

第四章

电场波与磁场波之独立辐射

通常的看法是，伟大的赫兹实验是对麦克斯韦旋度场理论的证明，其实不然，因该说麦克斯韦关于电磁波存在性的预言促使了伟大赫兹实验早日进行。仔细研究伟大赫兹实验的推理逻辑就会发现，它恰恰是电场波与磁场波的独立辐射之实验证明，这正如洛仑兹所讲的那样“电子的运动是一切电磁场的根源”，也就是说，场不能产生场。

本章先是从球面对称分布电场出发，并借助于平板电容的时变电场，论证了线性时变电场是独立辐射的，三角函数时变电场是独立辐射的，正余弦函数时变电场也是独立辐射的。然后从线性时变电流辐射线性时变磁场入手，论证了三角函数时变磁场是独立辐射的，正余弦函数时变磁场也是独立辐射的。更重要的是，从伟大赫兹实验逻辑中得益，从 LC 振荡电路开始，逐步展开成半波振子天线，半波振子天线上的电流振荡，形成了时变电流和时变电荷，其电场波是振子上时变电荷产生的，其磁场波是振子上时变电流产生，电场与磁场发生交换是通过半波振子上时变电流的流动得以实现的。也就是说，时变电场和时变磁场是金属电子的时变运动产生的。

本章还论述了在通信雷达的工程实践中，接收天线既接收到了时变电场也接收到了时变磁场，接收天线在洛仑兹电力 $qE(t)$ 和广义洛仑兹磁力 $e(-c_0)\times B$ 的作用下形成信号电流，其信号强度反比于距离平方。

此外本章还论证了自由空间中的波速等于半波振子上电信号的传输速度，由于良导体内的 μ, ε 与真空中的 μ_0, ε_0 相同，所以电波的辐射速度等于麦克斯韦在导体内电信号传输速度，即电波的辐射速度等于导体内的电信号传输速度 c_0 。

本章结论是：时变电场是时变电荷产生的，时变磁场是时变电流产生的，电场波和磁场波是各自独立辐射的，辐射场强与距离平方成反比、接收机的信号强度与距离平方成反比。

4.1 时变电场的独立辐射

本章从麦克斯韦叙述的球面对称分布电场出发，并借助于极板电容的时变电场，论证了线性时变电场是独立辐射的，三角函数时变电场是独立辐射的，正余弦函数时变电场也是独立辐射的。

4.1.1 线性电场的产生与辐射

大家知道，牛顿万有引力公式的距离平方反比律在电学中也得到了证实，这就是库仑扭秤。两个电荷之间的作用力 $F = \frac{Q_1 Q_2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$ ，由于此力的作用是通过电场力来完成的，因此电场的定义是

$$E = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (4-1)$$

这是静电荷辐射静电场的“万有公式”。

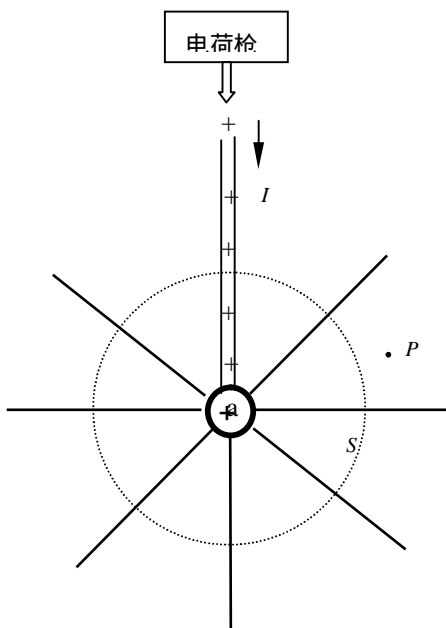


图 4-1 球面对称分布电力线

那么，辐射时变电场，情况如何呢？

我们仍然借用麦克斯韦的论述图 4-1 来论述电场的独立辐射，见图 4-1。导管（电荷传输管）是屏蔽的，对外不辐射任何场，电荷枪等速率地向金属球 a 发送正电荷，或即电流 I 是恒定的直流，则球 a 中的正电荷 $Q(t) = k \cdot t$ ，这里 k 是常数，也即在球 a 中存在球面分布的线性时变电荷。注意，虽然我们引用了麦克斯韦的理想实验图，但观点和结论是不同的。我们认为球 a 中的电荷积累了，而且电力线向自由空间辐射。那么在其电力线分布满足球面对称时，有近似解

$$E(r, t) = \frac{Q(t - \frac{r}{c_0})}{4\pi\epsilon_0 r^2} \mathbf{e}_r = \frac{k \cdot (t - \frac{r}{c_0})}{4\pi\epsilon_0 r^2} \mathbf{e}_r \quad (4-2)$$

式中 c_0 是电场线的辐射速度， $\frac{r}{c_0}$ 是电场辐射到自由空间 P（球心到点 P 的距离为 r）点的时

延。

这里需要注意：我们说辐射了矢量场，并不是辐射标量位。标量位是人为定义的，标量位不是物理本质。1875年库仑 (Coulomb) 用实验方法确定了电荷间相互作用的定律，两电荷之间的作用力与电量成正比，与距离平方成反比”，即 $F = \frac{Q_1 Q_2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$ ，这与牛顿万有引力公式相同。这里的物理本质是力，于是当时对电的研究称为电动力学。而人为定义的标量位是无法辐射的。

我们说，时变电场可以独立辐射，主要依据两点：

1) 因为 $\frac{\partial E(t)}{\partial t} = \frac{k}{4\pi\epsilon_0 r^2}$ 是定常的，它与时间无关，退一万步讲，即使您使用麦克斯韦的磁动势方程 $\nabla \times \mathbf{B} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$ ，但所产生的磁场 \mathbf{B} 也只是定常的 B_0 (与时间无关)，不能产生新的 E' ，或者说图中的 $E(t)$ 仅仅是时变电荷产生的，没有交替产生的过程。这种情况下， $E(t)$ 独自辐射到自由空间。

2) 退一万步讲，即使认为时变的正余弦电场 $E(t)$ 产生了磁场 $B(t)$ ，但每一条“位移电流线”产生的磁场环线相当于在球面上画圆圈 (逆时针方向)，又由于该时变电场是球面对称分布的，“位移电流”垂直于球面且对称，那么相邻磁力环线大小相等而方向相反，相互抵消后为零。这种情况下，正余弦电场 $E(t)$ 仍然是独自辐射到自由空间的。

此外，从图 4-1 何看出，时变电场 $E(t)$ 是纵向辐射的，也就是说它是纵向辐射的。

4.1.2 三角函数电场的产生与辐射

在图 4-1 中，金属球中的电荷 $Q_1(t) = k \cdot t$ 是线性时变的，空间某一点 $P(r)$ 处的电场强度是 $E_1(r, t) = \frac{k(t - r/c_0)}{4\pi\epsilon_0 r^2}$ ，式中 $\frac{r}{c_0}$ 是电场辐射到点 $P(r)$ 处的时延。这是线性增加的时变电场，如图 4-2 所示。

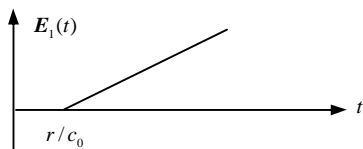


图 4-2 线性增加的电场

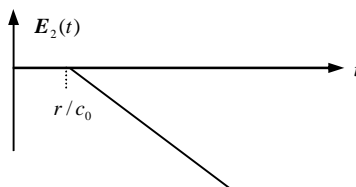


图 4-3 线性减少的电场

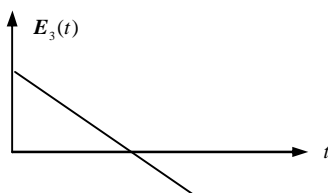


图 4-4 带有初值的时变电场

同样的，如果在图 4-1 中电荷枪匀速地射入负电荷于球中 (假定初值为零)，那么 $Q_2(t) = -k \cdot t$ ，即有空间某一点 $P(r)$ 处的电场强度是 $E_1(r, t) = -\frac{k(t - r/c_0)}{4\pi\epsilon_0 r^2}$ ，式中 $\frac{r}{c_0}$ 是电场辐射到点 $P(r)$ 处的时延。这是线性减少的电场，如图 4-3 所示。

