弧度每米）。其中  $v = 1/\sqrt{\epsilon\mu}$  为传播相速，与媒质电特性有关， $\lambda = \frac{v}{f} = vT$  称为波长，即在一个周期  $T$  内沿  $\mathbf{K}$  方向传播的距离；当在有耗媒质中传播时， $v = 1/\sqrt{\epsilon'\mu}$ ， $\epsilon'$  为复介电常数，则波具有空间上的附加衰减和相移。

(2) 波的空间相位  $\varphi(r) = \mathbf{K} \cdot \mathbf{r}$  单位为  $\text{rad}$ （弧度）表示从波源至观测点沿矢径  $r$  波动相位所经历的弧度数；同时，对应于某一固定时刻  $t$  ( $t$  为常数)，它表示振动相位沿空间的分

布。

(3) 波阵面  $\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} = c$  ( $c$  为常数), 即等相位面, 又称波前。当  $\mathbf{K}$  为恒定值时,  $\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} = c$  ( $c$  为常数) 表示垂直于  $\mathbf{K}$  的一个平面, 即为沿  $\mathbf{K}$  方向传播的平面波。当波沿任一矢径  $\mathbf{r}$  方向传播时, 波的传播方向均与  $\mathbf{r}$  一致, 即  $\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} = kr$ , 在均匀介质 ( $k = \text{常数}$ ) 中, 等相位面  $\varphi(\mathbf{r}) = kr = c$  ( $c$  为常数) 为一球面, 即为球面波。

(4) 由公式 (1.3.1) 可知, 简谐球面波的等相位面为

$$\varphi(t, r) = \omega t + \varphi_0 - kr = c \quad (c \text{ 为常数}) \quad (1.3.2)$$

由此可得

$$v = \frac{dr}{dt} = \frac{\omega}{k} \kappa_v$$

### 1.3.3 脉冲波与波包函数

在时间上有限的单一脉冲, 可用傅里叶 (Fourier) 积分来表示, 即为无限频域中无限个简谐分量的叠加

$$\mathbf{E}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}_m(\omega) e^{j\omega t} d\omega \quad (1.3.3)$$

发射机输出的信号一般为一连串的调制振荡, 因此具有有限带宽的频谱。电磁辐射信号一般可表示为频率和传播方向均足够接近的一组简谐平面波叠加而形成的波链, 定义为波包, 其中的单元简谐平面波具有一定的时间频谱和空间角谱。由于它们有时间和空间的干涉效应, 此波链具有时间上的起止和空间上的局限。波包形状即决定于单元波的频谱和角谱。该波链具有沿波矢量  $\mathbf{K}_0$  的平均方向和中心角频率  $\omega_0$ , 并设其空间尺度大于单元波波长, 时间延续长于单元波周期  $T$ , 波链幅度可视为  $\mathbf{K}_0$  的偶函数。当设波分量处于较窄的频谱和角谱之内, 均匀空间传播的波包可表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(r, t) &= \int_{K_0 - \Delta K}^{K_0 + \Delta K} \mathbf{E}_m(\mathbf{K}, \mathbf{K}_0) \exp[j(\omega t - \mathbf{K} \cdot \mathbf{R})] d\mathbf{K} \\ &= A(r, t) \exp[j(\omega_0 t - \mathbf{K}_0 \cdot \mathbf{r})] \end{aligned} \quad (1.3.4)$$

这里群振幅为

$$A(r, t) = \int_{K_0 - \Delta K}^{K_0 + \Delta K} \mathbf{E}_m(\mathbf{K}, \mathbf{K}_0) \exp \left\{ j(\mathbf{K} - \mathbf{K}_0) \left[ \left( \frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{k}} \right)_{\mathbf{K} = \mathbf{K}_0} t - \mathbf{r} \right] \right\} d\mathbf{K}$$

其中指数因子包含群衰减与群时延;  $\mathbf{E}_m(\mathbf{K}, \mathbf{K}_0)$  一般为慢变函数。由  $A(r, t) = c$  ( $c$  为常数), 可得群速为

$$\frac{dr}{dt} = \left( \frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{K}} \right)_{\substack{\mathbf{K} = \mathbf{K}_0 \\ \Delta K \rightarrow 0}} = v_g \quad (1.3.5)$$

