

第二章

无线电工程不是旋度方程所为

麦克斯韦电磁场理论的核心内容是自由空间里的俩个旋度方程，即在自由空间里，时变磁场产生时变电场，而时变电场又产生时变磁场，如此同生共死，使得波能流密度 $E \times H$ 在以太媒质中振荡传播。不得不承认，麦克斯韦是第一个预言电波存在性的物理学家。但是百多年来，人们在自由空间的电波实践中，似乎是举着麦克斯韦旋度理论的伟大旗帜却未真正使用旋度场理论。

辐射场不是旋度方程所为。假如辐射场是旋度理论所为，那么：家用 50Hz (或 60Hz) 的电源，取 $Idl = 1 \times 1 \text{安} \cdot \text{米}$ ，若按照麦克斯韦旋度场理论 (2-2式) 去计算，其辐射场强约 10×10^7 伏/米，而空气的电场击穿强度约 10×10^6 伏/米，岂能居住人；当 ω 逐渐趋近于零频时，旋度场理论确定的 $\lim_{\omega \rightarrow 0} E = \infty$ ，这就不客观了，按理说，麦克斯韦理论依据是来源于直流的安培环路定律改造和电磁感应，理应在零频附近连续，即当 ω 趋近 0 时， $E = 0$ 才合理，反而趋近于 ∞ 。可见由旋度场理论得到的辐射方程没有自恰性；旋度场理论的波能量密度 $E \times H$ 是距离 r 的多项式函数，流出 S_1 球面的电磁能量不等于流出 S_2 球面的电磁能量，而且还是负值能量，这意味着能量来自无穷远处而进入发射天线，显然与客观实践不符。可以验算，由旋度理论得出的场量与所谓的波能量都不满足距离平方反比律。谁真正使用了自由空间的旋度场？我看没有人。

接收场不是旋度方程所为。旋度理论的精髓是电场与磁场同生共死地交织在一起，从而以能流密度 $E \times H$ 在自由空间中传播。从概念上讲，接收不是波能流 $E \times H$ 流进了天线这个“口袋”，而是半波振子天线接收了独立矢量场，独立矢量场在洛仑兹力的作用下形成了信号电流。从计算上讲，因为 $E \times H$ 是距离 r 的高阶多项式，而且是“负能量”，显然不是接收了 $E \times H$ 。同样地，接收天线也不是接收了由旋度理论传播的 E_θ ，因为其 E_θ 使得信号强度违背距离平方成反比律，这与工程实践不符。这就是说，人们接收到的电波并非旋度理论的电波，而是独立辐射的电波 (第四章有详细论述)。

传输场不是旋度方程所为。对于介质波导 (如光纤通讯和潜水员通讯) 中的传输场均为独立矢量场的斯耐尔定理和菲涅耳原理，却不是旋度理论的波能流 $E \times H$ 原理。对于金属波导，基于旋度理论的传输场模型，定义波能量却违背能量守恒原则，而且是传输负能量或者说能量来自无穷远处向着振荡源传输，显然与客观事实不符。人们虽然举着麦克斯韦理论旗帜，而微波工程师在实际工作中却有另一套实际经验。本书从不同角度解释了这种实践经验的物理过程。

波束形成不是旋度方程所为。雷达口径天线可按照几何光学原理聚焦成波束，其面电流的形成正是广义洛仑兹磁力之作用原理却不是旋度理论的波能流 $E \times H$ 原理。缝隙天线和相控阵波束的形成原理是 $\frac{K_0}{r^2}$ 的独立矢量场叠加而成，接收信号的幅度与距离平方成反比，不是旋度理论的 $\frac{K_0}{r}$ 场量叠加，更不是同生共死的 $E \times H$ 之能量叠加。百多年来，微波专家在实践中总结出独立矢量场的几何光学法、斯耐尔定理、惠更斯原理、菲涅耳原理、洛仑兹磁力、契比雪夫多项式等等实现方法。因此我们可以说，人们没有真正使用了旋度场理论。