同样道理，如果电荷枪匀速地射入负电荷于球中 (并假定球中电荷初值不为零)，那么 $Q_3(t) = Q_0 - k \cdot t$ ，即有空间某一点 $P(r)$ 处的电场强度是 $E_3(r, t) = \frac{Q_0}{4\pi\epsilon_0 r^2} - \frac{k(t - \frac{r}{c_0})}{4\pi\epsilon_0 r^2}$ ，式中 $\frac{r}{c_0}$ 是电场辐射到点 $P(r)$ 处的时延。这是线性减少的电场，如图 4-4 所示。

综上所述，无论是线性增加的时变电场，或是线性减少的时变电场，均可以独立地辐射到自由空间。之所以这么认定，主要依据两点：1) 因为 $\frac{\partial E(t)}{\partial t} = \frac{k}{4\pi\epsilon_0 r^2}$ 是定常的，它与时间无关，即使您使用麦克斯韦的磁动势方程 $\nabla \times B = J + \frac{\partial D}{\partial t}$ (退一万步讲)，但所产生的磁场 B ，也是定常的 B_0 (与时间无关)，不能产生新的 E' ，或者说图中的 $E(t)$ 仅仅是时变电荷产生的，没有交替产生的过程。这种情况下， $E(t)$ 独自辐射到自由空间。2) 再退十万步讲，即使认为时变电场 $E(t)$ 产生了磁场 B ，每一条“位移电流”产生的磁场线相当于在球面上画圆圈 (逆时针方向)，但由于该时变电场是球面对称分布的，“位移电流”垂直于球面且对称，那么相临磁力线大小相等而方向相反，相互抵消后为零。这种情况下，时变电场 $E(t)$ 仍然是独自辐射到自由空间的。

现在，我们把上述两种情况合并起来考虑，即当正电荷积累到一定程度后 (时刻 t_0)，电荷枪匀速射入负电荷，那么 $Q(t)$ 成为三角函数，如图 4-5 所示。相应地，在自由空间 $P(r)$ 处的电场强度也是分段线性的，如图 4-6 所示。图中 $\frac{r}{c_0}$ 表示电场波传播到 $P(r)$ 处的时延。

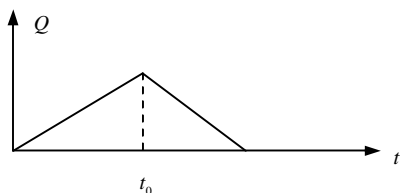


图 4 5 时变电荷

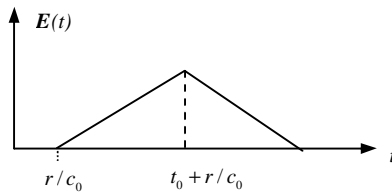


图 4 6 时变电场

既然三角函数的 $Q(t)$ 所产生的电场是三角函数的 $E(t)$ ，那么把三角函数平滑之后，就是正余弦函数了。

同样的，如果电荷枪射入球中的电荷量是一个正余弦函数 $Q(t) = Q_m \sin \omega t$ 形式，那么空

间 $P(r)$ 处的电场强度相应地也是正余弦函数了，如图 4-7(b)图所示。这里的 $\frac{r}{c_0}$ 是电场辐射到 $P(r)$ 处的时延。这是正余弦电荷流产生的正余弦电场：

$$E(r,t) = Q_m \frac{\sin(\omega t - \omega r / c_0)}{4\pi\epsilon_0 r^2} e_r \quad (4-3)$$

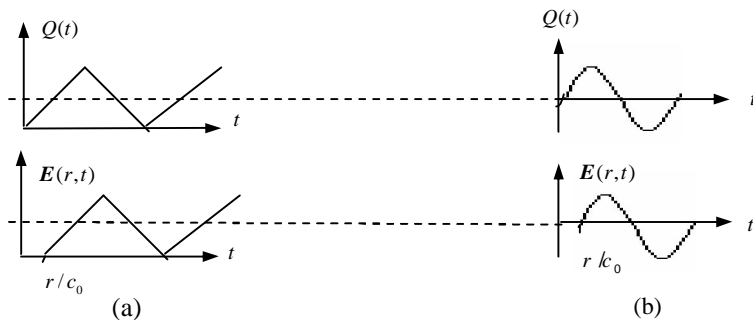


图 4-7 由正余弦电荷流产生的正余弦电场

这里我们对 (4-3) 式求取散度和旋度运算，就得到 $\nabla \cdot E(r,t) \neq 0$ 且 $\nabla \times E(r,t) = 0$ ，这表明辐射的时变电场是发散场和无旋场。(4-3) 式表明辐射场强与距离平方成反比。

4.1.3 正余弦时变电场的产生

设平板电容跨接正余弦电压源 $U_s = U_m \sin \omega t$ ，如图 4-8 所示，在忽略传导线压降和滞后相位的情况下 (仅仅是为了计算方便)，那么极板上的电荷是 $Q = CV$ (这里 C 是电容量)，即

$$Q(t) = \epsilon_0 \frac{S}{d} U_m \sin \omega t \quad (4-4)$$

式中 ϵ_0 是真空电介常数， S 和 d 是平板电容的面积和距离。在忽略边沿影响的情况下，两极板间的电场是 $E = \frac{\sigma}{\epsilon_0}$ (σ 是面电荷密度)，即

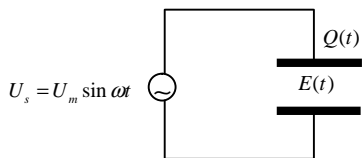


图 4-8 时变电荷产生时变电场

$$E(t) = \frac{Q(t)}{\epsilon_0 S} = C \frac{U_m \sin \omega t}{\epsilon_0 S} \quad (4-5)$$

这里已假定 $Q_0 = 0$ 的稳态情形。换言之，电容中时变电场是极板上时变电荷产生的。这一结论显然是对的。

4.1.4 正余弦时变电场的独立辐射过程

前面得出的结论是，时变电场是时变电荷产生的，线性时变电场是独立辐射的。对于正余弦时变电场的辐射过程，我们可以用图 4-9 来描述，所有导线被屏蔽，对外不辐射任何场。图中 $U_s = U_m \sin \omega t$ 跨接在极板电容上，于是：在图 (a) 中自由空间 P 点的时变电场是时变

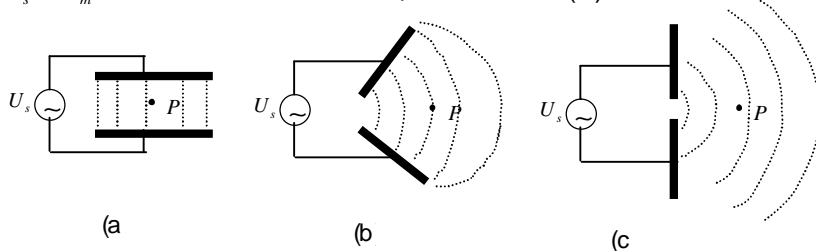


图 4-9 正余弦时变电场辐射过程

电荷产生的；同样的，在图 (b) 中自由空间 P 点的时变电场也是时变电荷产生的；同样的，在图 (c) 中自由空间 P 点的时变电场还是时变电荷产生的。换言之，在自由空间中，正余弦的时变电场是由辐射源的正余弦时变电荷产生的，而且是独立辐射的。

仔细考察伟大的赫兹实验，不难发现，图 (c) 等效于赫兹的两个放电球。换句话说，我们可以这样认定：赫兹实验所测得的电波正是由时变电荷产生的时变电场。

特别地，当今发现正电子或正粒子之后，可以保证图 4-1 中球 α 中的电荷满足 $Q(t) = Q_0 \sin \omega t$ ，由于它是球面对称分布的，所以自由空间的时变电场是 $E(r, t) = \frac{Q_0 \sin \omega(t - r/c_0)}{4\pi\epsilon_0 r^2}$

而 $H(r, t) = 0$ ，式中 $\frac{r}{c_0}$ 是电场传播至空间 P 点的时延。显然，正余弦函数电场是独立辐射的。

4.1.5 辐射电场强度描述

根据 (4-3) 式，我们已经得到了时变点电荷或时变球面电荷的辐射场强计算式

$E(r, t) = \frac{Q_0 \sin \omega(t - \frac{r}{c_0})}{4\pi\epsilon_0 r^2} e_r$ 。但是对于偶极子天线而言，它不是一个点电荷，而是近似为一对电偶极子，如图 4-10 所示。现在利用球面坐标来计算自由空间某一点 $P(r, \theta, \phi)$ 的电场强度 $E(r, t)$ 。