式 (1.3.4) 中的指数项为载波相位, 平均相速为  $v_p = \omega_0 / K_0$ ;  $\mathbf{K}_0 = \frac{\omega_0}{v_p} \mathbf{n}_0$ ,  $\omega_0 = \omega(\mathbf{K}_0)$ ,  $\mathbf{n}_0$  为平均传播方向的单位矢。由式 (1.3.5) 可定义群折射指数  $n_g$ , 即

$$n_g = \frac{c}{v_g} = \frac{\partial}{\partial \omega}(n\omega) = n + \omega \frac{\partial n}{\partial \omega} \quad (1.3.6)$$

## 1.4 电磁波的辐射

### 1.4.1 辐射原理与电磁力线运动图像

现以谐变电偶极子为例对辐射原理进行介绍。由麦克斯韦方程求得沿  $Z$  轴放置的电流矩为  $I \cdot dZ$  的赫 (Hertz) 偶极子产生的场, 在球坐标系  $R, \theta, \varphi$  中的场分量为

$$\mathbf{H}_\varphi = \frac{I dz \sin\theta}{4\pi R^2} (1 + jkR) e^{j(\omega t - kR)} \quad (1.4.1)$$

$$\mathbf{E}_R = \frac{I dz \cos\theta}{2\pi j \omega \epsilon R^3} (1 + jkR) e^{j(\omega t - kR)} \quad (1.4.2)$$

$$\mathbf{E}_\theta = \frac{I dz \sin\theta}{2\pi j \omega \epsilon R^3} (1 + jkR - k^2 R^2) e^{j(\omega t - kR)} \quad (1.4.3)$$

由上述三式可知, 场量可分为以下三部分:

(1)  $\mathbf{E}_R, \mathbf{E}_\theta$  含有与  $R^3$  成反比的准静电场。

(2) 三个分量中均有与  $R^2$  成反比的感应场, 但只有  $\mathbf{E}_\theta$  与  $\mathbf{H}_\varphi$  构成沿  $R$  方向的能流;  $\mathbf{E}_R$  与  $\mathbf{H}_\varphi$  构成的部分能流在垂直于  $R$  的方向沿球面扰动, 其一周期的平均能流为零。

(3)  $\mathbf{E}_\theta$  与  $\mathbf{H}_\varphi$  中与  $R$  成反比的部分形成沿  $R$  方向传播的能流, 即为辐射场。

在  $R = \lambda/2\pi$  处, 准静电场、感应场及辐射场相等; 随着  $R$  增大, 在  $R > 1.5\lambda$  以后, 准静电场与感应场同辐射场相比均小 10 倍以上。当  $R \gg \lambda$ , 衰减很快, 只需考虑辐射场。由场表达式可知, 辐射场强与角频率  $\omega$  成正比, 与  $\lambda$  成反比, 因而, 要有效地辐射低频率电波, 需要有相当于波长量级的大尺度电流系统。人为地建立 10 kHz 以下电波的发射系统是相当困难的, 而在自然界中地球磁层的电流体系就是频率低至几千分之一赫电磁波的辐射源。

电流  $I(t)$  的变化激发电场与磁场的运动, 即为电磁波的辐射过程。图 1-2 为电磁波辐射过程中电力线、磁力线运动示意图。电力线在图平面内由实线表示, 磁力线垂直“穿进”与“穿出”画面, 分别用“ $\times$ ”与“ $\cdot$ ”表示。