简单的讲，基于以太媒质的互生场理论（场产生场的理论），根本就无法形成波束。

此外，电子感应加速器真空环中的时变磁场却无法使用旋度理论而得到加速电场，原点处线性时变 $I_D dl$ ，在自由空间 P 点并不满足 $\nabla \times H(P) = J_D$ 。

本章结论是：自由空间的电波之辐射、传输、接收和波束形成不是旋度场理论所为。

2.1 辐射场不是旋度方程所为

麦克斯韦电磁场理论的核心内容是自由空间里的俩个旋度方程，即在自由空间里，时变磁场产生时变电场，而时变电场又产生事变磁场，如此交替产生，使得波能流密度 $E \times H$ 在以太媒质中振荡传播，其场强 E 和 H 均是 ω 和 r 的高阶多项式。不得不承认，麦克斯韦是第一个预言电波存在性的物理学家。但是百多年来，人们在自由空间的电波实践中，可以说是举着麦克斯韦理论的旗帜却未真正使用自由空间旋度场理论。让我们先看看辐射场问题。

以电流元 $Idle^{j\omega t}$ 的辐射场为例，由麦克斯韦方程组求解的结果是^[4]：

$$H_\phi = \frac{Idle^{j\omega t}}{4\pi r^2} (jkr + 1) \sin \theta \quad (2-1)$$

$$\begin{cases} E_r = \frac{-jIdle^{j\omega t - jkr}}{2\pi\epsilon_0\omega r^2} \left(jk + \frac{1}{r} \right) \cos \theta \\ E_\theta = \frac{-jIdle^{j\omega t - jkr}}{4\pi\epsilon_0\omega r} \left(-k^2 + \frac{jk}{r} + \frac{1}{r^2} \right) \sin \theta \end{cases} \quad (2-2)$$

式中 $k = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$ 。若再考虑一个球面积分，见图 2-1，由于目前的能流密度是：

$$\begin{aligned} E \times H &= \frac{(Idl)^2 e^{j2\omega t - jkr}}{16\pi^2 \epsilon_0 \omega r^3} \left(-k^3 r + 2jk^2 + \frac{2k}{r} - \frac{j}{r^2} \right) \sin^2 \theta \cdot e_r \\ &+ \frac{(Idl)^2 e^{j2\omega t - jkr}}{16\pi^2 \epsilon_0 \omega r^4} \left(-jk^2 r + \frac{j}{r} - k \right) \sin 2\theta \cdot e_\theta \end{aligned} \quad (2-3)$$

上式表明：从 S 面流出来的能量既是角频率 ω 的多项式，又是 r 的多项式。从上述公式，我们不难看出以下几个问题：

1. 住房和办公室都有许多辐射场，现在设取 $\omega = 2\pi \times 50\text{Hz}$ （即市电）， $dl = 1$ 米、 $r = 1$ 米、 $I = 1$ 安培，可以算出 $E_\theta > 10^7$ 伏/米。然而空气的电场击穿强度只有 10^6 伏/米。显然，由式 (2-2)

得来的 E_θ 与客观事实不符。空气就被麦克斯韦旋度场击穿了，岂能居住人。

2. 当 ω 逐渐趋近于零频时，由式 (2-2) 决定的 $\lim_{\omega \rightarrow 0} E = \infty$ ，这就不客观了。按理说，麦克斯韦理论依据是来源于直流的安培环流定律的改造和电磁感应定律，理应在零频附近连续，即当 ω 趋近 0 时， $E=0$ 才合理，可见由麦克斯韦电动力学得到的辐射方程没有自恰性。

3. 由式 (2-3) 可看出，从 S 面辐射出来的能量是 ω 的多项式，而且是 ω 的复杂函数，见图 2-2 谁能证明图 2-2 是客观自然规律呢？恐怕谁都不能。因为大量实验 (如光电效应、量子假设等等) 已经表明，光微波作用于物质所转化的能量与频率的一次方成正比，却不是高阶函数的多项式。而且，波粒二相性表明光波作用效应与频率成线性关系，却不是非线性。