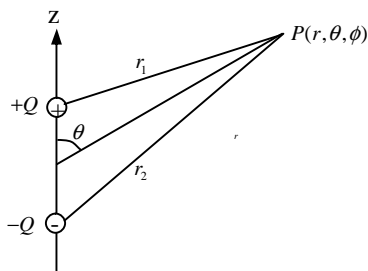


图 4-10 时变电偶极子

前面讲到，辐射的物理本质是辐射场，不是辐射位。本来应该是从两电荷矢量场强叠加来计算空间的时变电场的，但为了矢量场的计算方便，让我们先从人为定义的时变电位来计算场强。暂且不书写辐射延迟时间 $\frac{r}{c_0}$ ，最后补上矢量场的延时时间。于是

$$= \frac{Q(t)}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) = \frac{Q(t)}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{r_2 - r_1}{r_1 r_2} \right) \quad (4-6)$$

式中

$$r_1 = \left[r^2 + \left(\frac{l}{2} \right)^2 - rl \cdot \cos\theta \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$r_2 = \left[r^2 + \left(\frac{l}{2} \right)^2 + rl \cdot \cos\theta \right]^{\frac{1}{2}}$$

因为在实际工程中 $r \gg l$ ，故将 r_1 、 r_2 用二项式定理展开，并略去高阶小项，得

$$r_1 \approx r - \frac{l}{2} \cos\theta$$

$$r_2 \approx r + \frac{l}{2} \cos\theta$$

$$r_2 - r_1 \approx l \cos\theta$$

$$r_1 r_2 \approx r^2$$

于是

$$\approx \frac{Q(t)l \cdot \cos\theta}{4\pi\epsilon_0 r^2} \quad (4-7)$$

对上式取梯度运算，便得到时变电场

$$\mathbf{E} = -\nabla\Phi = \frac{Q(t) \cdot l \cdot \cos\theta}{2\pi\epsilon_0 r^3} \mathbf{e}_r + \frac{Q(t) \cdot l \cdot \sin\theta}{4\pi\epsilon_0 r^3} \mathbf{e}_\theta \quad (4-8)$$

然后把场的滞后时间 $\frac{r}{c_0}$ 计入上式，就是电偶极子天线独立辐射的正余弦电场：

$$\mathbf{E}(r,t) = \frac{Q_m \sin(\omega t - \omega \frac{r}{c_0}) l \cdot \cos\theta}{2\pi\epsilon_0 r^3} \mathbf{e}_r + \frac{Q_m \sin(\omega t - \omega \frac{r}{c_0}) l \cdot \sin\theta}{4\pi\epsilon_0 r^3} \mathbf{e}_\theta \quad (4-9)$$

这就是自由空间某一点 $P(r, \theta, \phi)$ 处接收到的电场，这里辐射电场没有 e_z 分量。

细心的读者将会反问：“上式与距离三次方成反比，工程实践早已证实接收天线上的电流幅度与距离平方成反比，如何解释接收信号电流的形成机理”。问的好！关于这个问题将在4.4节论述。此外，在第五章我们将说到，辐射矢量场守恒，即：以辐射源为球面中心，则流出 S_1 球面的场量等于流出 S_2 球面的场量。(4-9)式好像不对劲，出现了三次方。但注意(4-9)式是从(4-3)式近似而来的，它是近似计算。辐射矢量场守恒应由(4-3)式去计算。

4.1.6 正负时变电场的子午线

图 4- 的球面电荷辐射的电力线是向外发散的，用文学语言来比喻就是“光芒四射”，这并非位移电流，而是电力线。如果球面分布的是负电荷，则电力线相反。如果两个球面分布是正负电荷构成的电偶极子，则电力线的分布就是子午线，如图 4-1 所示。我认为，伟大的赫兹实验用一对放电球，在教室里测得的时变电场正是图中的子午线电场。

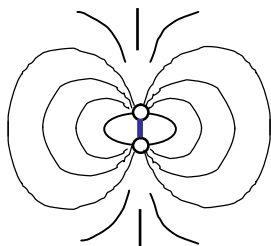


图 4 11 子午线时变电场

这里注意的是：电力线本是纵向辐射，但由于正负电力线 (电场线) 的矢量迭加，使得其合成后的电力线为曲线。距离越远，合成后的电力线十分近似横向电力线，即所谓的横波。但究其电场线本身而言，它是纵向辐射的，因为正负电荷所产生的正负电场线迭加成子午线之后，在远区看起来是横波而已。

既然电场是独立辐射的，或者说自由空间的电场是可以独立辐射的，那么人们观测到的电场就不是麦克斯韦的旋度场，而是独立辐射场。

4.2 时变磁场可以独立辐射

上节我们推出时变电场是由时变电荷产生的并独立地向自由空间辐射。同样的，现在让我们来讨论时变磁场之情形。

4.2.1 线性时变磁场的产生与辐射

设 $I dl$ 的时变电流元， $I = k \cdot t$ ，如图 4-12 所示，图 (a) 是电流源分布，其持续时间超过 1 秒钟；图 (b) 是线性时变电流所产生的线性时变磁场，这里 P 点到电流源的距离小于 $3 \times$

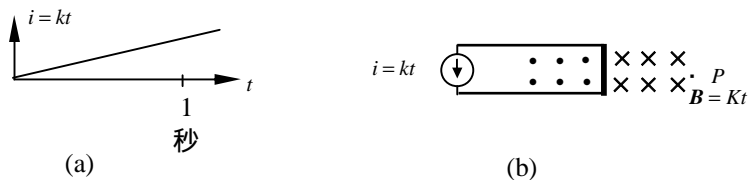


图 4-12 线性时变磁场的独立辐射

10⁸米，也就是说在讨论点 P 处的线性时变磁场时，电流源仍然是线性增长的。图中细线被

屏蔽, 对外不辐射任何场, 只讨论 Idl 之作用。这种情况下, 由于 $B = kt$, 或 $\frac{\partial B}{\partial t} = \text{常数}$ 。

即使您使用麦克斯韦的电动势方程 $\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t}$ (退一万步讲), 但所产生的电场 E 也是定常的 E_0 (与时间无关), 不能产生新的 B' , 或者说图中的 $B(t)$ 仅仅是时变电流产生的, 没有相互产生的过程。这种情况下, $B(t)$ 独自辐射到自由空间, 因此说, 线性时变磁场是独立辐射的, 而且仅仅是时变电流产生的。

既然是独立辐射的, 那么, 线性时变磁场强度可用毕奥-萨伐尔实验定律来表示为

$$dB(r, t) = \frac{\mu_0 \cdot k(t - \frac{r}{c_0}) dl \cdot \sin \theta}{4\pi r^2} e_\varphi \quad (4-10)$$

式中是把 Idl 当作一个辐射元来考虑的, 式中 $\frac{r}{c_0}$ 是辐射的时延, k 代表电流元的强度。

注意到上式的时变磁场是线性增加的函数, $\frac{\partial B(t)}{\partial t} = \frac{\mu_0 Idk}{4\pi r^2}$ 是常数, 它与时间无关, (退一万步讲) 即使您使用麦克斯韦的电动势方程 $\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t}$, 但所产生的电场 E 也是定常的 E_0 (与时间无关的常数), 不能产生新的 B' , 或者说图中的 $B(t)$ 仅仅是时变电流产生的, 没有“相互产生”过程。这种情况下, 所以 $B(t)$ 独自辐射到自由空间。

因此说, 线性时变磁场仅仅是线性时变电流产生的, 而且独立地辐射到自由空间。此外, 显而易见, 线性时变磁场是横波。

4.2.2 三角函数磁场的产生与辐射

在图 4-12 中, 电流 $i_1(t) = k \cdot t$ 是线性时变的, 自由空间某一点 $P(r)$ 处的磁场强度是

$B_1(r, t) = \frac{\mu_0 \cdot k(t - \frac{r}{c_0}) dl \cdot \sin \theta}{4\pi r^2}$, 式中 $\frac{r}{c_0}$ 是磁场辐射到点 $P(r)$ 处的时延。这是线性增加的时变磁场, 如图 4-13 所示。

同样的, 如果电流从零开始, 是反方向增加的 (或者说是线性减少的), 那么

$i_2(t) = -k \cdot t$, 便有空间某一点 $P(r)$ 处的磁场强度是 $B(r, t) = -\frac{\mu_0 \cdot k(t - \frac{r}{c_0}) dl \cdot \sin \theta}{4\pi r^2}$, 式中 $\frac{r}{c_0}$ 是磁场辐射到点 $P(r)$ 处的时延。这是线性减少的磁场, 如图 4-14 所示。