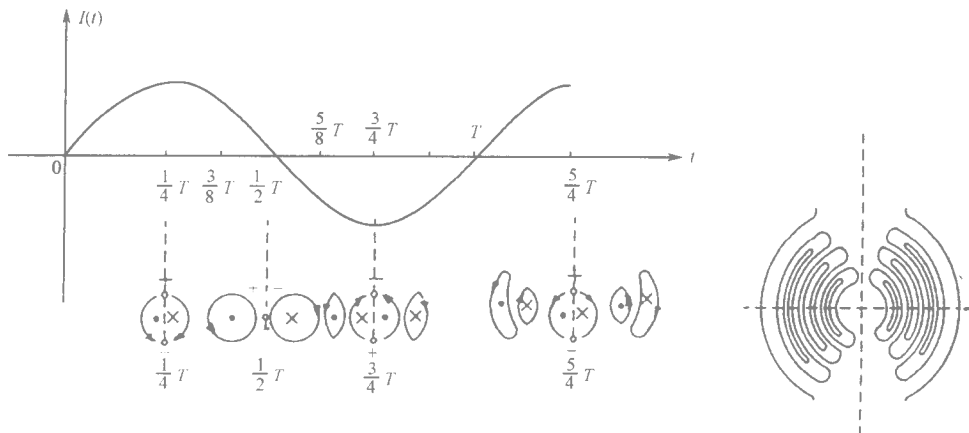


图 1-2 电磁波辐射过程中的力线运动

## 1.4.2 辐射机制的主要类型

由于电荷加速的方式不同，辐射机制有以下几种主要类型。

### 1. 具有传导性或徙动性交变电流的宏观电气系统的辐射

此种类型的辐射是人们从通信、广播、导航定位、雷达与遥感等需要出发，建立无线电频段辐射系统的主要方法。目前应用的有从几 Hz 到高达 1 000 GHz 各频段的辐射系统，主要包括振荡能源与天线两部分。天线是实现系统中的电流与空间波场之间能量转换的装置，最简单的天线就是上述的偶极子，也可以是一个复杂而庞大的系统，其中的电流分布是决定其辐射特性的主要因素。此类辐射也存在于自然界，地面上自然界的辐射主要来自宇宙射电（包括日冕、星系及银河射电）和地球大气中的雷电辐射，前者主要在 100 MHz 以上，后者则在 10 MHz 以下（谱峰在 7~8 kHz 左右）。自然辐射常常被作为射电天文与大气遥感的波源，但在一般情况下，它们连同工业电器的泄漏辐射，对人为的无线电波接收系统构成严重的干扰。

### 2. 黑体辐射

物体的原子和分子受热运动的激发产生振动，从而辐射电磁波，其辐射的功率和频谱分布决定于辐射体的特性与温度，而与获得能量的途径及电荷运动的细节无关，因而称为热辐射，它具有连续的辐射谱。黑体辐射的能量来源于热吸收，吸收最强的物体也就是辐射最强的物体，黑色物体吸热能力最强，故热辐射又称为黑体辐射。所谓绝对黑体定义为能够吸收投射于它的所有辐射能量的物体，即理想辐射体。绝对黑体的辐射能力（整个频谱上的总辐射功率）正比于热力学温度的四次方，而谱峰的频率则与热力学温度成正比。不同物体热辐射频谱的形状是不同的，大多数处于高温的物体，如溶炉的内部、炽热的灯丝及太阳表面等的辐射频谱都很宽，低端与电学方法所激发的无线电波相交接，而高端可达  $\gamma$  射线（当温度  $T$  接近于  $10^6$  K 时），并且在一定频率范围内，可接近于某一等效温度的绝对黑体的辐射。如金属与碳，当温度为 800~1 000 K 时，绝大部分辐射分布于红光和红外部分（即赤热），颜色很暗。随着温度增高，波长较短的可见光能量增加，即趋于白光（白热），当温度低于约 800 K 时，则只有看不见的红外辐射。太阳表面的辐射能量几乎全部在波长为 0.2~10  $\mu\text{m}$  的范围内，相当于等效温度为 6 000 K 的绝对黑体，频谱密度 99% 是可见光，并以波长为 0.4  $\mu\text{m}$  的（蓝光）最大，紫外线至 X 射线仅占 1%，其无线电频段的辐射，则主要源于太阳的外层大气。由于在热力学零度（即  $-273^\circ\text{C}$ ）以下，分子运动才会停止，故所有温度高于热力学零度的物体，都是红外辐射源。