4. 由式 (2-3) 还可看出，因它是距离 r 的多项式函数，则意味着流出 S_1 面的电磁能量不等于流出 S_2 面的电磁能量，这意味着在自由空间 ($\mu_0 \epsilon_0$) 存在能量损失。这与事实不符。这种基于波能量的观点而得出来的波理论却违背能量守恒定律，难道我们仍然“得过且过”吗。

5. 即便是近似计算，当 (距离) $r \gg dl$ (振子) 时，对能量密度 $E \times H$ 求取球面积分得到 $W \approx \frac{(Idl e^{-jkr})^2}{4\pi\omega\epsilon_0} (-k^3)$ ，即从球面 S 传播出来的能量是负值。实难理解负能量的传播，似乎遥远的自由空间是个发射源、发射天线成为接收设备。显然 这与客观事实不符。正如洛仑兹指出的那样“麦克斯韦也从不问及电磁场是怎么产生的，在他的理论中，似乎电磁场来自无穷远处，一种不需要源的场”。

6. 即便使用 $E \times H^*$ 来计算，但是从 S 面上流出来的能量，也存在上述类似的问题。

由此可见，辐射理论与工程应用不符、与客观事实不符，至少说人们使用的电场波和磁场波不是麦克斯韦的旋度理论的波，尽管写文章时戴上“麦克斯韦旋度理论”的帽子。

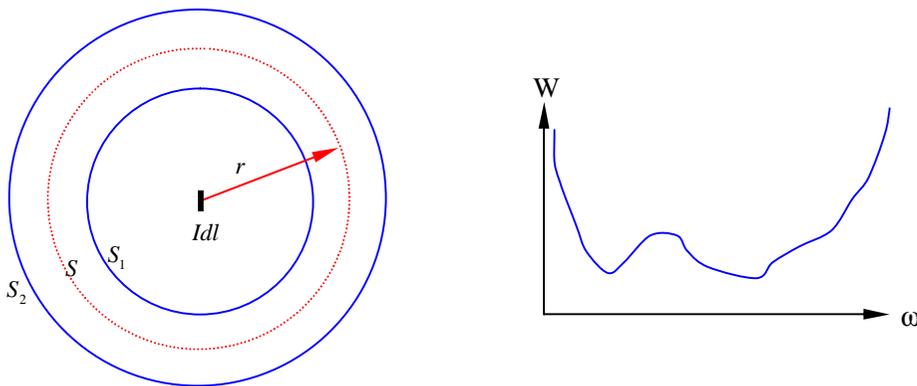


图 2-2 辐射理论

7. 从 (2-1) 式 ~ (2-2) 式不难看出， H 、 E 都不满足距离平方反比律这个准则，也就是说流出 S_1 面的场量不等于流出 S_2 面的场量，即违背了场量的守恒性，似乎自由空间吞食了场量或无中生有的诞生了场量。而百年来无线电工程已经证实“距离平方反比律是真理”。

总之，辐射场并非旋度理论所为。假如辐射场是旋度理论所为，那么：家用 50Hz (或 60Hz)

的电源，取 $Idl = 1 \times 1$ 安·米，若按照麦克斯韦旋度场理论计算，其辐射场强高达 10×10^7 伏/米，而空气的电场击穿强度只有 10×10^6 伏/米，岂能居住；当 ω 逐渐趋近于零频时，旋度场理论决定的 $\lim_{\omega \rightarrow 0} E = \infty$ ，这就不客观了，按理说，麦克斯韦理论依据是来源于直流的安培环流定律改造和电磁感应，理应在零频附近连续，即当 ω 趋近 0 时， $E = 0$ 才合理，可见由旋度场理论得到的辐射方程没有自恰性；旋度场理论的波能量密度 $E \times H$ 是距离 r 的多项式函数，流出 S_1 球面的电磁能量不等于流出 S_2 球面的电磁能量，而且还是负值能量，这意味着能量来自无穷远处而进入发射天线，显然与客观实践不符。可以验算旋度理论得出的结论，场量与所谓的波能量都不满足距离平方反比律。谁真正使用了自由空间的旋度场理论？我看没有人。如上所言，如果说辐射电场是麦克斯韦旋度理论所为，那么我们都将被高电场 10×10^7 伏/米 击死了。