同样道理, 如果图中电流是在具有初值电流的基础上线性减少的, 那么 $i_3(t) = I_0 - kt$,

便有空间某一点 $P(r)$ 处的磁场强度是 $B(r, t) = \frac{\mu_0 I_0 dl \sin \theta}{4\pi r^2} - \frac{\mu_0 \cdot k(t - \frac{r}{c_0}) dl \cdot \sin \theta}{4\pi r^2}$, 式中 r/c_0 是

磁场辐射到点 $P(r)$ 处的时延。这也是线性减少的磁场，如图 4-15 所示。

综上所述，无论是线性增加的时变磁场，或是线性减少的时变磁场，均可以独立辐射到自由空间。之所以这么认定，主要依据：因为 $\frac{\partial B(t)}{\partial t} = \frac{\mu_0 \cdot kdl \cdot \sin \theta}{4\pi r^2}$ 是定常的，它与时间无关，(退一万步讲)即使您使用麦克斯韦的电动势方程 $\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t}$ ，但所产生的电场 E 也是

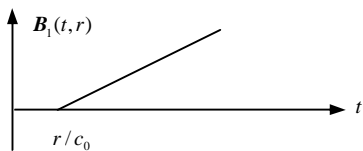


图 4-13 线性增加磁场

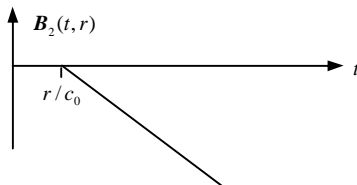


图 4-14 线性减少磁场

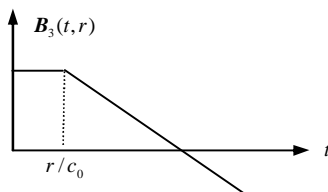


图 4-15 带有初值的时变磁场

定常的 E_0 (与时间无关),不能产生新的 B' ，或者说图中的 $B(t)$ 仅仅是时变电流产生的，没有“相互产生”过程。这种情况下， $B(t)$ 独自辐射到自由空间。

现在，我们把上述两种情况合并起来考虑，即当正向电流流到一定程度后 (时刻 t_0)，电流开始线性地减少，那么 $i(t)$ 成为三角函数，如图 4-16 所示。相应地，在自由空间 $P(r)$ 处的磁场强度也是分段线性的，如图 4-17 所示。图中 $\frac{r}{c_0}$ 表示磁场波传播到自由空间 $P(r)$ 点的时延。

既然三角函数的 $i(t)$ 所产生的磁场是三角函数的 $B(t)$ ，那么把三角函数平滑之后，就是正余弦函数了。

也就是说，如果电流是一个正余弦函数 $i(t) = i_m \sin \omega t$ 形式，那么相应地空间 $P(r)$ 处的磁

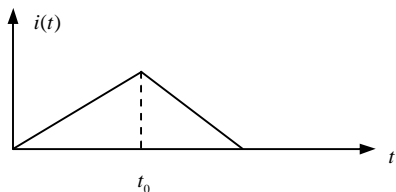


图 4-16 时变电流

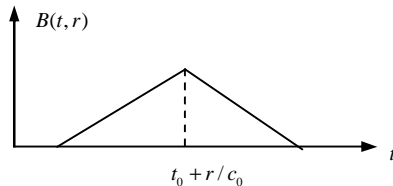


图 4-17 时变磁场

场强度也是正余弦函数：

$$\mathbf{B}(r,t) = \frac{\mu_0 \cdot I_m \sin \omega(t - \frac{r}{c_0}) dl \cdot \sin \theta}{4\pi r^2} \mathbf{e}_\varphi \quad (4-11)$$

式中 I_m 是电流元的电流幅值，如图 4-18 所示。这里的 $\frac{r}{c_0}$ 是电场辐射到 $P(r)$ 处的辐射延迟时间，即传播时间。这是正余弦电荷流产生的正余弦磁场。

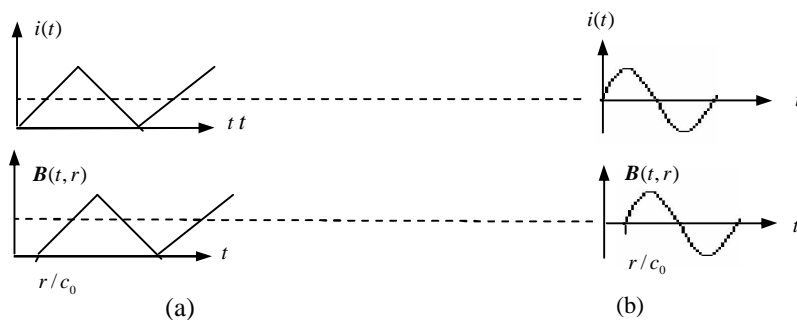


图 4-18 由正余弦电流产生的正余弦磁场

这里我们对 (4-11) 式求旋度和散度运算，就得到 $\nabla \times \mathbf{B}(r,t) \neq 0$ 且 $\nabla \cdot \mathbf{B}(r,t) = 0$ ，这表明辐射的时变磁场是有旋场、非发散场。

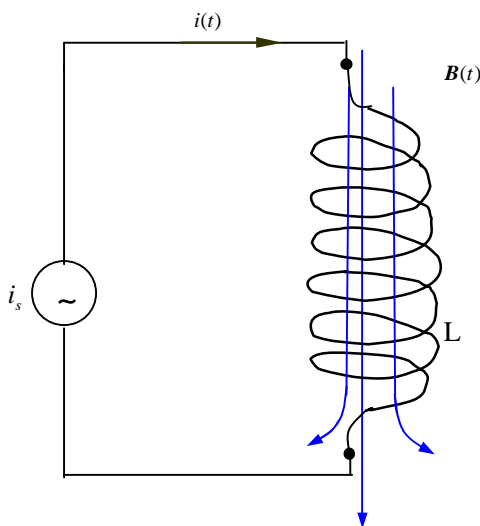


图 4-19 时变电流产生时变磁场

4.2.3 正余弦时变磁场的产生

设线圈电感并接正余弦电流源 $i_s = I_m \sin \omega t$ ，如图 4-19 所示，在忽略导线压降和滞后相位的情况下（只是为了计算方便），那么流过线圈的电流是 $i = I_m \sin \omega t$ ，在忽略边沿影响的情况下，螺线管中间的磁场是 $\mathbf{B} = \mu_0 n \cdot i(t)$ ，这里 μ_0 是真空磁导率， n 是直螺线管的匝

数，即

$$B(t) = \mu_0 n I_m \sin \omega t \quad (4-12)$$

这里已假定了 $I_0 = 0$ 的稳态情形。换言之，电感中时变磁场是线圈中时变电流产生的。这一结论显然是对的。

4.2.4 正余弦时变磁场的独立辐射

前面得出的结论是，时变磁场是时变电流产生的，线性时变磁场是独立辐射的。对于正余弦时变磁场的辐射过程，我们可以用图 4-20 来描述，所有传导线（细线）被屏蔽，对外不辐射任何场。图中 $i_s = i_m \sin \omega t$ 串接在线圈电感上。于是，在图 (a) 中 P 点的时变磁场是独立辐射的；同样的，在图 (b) 中 P 点的时变磁场是独立辐射的；同样的，在图 (c) 中 P 点的时变磁场是独立辐射的；同样的，在图 (d) 中 P 点的时变磁场是独立辐射的。换言之，自由空间上正余弦时变磁场是由辐射源处的正余弦时变电流产生独立辐射的。只要在 (a) 中承认点 P 是自由空间上的一点并且承认时变磁场是独立辐射的，那么，必然承认图 (d) 中 P 点的正余弦时变磁场也是独立辐射的。