### 3. 回旋加速辐射与同步加速辐射（或称磁轳致辐射）

电子穿过磁场  $H_0$  运动受到磁场作用力加速而产生的辐射，既有由人为装置产生的，也存在于星云等天体之中，可分为以下两种情况：

(1) 回旋加速辐射当低能的非相对论性电子参与运动时，辐射能量集中在接近于电子回旋频率为  $\omega_H = e\mu_0 H_0/m$  的频率上。

(2) 同步加速辐射当接近光速的相对论性电子（加速能量很高时称为强相对论性电子）参与运动时，具有很宽频谱（从无线电频段到硬 X 射线）的辐射，其谱峰值频率  $\omega_{\text{max}}$  大大超过

电子回旋频率 其值为  $\omega_{\max} \approx 1.76 \times 10^{11} \mu_0 H_0 (E_e/mc^2)^2$ ,  $E_e$  为电子加速能量。一般宇宙射线粒子的能量为  $10^{10} \sim 10^{12}$  eV, 目前已探测到某些能量超过  $10^{20}$  eV 的宇宙射线粒子, 正在研制的人造加速器也具有  $10^{12}$  eV 的量级。辐射主要为垂直于磁场方向的狭窄射束。

#### 4. 韧致辐射与光电子辐射

当高能电子束轰击物质时, 会产生辐射, 可分为两种情况:

(1) 韧致辐射当高能电子进入原子并达到原子核附近, 在原子的电场中受到强烈的制动(加速或减速)作用, 此时电子的能量直接转为 X 射线频段的辐射能, 具有连续谱, 主要分布在  $12 \sim 0.006$  ns 的波长范围内。

(2) 光电子辐射被高能电子轰击(或光激发)时, 物质中原子或分子从激发源吸收能量而处于受激状态, 电子绕核的运动偏离其常轨道(最靠近核的轨道为能级最低和最稳定的轨道, 其他为受激轨道), 称为能级跃迁。当受激原子的电子从远轨转换到能级较低的轨道时, 将释放能量而辐射一种具有该物质特征的谱线, 因此这种辐射具有断续谱线。物质中电子的能级非常稳定, 采用适当方法激发出的电磁振荡具有极高的频率稳定性和准确度( $10^{-13}$  量级), 目前应用于原子钟和激光发射的就是这种机制。原子或分子在两个能级  $E_m$  与  $E_n$  之间跃迁, 其跃迁辐射频率为:  $f_{mn} = |E_m - E_n|/h$ 。这里  $h = 6.626\ 075\ 5 \times 10^{-34}$  Js 为普朗克常数。分子的总能量  $E = E_e + E_v + E_r$ , 其中,  $E_e$  为与电子运动能态相联系的能量, 其跃迁对应于可见光及紫外频段;  $E_v$  为分子振动能量, 对应于红外频段; 而  $E_r$  为转动能量, 其跃迁对应于射电频段。在自然界中, 等离子体受激发产生的极光和闪电, 大气分子的吸收和辐射, 都属于这类效应。

#### 5. 放射性原子衰变的电磁辐射

伴随放射性元素原子核自然衰变过程的辐射, 不需外加能源, 其强度与特性不受温度、压力及其中化合物形态等的影响, 是  $\gamma$  射线的主要产生机制。目前测到的波长范围是  $2 \times 10^{-2} \sim 2 \times 10^{-4}$  ns。

### 1.4.3 电磁波谱

人类正在进行观测研究和利用的电磁波, 其频率低至千分之几 Hz (由磁层起源的地磁脉动), 高达  $10^{30}$  Hz 量级(宇宙射线), 相应的波长则从  $10^{11} \sim 10^{-20}$  m。频谱极广的电磁波, 具有统一的电磁本性, 在真空中有相同的速度(光速  $c$ ); 同时又表现出波动与粒子的二重性。低频电磁波的波动性强, 而极高频电磁波具有粒子性。原子或分子系统的跃迁能量只能取  $hf_{mn}$  的整数倍, 同时, 随着辐射频率的增高, 携带一定能量的电磁波中所包含的光子数也愈来愈少, 以致必须将其视为一群具有不确定性和一定统计性的粒子。宇宙射线的波长已小于电子半径 ( $2.8 \times 10^{-11}$  m), 因此具有明显的粒子特性, 通常以粒子加速能量(eV)来表征, 与 1eV 相当的波长约为  $1.24 \times 10^{-10}$  m, 波长反比于能量的平方。电磁波存在于整个频率(或波长)范围, 按序排列称为频(或波)谱。表 1-1 给出了以  $\lambda = 10^N$  m 和  $f = 10^M$  Hz 排列的波谱, 表 1-2 给出了无线电波波段的划分。图 1-3 给出了地面收测的自然界电磁辐射强度频谱的大致分布, 最上部显示电离层与大气吸收窗口的情况。对光频以上的波, 波长很短, 常用微米( $\mu\text{m}$ )或纳米(nm)表示。