麦克斯韦传播的电波存在以上 7 个致命问题，它是无线电工程中的电波吗？不是！

2.2 接收场不是旋度方程所为

按照麦克斯韦旋度理论，时变电场产生时变磁场，而时变磁场又产生时变电场，如此交替产生，使得波能量在以太媒质中振荡传播，于是有能流密度 $E \times H$ ， E 和 H 总是交织在一起，难分难舍，同时出现。因此，麦克斯韦关于自由空间的旋度场理论的最终结论是波能流密度 $E \times H$ 。我们要讨论的是，接收天线上的信号形成机理是接收了独立辐射的矢量场或是接收了旋度理论的互生场？本节指出无线电工程应用中不是接收了麦克斯韦的互生场。

2.2.1 广义洛伦兹磁力形成接收信号的电流

先见 4.4 节，设有一个发射振子和一个接收振子，如图 2-3 所示。收发天线平行且相距很远，即 $r \gg dl$ 。设发射天线辐射了独立矢量场 $H = \frac{k(t)}{r^2}$ ，并以速度 c_0 对着接收天线辐射，则根据广义洛伦兹磁力，接收天线上的金属电子在洛伦兹电力和广义洛伦兹磁力 $F = e(-V_B) \times B = e(-c_0) \times B$ 的作用下作上下移动，从而形成时变电流，时变电流 i_s 的大小与 B 成

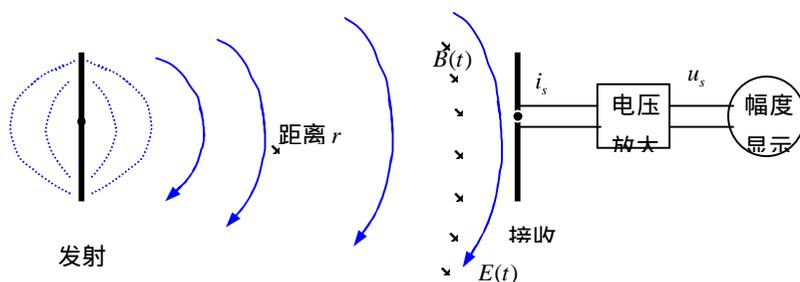


图 2-3 电波发、收简图 --场矢量传播

成正比，即它与距离平方成反比，于是经过放大后在示波器上显示的电压幅度也与距离平方成反比。这就是接收信号的电流形成原理。详见 4.4 节。

2.2.2 接收天线的信号形成并非旋度理论所为

设有一个发射振子和一个接收振子，如图 2-4 所示。参见 (2-3) 式，当收发天线相距很远， $r \gg dl$ 时，即在通信应用中，按照麦克斯韦理论推导出来的结论是波能量在以太媒质中振荡传播^[4]：注意到，到达接收天线上有三个参量： E_θ 、 H_ϕ 、 w_r 。对于信号电流的形成，到底

$$E_\theta \approx \frac{jk^2 Idle^{-jkr}}{4\pi\omega\epsilon_0\mu_0 r} \sin\theta \quad (2-4)$$

$$H_\phi \approx \frac{jkIdle^{-jkr}}{4\pi r} \sin\theta \quad (2-5)$$

$$w_r \approx -\left(\frac{Idle^{-jkr} \sin\theta}{4\pi}\right)^2 \frac{k^3}{\omega\epsilon_0 r^2} \quad (2-6)$$