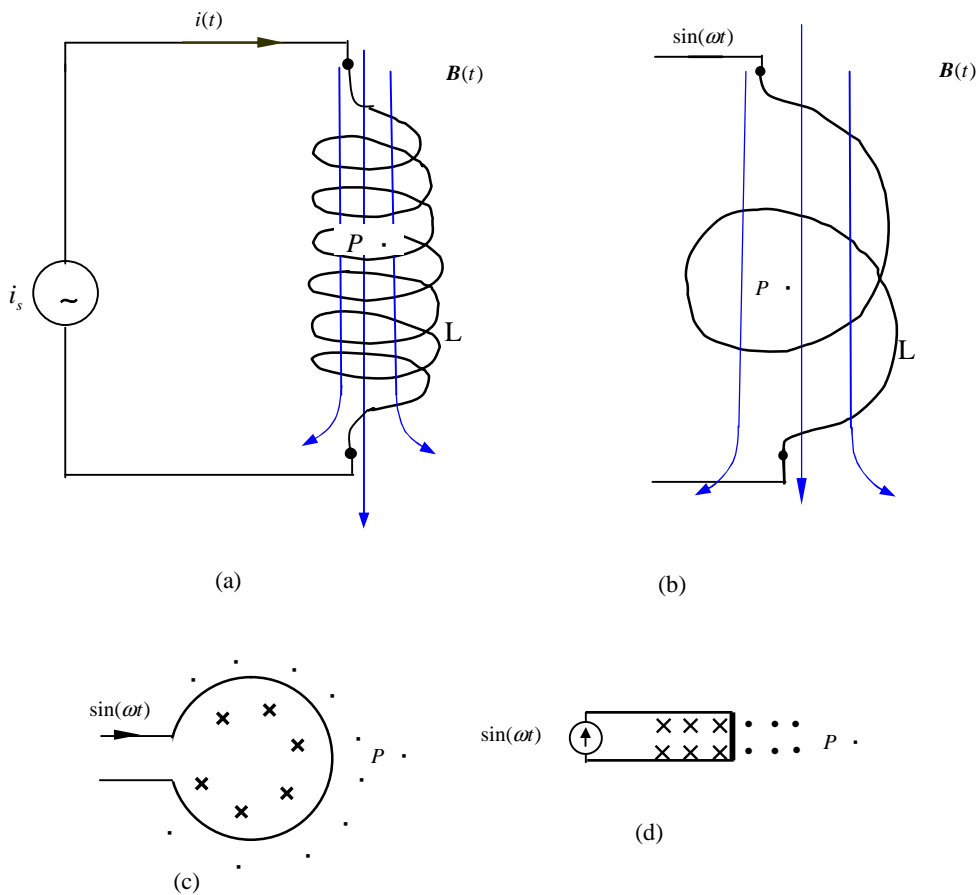


图 4-20 时变电流产生时变磁场

进一步，我们还可以用分段线性时变电流所产生的分段线性时变磁场来描述它的独立辐射。见图 4-21，图 (a) 中电流元 idl 施加锯齿波电流，锯齿波电流 (b) 所示，图 (c) 是自由空间 P 点的锯齿波磁场，其中 r/c_0 是辐射中的滞后时间。当电流线性地增加，则空间 P 点的磁场线性地增加；当电流线性地减少，则空间 P 点的磁场线性地减少。前面我们业已证明线性时变磁场是独立辐射的，由此可见锯齿波 (三角波) 时变磁场也是独立辐射的。既然如此，我们把三角波拦腰分成上下两等份，并用曲线作光滑地拟合，即为正余弦波。这就是说，正余弦电流产生的正余弦磁场，与线性磁场、三角波磁场一样，也是独立辐射到自由空间的。

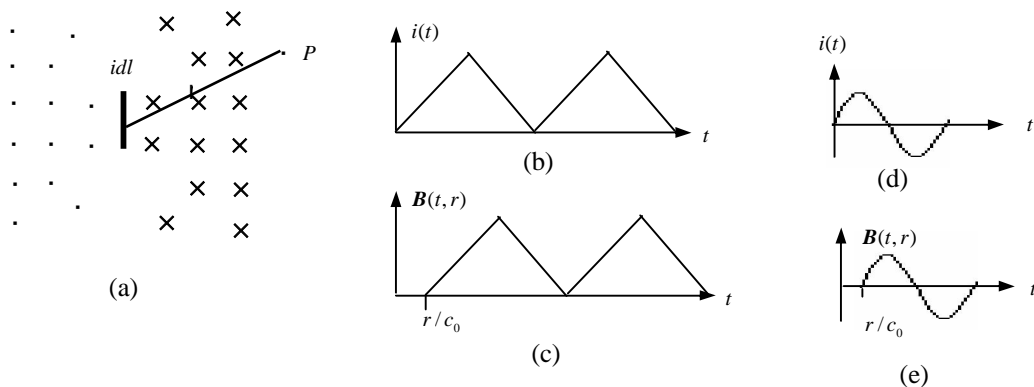


图 4 21 正余弦电流独立辐射正余弦磁场

4.2.5 辐射磁场强度描述

根据 (4-11) 式，我们已经得到了时变电流元的辐射场强计算式是

$$B(r,t) = \frac{\mu_0 I_m dl \sin \omega(t - r/c_0)}{4\pi r^2} e_\phi$$

但是对于偶极子天线而言，它不是一个理想的电流元，而是一段磁偶极子，如图 4-22 所示。利用圆柱坐标来计算自由空间某一点 $P(r, \theta, \phi)$ 的磁场强度

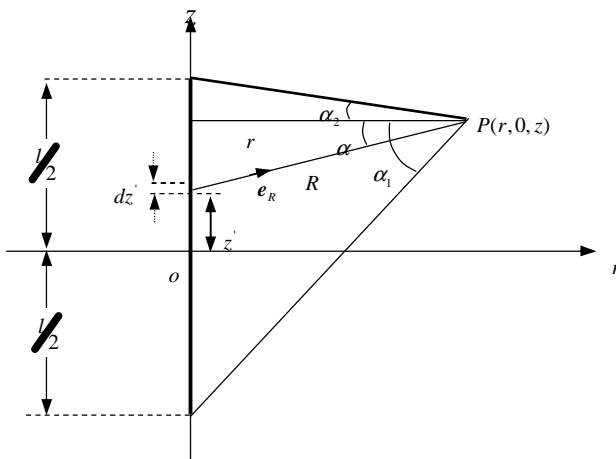


图 4 22 时变磁偶极子

强度 $B(r, t)$ 。因为矢量场是独立辐射的，所以延迟时间 $\frac{r}{c_0}$ 不参与微积分运算。为了书写方便，暂且不考书写辐射场的延迟时间 $\frac{r}{c_0}$ 。由图可得

$$\begin{aligned} z' &= z - r \operatorname{tg} \alpha \\ dz' &= r \sec^2 \alpha d\alpha \\ dl &= r \sec^2 \alpha d\alpha \cdot e_z \\ R &= \sec \alpha \\ e_R &= \cos \alpha \cdot e_r + \sin \alpha \cdot e_z \\ dl \times e_R &= -r \sec^2 \alpha \cos \alpha d\alpha \cdot e_\phi \end{aligned}$$

于是，根据毕奥-萨伐尔-拉普拉斯定律可得

$$\begin{aligned} B &= \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{-r \sec^2 \alpha \cos \alpha}{r^2 \sec^2 \alpha} dl \alpha \cdot e_\phi \\ &= \left(\frac{\mu_0 I}{4\pi r} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} -\cos \alpha d\alpha \right) e_\phi \\ &= \frac{\mu_0 I}{4\pi r} (\sin \alpha_1 - \sin \alpha_2) e_\phi \end{aligned} \quad (4-13)$$

式中

$$\begin{aligned} \sin \alpha_1 &= \frac{z + l/2}{\sqrt{r^2 + (z + l/2)^2}} \\ \sin \alpha_2 &= \frac{z - l/2}{\sqrt{r^2 + (z - l/2)^2}} \end{aligned}$$

当 $z \gg r$ 时，即 P 点远离磁偶极子中心线（或即在偶极子的两头）时， $\sin \alpha \rightarrow 0$ ，从而 $B \rightarrow 0$ 这说明磁偶极子两头几乎没有磁场。这也说明磁偶极子具有很强的方向性。

在实际工程应用中，因 $r \gg z$ ，即 $P(r, 0, z)$ 点在磁偶极子的正前方的远处，有

$$\begin{aligned} \sin \alpha_1 &\approx \frac{z + l/2}{r} \\ \sin \alpha_2 &\approx \frac{z - l/2}{r} \end{aligned}$$

于是

$$B \approx \frac{\mu_0 I}{4\pi r^2} e_\phi \quad (4-14)$$

然后把滞后时间 $\frac{r}{c_0}$ 计入上式，就是磁偶极子天线独立辐射的正余弦磁场：

$$\mathbf{B}(r,t) = \frac{\mu_0 I_m l \sin \omega(t - r/c_0)}{4\pi r^2} \mathbf{e}_\phi \quad (4-15)$$