表 1-1 电磁波谱 ( $\lambda = 10^N \text{ m}$ ,  $f = 10^M \text{ Hz}$ )

名称	宇宙射线	$\gamma$ 射线	X 射线	紫外线	可见光	红外线	无线电波
$\lambda(N)$	< -16	16 ~ -11	-11 ~ -8	-8 ~ -7	-7 ~ -6	-6 ~ -3	-3 ~ 11
$f(M)$	> 24	24 ~ 19	19 ~ 16	16 ~ 15	15 ~ 14	14 ~ 11	11 ~ -3

表 1-2 无线电频段 (波) 段的划分

波段名	亚毫米波	毫米波	厘米波	分米波	超短波	短波	中波	长波	甚长波	特长波	超长波	极长波
	Sub-mm	Microwave(微波)			Metric-W	(SW)	(MW)	(LW)				
波长	0.1 ~ 1mm	1 ~ 10mm	1 ~ 10cm	10 ~ 100cm	1 ~ 10m	10 ~ 100m	100 ~ 1 000m	1 ~ 10km	10 ~ 100km	100 ~ 1 000km	$10^3 \sim 10^4 \text{ km}$	$10^4 \text{ km}$ 以上
频率	3 000 ~ 300 GHz	300 ~ 30 GHz	30 ~ 3 GHz	3 000 ~ 300 MHz	300 ~ 30 MHz	30 ~ 3 MHz	3 000 ~ 300 kHz	300 ~ 30 kHz	30 ~ 3 kHz	3 000 ~ 300 Hz	300 ~ 30 Hz	30 Hz 以下
频段名		EHF (极高频)	SHF (超高频)	UHF (特高频)	VHF (甚高频)	HF (高频)	MF (中频)	LF (低频)	VLF (甚低频)	ULF (特低频)	SLF (超低频)	ELF (极低频)

注: (1)本表参照了我国大百科全书和 ITU 的划分方法,在低频率段与过去习惯(包括美英)划分不同。过去习惯上称 3 000(或 300)~30 Hz 为 ELF,而 30 Hz 以下为 ULF。

(2)为方便考虑在甚低频(VLF)以下,习惯上多用频段称呼,而特高频(UHF)以上则常用微波或分米波、厘米波及毫米波称呼,不过近年来直接标称 GHz 频段的也不少