这就是磁偶极子正面空间某一点 $P(r, \theta, \phi)$ 处接收到的磁场强度。(4-15)式表明辐射矢量场与距离平方成反比。

既然磁波是独立辐射的，或者说自由空间的磁波是可以独立辐射的，那么人们观测到的磁波就不是麦克斯韦的旋度场，而是独立辐射场。

4.3 完全辐射与偶极子天线的形成

伟大的赫兹实验，用两个放电球证明了“整个教室乃至整个空间充满了电波”。不错，的确如此！因为开放的电容板或放电球对空间辐射了电场、开放的电感线对空间辐射了磁场。本节就从开放的电容电感出发，根据赫兹偶极子天线的形成过程，从而进一步证明电场、磁场之独立辐射这一事实。

4.3.1 伟大赫兹实验的辐射原理

参见图 4-23,对于普通的 LC 电路 (子图 (a)), 因为时变电场储存在电容中、时变磁场储存在电感中，所以外围自由空间的时变电场和时变磁场几乎为零，即时变电场没有辐射、时变磁场没有辐射。为了克服这个问题，我们逐步将 LC 电路张开，见图 (b)、(c)和 (d)，最终形成了图 (e)的电路 --- 偶极子天线。

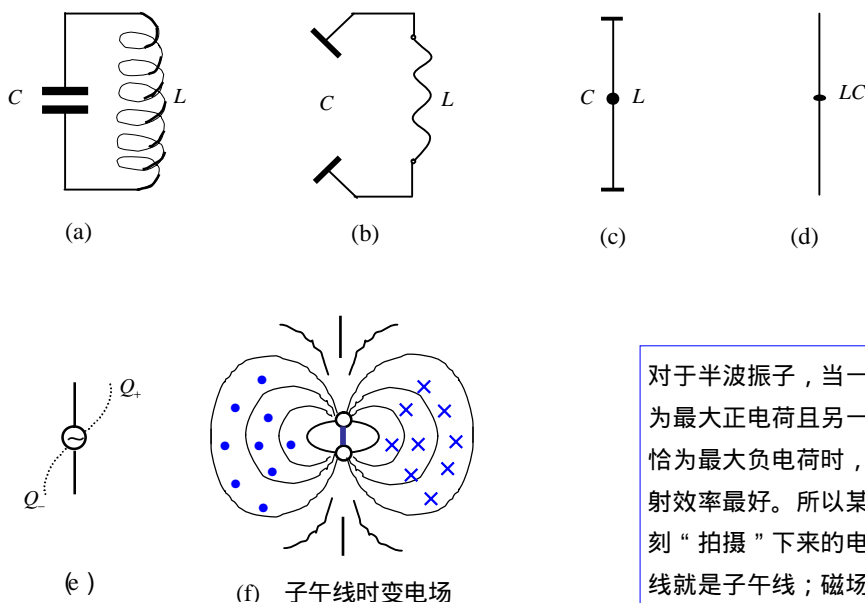


图 4 23 偶极子天线形成过程

由于两电容板张开了，所以时变电场被展开在整个自由空间；由于电感线张开了，所以时变磁场被展开在整个自由空间。这就是赫兹所讲到的“整个教室乃至整个空间、充满电波”的根本原因所在。这就是伟大赫兹实验的实验逻辑，并非本章独创，仅仅是总结。

4.3.2 时变场是独立产生的

在图 (a)中，时变电场是由极板上的时变电荷产生的、时变磁场是由线圈中时变电流产生的；在图 (b)中，时变电场是由极板上的时变电荷产生的、时变磁场是由线圈中时变电流产生的；在图 (c)中，时变电场是由极板上的时变电荷产生的、时变磁场是由线圈中时变电流产生的；在图 (d)中，时变电场是由极板上的时变电荷产生的、时变磁场是由线圈中时变电流产生的。图 (d)与图 (a)相比，相同点是：时变电场都是时变电荷产生的、时变磁场都是时变电流产生的；不同点是：在图 (d)中，电力线展布在整个自由空间、磁力线展布在整个自由空间。

4.3.3 电场与磁场的交换是通过 LC 来实现的

我们还可以注意到，在图 (a)中电场与磁场发生交换是通过电路中 (半波阵子上) 的电流的流动得以实现的，而且这种交换是需要时间的。当电场到达最大之后，电容开始放电，其放电电流流过线圈 L ，产生磁场；当磁场到达最大之后，又开始给电容充电，产生电场。如此循环，即所谓的电能与磁能不断地交换。但要注意的是，这种交换是在电路上进行的，并非电场与磁场直接交换。

同样地，在图 (d)中，当电场到达最大之后，分布电容 C 开始放电，其放电电流流过分布电感 L ，产生磁场；当磁场到达最大之后，又开始给电容充电。如此循环，即电场与磁场不断地交换。唯一的差别是，时变电场和时变磁场已被展开在整个自由空间。这里，谐振非常重要。而半波振子恰是谐振中的电感与电容，这就是半波振子天线辐射最强的缘故。特别注意，这种交换是在电路上进行的，并非电场与磁场直接交换。

还有一个重要事实，在子图 (a)中，电场到达极大值时，磁场为零；磁场到达极大值时，电场为零。两者存在相位差 90° 。同样的，在子图 (e)中，辐射的电场和磁场也相差 90° 的相位差。这些都被无线电工程师所证实。

4.3.4 偶极子天线的形成

由于极板张开以后成了“两翼”电容，电容量减小了许多；线圈拉直了以后成了直导线电感，电感量减小了许多。所以造成图 (d)的谐振频率升高，这是预料之中的事。因为电场、磁场的独立辐射是由 LC 电路展开而得，所以其谐振频率由 LC 电路参数来确定，即

$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$ 是振子天线设计准则，这已被工程实践证实。然而麦克斯韦的旋度理论却无能

解释为什么 $f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$ 。

由于图 (a)~(d)的谐振是衰减的，所以需不断地补充电源能量，而且要求所补充的电源

频率与振子谐振频率一致，方可共振。这也是预料之中的事，这就是图 (e)。谐振时，一端为最大正值电荷时，另一端为最大负值电荷。

图 (f) 是电场线分布和磁场线分布，电场线是子午线；磁场线是环绕天线振子的闭合线。从图中可看出：电力线几乎平行于振子天线，特别是远区；磁力线环绕天线并与电力线正交。这就是所谓的横波之缘故。

值得注意的是，时变磁场是天线上的时变电流产生的，它是真正的横波；而时变电场是天线上的时变电荷产生的，它本是纵波，但因正负电力线迭加成子午线之后，看起来像是横波，特别是天线正面的远区，几乎就是横波，然而实际上是由纵波叠加而成的。

如果半波振子 $\frac{\lambda}{2}$ 足够短，短到可与原子的尺寸或电子的尺寸相比拟时，此时已经从“量变”发生了“质变”，比方说木材燃烧发出火光，他已经不是电子振荡所为，属于化学反应范畴。如伦琴射线的波长在 0.001 埃 ~ 500 埃 之间，已经小于原子半径或者与原子半径相比拟时，它不是由电子振荡产生的，而是电子在加速场中碰撞“对阴极”而产生的射线。如果波长再短一些，比如 γ 射线波长 $\lambda = 1 \times 10^{-5}$ 埃，比电子尺寸还短，它已经不是电子振荡所为，而是放射，产生的机理已经变更，虽有波动性，但其本质不是电磁波。

此外，我不赞同一切辐射都是电磁波的说法，虽然它们的辐射速度相同，但辐射的内容不同。比如放射物质和力场，虽然辐射速度都是极限速度 c_0 ，但辐射的内容不同。当彗星路过地球时，二体间的引力场发生变化，这个引力变化的力场传到地球上来的传递速度是 c_0 ，但内容不是电磁波。也就是说行星运动，广阔自由空间里的力场是时变的，力场的传递速度也不会超过 c_0 ，但它不是电磁波。如前面提到的木材等有机物燃烧发出的火光以及无机物发出的磷光，特别是萤火虫发出的萤光，即使您使用麦克斯韦理论，从改造安培环路定律开始到泊松方程的推广应用，也无法根据麦克斯韦的 $I_p dl$ “旋”出萤光的电波来，更何况麦克斯韦旋度场理论就不成立。 X 射线和 γ 射线之所以具有很强的穿透力，用于金属探伤，是因为他作为物质运动，其速度已经达到了宇宙极限速度 c_0 。假如它是电磁波，那么根据电磁波的“趋肤效应”，如此高的频率，它不可能进入金属内部。因此说，一切辐射都是电磁波的说法，没有理由，单从辐射速度相等，就认定辐射的本质内容相同，这未免太粗浅化了。辐射速度之所以相同，这是宇宙极限速度问题。对于场 (电场、磁场、光场和力场等) 之运动或传递，由于场没有质量，没有惯性，也不占据绝对空间，所以其辐射的极限速度均是 c_0 。相比之下，对于物体之运动，物质 (电子、质子、中子及核) 具有质量，具有惯性，而且占据绝对空间，因此物体运动极限速度理所当然的小于等于 c_0 。这个极限速度是相对速度，而不是绝对速度，比如两个对撞机出来的高速粒子，粒子相对于各自对撞机的速度均为 $0.7c_0$ ，但两粒子的相对速度却是 $1.4c_0$ 。场与 μ_0 及 ε_0 一样，是客观存在的，但他们不是物质。

4.3.5 自由空间中的波速

在第三章中我们已经阐述了麦克斯韦旋度场理论只适合于导体内部，因此导体内部电信号的传播仍然是麦克斯韦旋度场理论所推导出来的传播速度 $c_0 = 3 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$ 。整个麦克斯韦旋度理论是把以太等效为导体来论述的，而导体中的常数是 (ϵ_0, μ_0) ，所以他推导出来的电磁

波传播速度 $c_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$ 实际上就是导体内部的电信号传输速度。这里，我们从半波振子辐射

电磁波出发，证明电场或者磁场在自由空间的辐射速度等于导体内部电信号的传播速度 c_0 。

1. 对于自由空间的电场波或者磁场波而言，设波峰的传播速度为 u 。因为从峰值到峰值所需时间是周期 T ，波峰到波峰之间的距离是波长 λ ，那么波峰在自由空间的传播速度就是

$$u = \frac{\lambda}{T} \quad (4-16)$$

2. 对于半波振子 $\frac{\lambda}{2}$ 这个导体而言，上端正电荷最大又回到上端正电荷最大所“走过”的路程是 $2 \times \frac{\lambda}{2} = \lambda$ (即，从极大值到极大值，在半波振子上走了个来回)。由于导体内电信号

传播速度是 c_0 (麦克斯韦的贡献)，故所用时间恰是周期 $T = \frac{\lambda}{c_0}$ ，即

$$c_0 = \frac{\lambda}{T} \quad (4-17)$$

比较 (4-16) 和 (4-17) 两式可得

$$u = c_0 \quad (4-18)$$

即，自由空间中的波速 u 等于导体内电信号传输速度 c_0 。

也许有人说，如果发射天线不是半波振子，比如长一些或者短一些，如何得到 $u = c_0$ 呢？说得好！不过，一列波束总是由 LC 半波振子产生，辐射天线长了，多出来的产生另外一列波束，辐射天线短于半波长，说明它尚未形成一列波数。比方说发射天线只有 $\frac{\lambda}{4}$ ，辐射的电磁波不是一个完整的波，只有辐射了半波，它所占时间是恰好是 $0.5T$ ，相应的在 $\frac{\lambda}{4}$ 的辐射天线上电信号走过的路程也减半，所用时间也减半，仍然有 $u = c_0$ 成立。这也是辐射波由 LC 振荡电路所致的原因。

此外，由 (4-17) 式看出 $\frac{c_0}{\lambda} = f$ 是一个恒等式， f 是辐射源半波振子固有的。或者说，任何波都满足 $\frac{u}{\lambda} = f$ 这个恒等式。光波或电磁波是辐射，辐射两个相邻波峰出现在物质空间 (ϵ, μ) 里的间隔是 $\lambda = \frac{u}{f}$ 。真空与导体恰好都是 (ϵ_0, μ_0) 这样的电磁常数。所以真空的光辐射速度恰好是 c_0 。麦克斯韦认为传导电流等于位移电流并向着以太空间流逝，从而计算出波

速来，我们这里计算出电波的辐射速度等于阵子上的电信号传输速度，正说明这个辐射速度是相对于阵子这个辐射源的相对速度，却不是绝对速度。但是，这里还不是直接论证波速是 c_0 ，我很想考察他速度的原始推导过程，但找不到资料，只能间接论证。但无论如何，我们不可以把真空与导体等效起来论述电流。要区分它们的异同点。这里，或许有的人士把 (ϵ_0, μ_0) 定义为绝对空间。单就空间定义而言，我不仅不反对，反而认为值得研究，因为光速为什么受 (ϵ_0, μ_0) 的限制？物体为什么具有惯性？或许就是它们在起作用。但是，提醒注意的是 (ϵ_0, μ_0) 不是物质也不是媒质，这样的空间或真空并不影响光辐射的刚性，也不占据物体的位置。它仅仅决定光辐射的极限速度 c_0 和施加物体的惯性罢了。雷达波束在 (ϵ_0, μ_0) 中转动不被 (ϵ_0, μ_0) 拖曳，正说明 (ϵ_0, μ_0) 不是波的传播媒质。宇宙大爆炸时，力场也是变化的时变力场，传递速度可能还是极限速度 c_0 ，但 (ϵ_0, μ_0) 不是媒质，时变力场也不是互生场。

4.4 接收信号形成机理

接收天线上的信号电流是如何形成的？是波子撞击偶极子天线？是能流密度 $E \times H$ 流进偶极子天线？都不是。更不是麦克斯韦旋度理论所为（参见第 2 章）。工程实践早已证明接收信号的幅度与辐射源的距离满足 $\frac{1}{r^2}$ 关系，本节描述从辐射方程到接收信号的形成机理。

4.4.1 辐射方程

参见 4.3 节，我们仍然以 LC 振荡电路开始，先考察图 4-23 中的子图 (a)。设 LC 电路中的电流是 $i(t) = I_m \sin(\omega t + \varphi_1)$ ，则电容两端的电压就是 $U_C(t) = i(t) \cdot Z_C = I_m \frac{1}{\omega C} \sin(\omega t + \varphi_2)$ ，电容中的电荷是 $Q_C(t) = C \cdot U_C(t) = I_m \frac{1}{\omega} \sin(\omega t + \varphi_2)$ 。然后考察图 4-23 中的子图 (b)~(e)，显然在图 (e) 中的偶极子发射天线上的电流和电荷分别是

$$i(t) = I_m \sin(\omega t + \varphi_2) \quad (4-19)$$

$$Q_C(t) = I_m \frac{1}{\omega} \sin(\omega t + \varphi_1) \quad (4-20)$$

$$\text{令} \quad Q_m \equiv I_m \frac{1}{\omega} \quad (4-21)$$

则

$$Q_C(t) = Q_m \sin(\omega t + \varphi_1) \quad (4-22)$$

见图 4-24，当 Q_+ 端呈现最大正电荷时，下端呈现最大负电荷，此时金属电子开始向 Q_+ 端漂移而形成向下的电流（电荷是负值），因此 $i(t)$ 与 $Q_C(t)$ 之间存在 90° 相位差。从而使得各自辐射的磁场与电场之间也存在 90° 相位差。

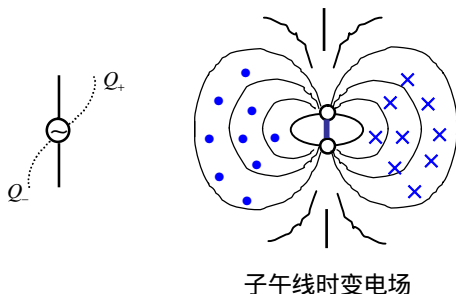


图 4-24 振子上的电流、电荷及其辐射场分布

对于 (4-9) 式，并考虑到辐射时延因素和初相位因素，立即得到偶极子天线所辐射的电场

$$E(r,t) = \frac{Q_m \sin(\omega t - \frac{\omega r}{c_0} + \varphi_1) l \cdot \cos\theta}{2\pi\epsilon_0 r^3} e_r + \frac{Q_m \sin(\omega t - \frac{\omega r}{c_0} + \varphi_1) l \cdot \sin\theta}{4\pi\epsilon_0 r^3} e_\theta \quad (4-23)$$