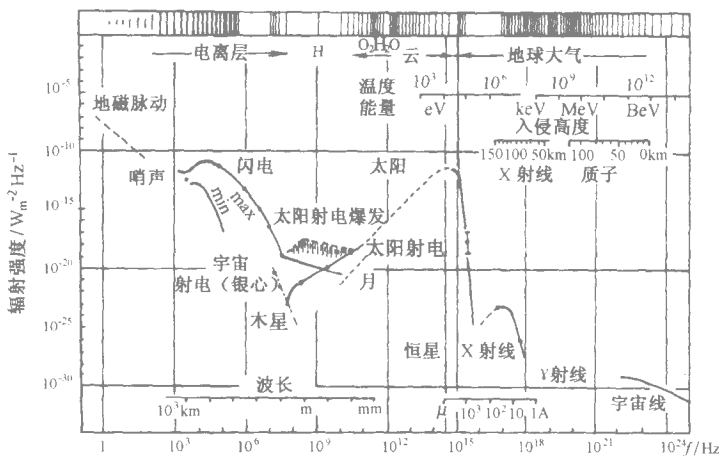


图 1-3 自然电磁辐射强度频谱

## 1.4.4 无线电频段的发射天线

### 1. 天线的定向辐射——叠加原理

人为无线电系统的发射天线作为振荡源的输出电流与空间波场间的能量转换器,其基本要求是有效地按指定的方向范围辐射电磁波。如上所述,交变电流元(赫偶极子)是基本的辐射单元,各种天线可以认为是这种基本辐射元的各种形式的组合。在线性媒质中场方程是线性的,观测点的场是构成天线的所有单元电流辐射场矢量的线性叠加。由于各单元辐射场到达观测点的时间相位和空间方位不同而发生干涉,结果形成天线系统各方向辐射场的差异。

因此，天线的方向性取决于天线系统的电流分布，与天线电尺寸（与电波波长相比的大小）及其几何结构（开放特性）有关。通过仔细设计可研制出所需要方向特性的天线系统。

## 2. 单元天线与阵列天线

根据不同频段、用途和不同方向特性的要求，天线形式一般有单元天线和阵列天线。单元天线可分为线天线和面天线，线天线即导线或杆状天线，包括鞭天线、铁塔天线、对称振子、环形天线及菱形天线等；面天线包括缝隙（开槽）、喇叭、透镜和抛物面等形式的天线，其中透镜和抛物面的作用为通过折射和反射使激励振子发出的射线向指定方向会聚。同时，可将口面场视为二次源分布，观测点的场为各分布单元辐射场的叠加，其方向特性取决于口面的形状和电尺寸。阵列天线由若干单元天线排阵组成，阵的方向性函数等于单元天线方向性函数乘以将各单元天线作为“点”源辐射相叠加时的方向性函数。

## 3. 天线的主要指标

(1) 方向性系数  $D(\vartheta, \varphi)$  与增益系数  $G(\vartheta, \varphi)$  一般天线在各方向上辐射场的强度是不同的，设其与球面坐标  $(\vartheta, \varphi)$  的关系为  $F(\vartheta, \varphi)$ ，称为天线的方向性函数。方向性系数定义为：对应于所讨论天线在特定方向的辐射场，无方向性的点源天线与所讨论方向性天线所需总辐射的功率之比，因而

$$D(\vartheta, \varphi) = \frac{4\pi F^2(\vartheta, \varphi)}{\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi F^2(\vartheta, \varphi) \sin\vartheta d\vartheta} \quad (1.4.4)$$

即对于同样的总辐射功率，所讨论天线相对于点源天线在特定方向的辐射功率提高了  $D(\vartheta, \varphi)$  倍。实际应用中还定义有增益系数，即

$$G(\vartheta, \varphi) = \frac{D(\vartheta, \varphi)}{1.64} \eta_A \quad (1.4.5)$$

这里  $\eta_A$  为天线效率，1.64 是半波长线天线最大辐射方向的  $D$  值

(2) 输入阻抗及其频率特性 设  $U_A$  与  $I_A$  分别为天线馈电电压和输入电流，输入阻抗为

$$Z_A(\omega) = \frac{U_A}{I_A} \quad (1.4.6)$$

它涉及天线与功率输出回路的匹配和天线辐射的频率特性（谐振及带宽）等指标。

(3) 辐射功率  $P_r$  和辐射电阻  $R_A$  及效率  $\eta_A$  由式(1.2.36)、式(1.4.1)和式(1.4.3)可知，天线的总辐射功率可表示为

$$P_r = \frac{E_{m0}^2 r^2}{2\eta} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi F^2(\vartheta, \varphi) \sin\vartheta d\vartheta \quad (1.4.7)$$

这里  $E_{m0}$  为最大辐射方向上电场的幅值， $E_{m0} = I_A l_{eff} k^2 / 2\pi r \omega \epsilon$ ； $l_{eff}$  为天线等效于基本振子（偶极子）辐射的等效长度， $\eta$  为波阻抗，对自由空间  $\eta = 120\pi$ 。辐射电阻及效率相应为

$$R_A = \frac{P_r}{I_A^2} \quad (1.4.8)$$

$$\eta_A = \frac{R_A}{R_A + R_l} \quad (1.4.9)$$

$R_l$  为天线损耗电阻。