将 (4-21) 式代入 (4-15)，并考虑到辐射时延因素和初相位因素，立即得到偶极子天线所辐射的磁场

$$B(r,t) = \frac{\mu_0 \omega Q_m l \sin(\omega t - \frac{\omega r}{c_0} + \varphi_2)}{4\pi r^2} e_\phi \quad (4-24)$$

因此，我们称 (4-23) 和 (4-24) 为偶极子天线辐射方程。式中 $l = \frac{\lambda}{2} = \frac{f}{2c_0}$ 是半波阵子的长度， C 是半波阵子的电容量， $Q_m = C \cdot V(t)$ 是半波阵子上的时变电荷。

4.4.2. 接收天线信号形成原理

根据上述辐射方程可知，接收天线既接收了时变电场又接收了时变磁场。在 4.2.5 小节曾经指出，辐射场具有很强的方向性，在发射天线正前方，接收最佳。如图 4-25 所示，接收天线上的金属电子在洛仑兹电力 eE 和广义洛仑兹磁力 $e(-c_0) \times B$ 的作用下 (磁场以速度 c_0 向右运动，相当于金属电子向左运动)，沿着导线漂移而形成信号电流。由于 E 和 B 是时变的，则信号电流也是时变的。这里涉及到两个力的作用，其合力是 $F = eE_\theta + ec_0 B$ ，注意因为 eE_r 垂直于接收天线，不能形成信号电流。只有 eE_θ 和 $ec_0 \times B$ 平行于接收天线才能形成信号电流，因此，合力的完全表达式为：

$$F_{\text{合}} = e \frac{Q_m \sin(\omega t - \frac{\omega r}{c_0} + \varphi_1) l \cdot \sin\theta}{4\pi\epsilon_0 r^3} + ec_0 \frac{\mu_0 \omega Q_m l \sin(\omega t - \frac{\omega r}{c_0} + \varphi_2)}{4\pi r^2} \quad (4-25)$$

再根据三角函数诱导公式，得到

$$F_{\text{合}} = \sqrt{F_E^2 + F_B^2 + 2F_E F_B \cos(\phi_2 - \phi_1)} \cdot \sin(\omega t + \phi) \quad (4-26)$$

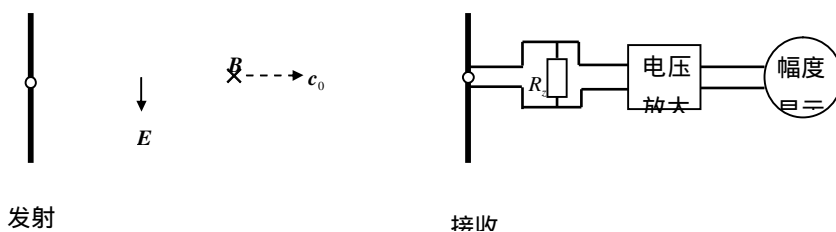


图 4-25 接收机理

式中

$$\phi = \arctan \frac{k_E \sin \phi_1 + k_M \sin \phi_2}{k_E \cos \phi_1 + k_M \cos \phi_2} \quad (4-27)$$

$$F_E = e \frac{Q_m l \cdot \sin \theta}{4\pi \epsilon_0 r^3} \quad (4-28)$$

$$F_B = e c_0 \frac{\mu_0 \omega Q_m l}{4\pi r^2} \quad (4-29)$$

$$\phi_1 = -\frac{\omega r}{c_0} + \phi_1 \quad (4-30)$$

$$\phi_2 = -\frac{\omega r}{c_0} + \phi_2 \quad (4-31)$$

式 (4-29) 就是接收天线受到的广义洛伦兹力，金属电子在广义洛伦兹力的作用下而形成信号电流。注意 (4-28) 式第一项是由于两个时变电荷源不在球面中心所致（正负电场抵消一部份，所以才出现了 $1/r^3$ 因子），见 (4-9) 式的说明。

现在我们来研究“距离平方反比律”。参见 (4-28) 式和 (4-29) 式， F_E 是洛伦兹电场力的幅值， F_B 是洛伦兹磁力的幅值，即

$$F_E = e \frac{Q_m l \cdot \sin \theta}{4\pi \epsilon_0 r^3} \quad (4-32)$$

$$F_B = e c_0 \frac{\mu_0 \omega Q_m l}{4\pi r^2} \quad (4-33)$$

式中 ϵ_0 和 μ_0 是真空中电介率和磁导率， θ 是球面坐标中的 θ 角（参见图 4-10），对于图 4-24 而言 $\sin \theta \rightarrow 1$ ，在 $\omega = 2\pi \times (10^8 \text{ Hz})$ （米波范畴）情况下，得

$$F_E = 9 \times 10^9 \cdot \frac{e Q_m l}{4\pi r^3} \quad (\text{牛顿}) \quad (4-34)$$

$$F_B = 18.8 \times 10^9 \frac{e Q_m l}{4\pi r^2} \quad (\text{牛顿}) \quad (4-35)$$

这里已经看出 F_B 是 F_E 的 2 倍。再考虑距理 1 公里 ($=1 \times 10^3$ 米) 的雷达或通信，那么 F_B 是 F_E 的 2000 倍。也就是说，雷达和短波通信中的接收天线主要是在广义洛伦兹磁力 $F = e(-\mathbf{V}_B) \times \mathbf{B}$

$=e(-c_0) \times B$ 的作用下而形成了信号电流，其信号强度与距离平方成反比。而 F_B 正满足距离平方反比律，与工程实践一致。因此从这个意义上讲，整个自由空间主要是充满磁波，磁波辐射远距离，电波衰减快（因为正负时变电荷产生的正负时变电场被抵消了一部分）。所以整个自由空间充满了磁波。注意到，我们从式 (4-33) 可以看出，磁波作用到物质上产生的效应与频率的一次方成正比，这与黑体辐射实验的普朗克量子假设 hf 之频率关系是一致的。

当然，低频发射天线的附近，电场力也在起作用，但仍然服从距离平方反比律，只不过附加了 F_E 之作用力，它是近似的服从距离平方反比律。因此从某种意义上讲：整个空间充满时变磁场。这里需注意的是“辐射矢量场守恒是由式 (4-2) 式决定的，而式 (4-31) 是辐射的正电场与辐射的负电场抵消后的近似解。

既然电波是独立辐射的，或者说自由空间的电波是可以独立辐射的，那么人们观测到的电波就不是麦克斯韦的“互生场”了，而是 (4-26) 式的独立辐射场的广义洛仑兹力作用结果。

以上论述中值得我们注意的是，任意一个矢量函数 w ，他的旋度不等于零而等于 A ，我们没有理由说 A 就是 w 的源，例如 (2-8) 式，等。同样的，任意一个矢量函数 w ，他的散度等于零，但我们不能说 w 是无源的，例如静电场中的拉普拉斯方程，等等。换句话说场经过运算以后，我们不可以用零值与非零值来判断它是否有源。简单地讲，例如：你可以任意假设一个矢量函数 $w_0 = xyz\mathbf{i} + x^2z\mathbf{j} + xyk$ ，对它进行散度运算或旋度运算，但我们不可以把标量 yz 当作是散度场 w_0 的源，也不可以把矢量 $(x-x^2)\mathbf{i} + y(x-1)\mathbf{j} + xzk$ 当作是旋度场 w_0 的源。过去不少人士把矢量场经过一系列运算之后的结果与源一一对应起来，那是不对的。

目前物理书籍在介绍赫兹实验时，把独立辐射的场说成近区感应场，把麦克斯韦的旋度场说成远区传播场。本章论述了时变电场和时变磁场是独立辐射的，其独立辐射的场强服从距离平方反比律，也论述了接收天线收到这种独立矢量场在广义洛仑兹磁力的作用下形成信号电流强度也服从距离平方反比律，这与工程实践一致。既然如此，那么麦克斯韦的非对称旋度场就没有立足之地了，因为它违背了距离平方反比律。

本章结论是：时变电场是时变电荷产生的，时变磁场是时变电流产生的，电场波和磁场波是各自独立辐射的，辐射场强与距离平方成反比、接收机的信号强度与距离平方成反比。

再次强调，式 (2-4-26) 使得接收的信号强度服从距离平方反比率，与无线电工程十分吻合，那么我们没有任何理由怀疑它的正确性。

本章结论是：时变电场是时变电荷产生的，时变磁场是时变电流产生的，电场波和磁场波是各自独立辐射的，辐射场强与距离平方成反比、接收天线之金属电子在广义洛仑兹磁力的作用下形成的信号强度与距离平方成反比。