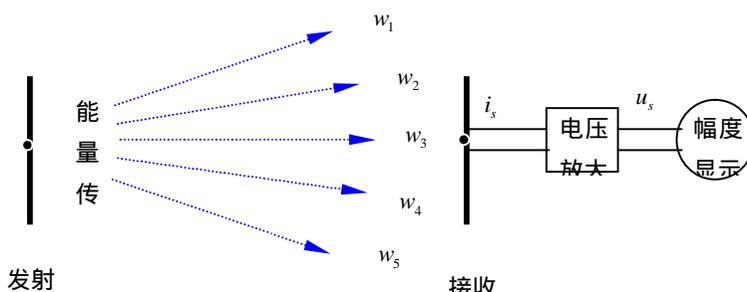


图 2-4 坡印亭能流

是 E_θ 和 H_ϕ 的作用结果呢？或是 w_r 的作用结果？本书第 4.4 节已经用广义洛仑兹力正明了接收信号的作用机理，但考虑到麦克斯韦波动方程之波能量振荡传播观点，所以在这里用他的波能量之观点来批判他的旋度理论。

1. 在式 (2-6) 中出现了负号，辐射负能量是可笑的。

如果把上式的能流密度写成

$$\mathbf{w} \approx \left(-\left(\frac{Idle^{-jkr} \sin\theta}{4\pi}\right)^2 \frac{k^3}{\omega\epsilon_0 r^2} \right) \cdot \mathbf{e}_r \quad (2-7)$$

式中 \mathbf{e}_r 是球坐标中的单位矢量，表示辐射的方向。这意味着电流源向外辐射“负能量”。显然，辐射负能量是可笑的。

如果把上式的能流密度写成

$$\mathbf{w} \approx \left(\left(\frac{Idle^{-jkr} \sin\theta}{4\pi}\right)^2 \frac{k^3}{\omega\epsilon_0 r^2} \right) \cdot (-\mathbf{e}_r) \quad (2-8)$$

式中 $(-\mathbf{e}_r)$ 表示与 \mathbf{e}_r 反方向。它意味着能流在倒流，显然与客观事实不符。其实，严格的

讲，从旋度理论得出的结论 (2-3)式来看，所谓的能量是距离 r 的多项式，场量和所谓的波能量都不满足距离平方反比律。

2.假如有人认为：辐射理论是麦克斯韦的，而接收理论是洛仑兹的。那么请参见图 2-3 金属电子在电场力 eE_θ 作用下形成了信号电流 i_s ，则： $i_s \propto \frac{1}{r}$ 、 $u_s = R_i i_s \propto \frac{1}{r}$ (R_i 是输入阻抗) 屏幕上显示的信号幅度 $u_{sm} \propto \frac{1}{r}$ 。它未满足距离平方反比律，所以它与客观事实不符，可见由麦克斯韦旋度方程得出的结论式 (2-4)与客观事实不符，因为工程实践中是 $U_{sm} \propto \frac{1}{r^2}$ 。

3.如果基于麦克斯韦的 (2-5)式，由于 $B \propto \frac{1}{r}$ ，那么即使运用广义洛仑兹磁力 $e(-c_0) \times H_\phi$ ，那么由于 $i_s \propto \frac{1}{r}$ ，乘以输入阻抗便是信号的电压幅度 $u_s = R_i i_s \propto \frac{1}{r}$ (R_i 是输入阻抗)，屏幕上显示的信号幅度 $U_{sm} \propto \frac{1}{r}$ 。这仍然与客观事实也不符，因为通信雷达业已证明信号幅度与距离平方成反比。可见由麦克斯韦方程得出的结论式 (2-5)还是与事实不符。

4.如果基于 (2-6)式，即能流密度 w_r 作用接收天线 (一根细导线) 而形成了信号电流 i_s ，这似乎在远区式 (2-6)“约等于”距离平方反比律。但是，由于 w_r 的方向与天线上信号电流的 i_s 方向垂直，其信号形成的物理过程实难理喻。况且，如果认为接收天线是接收了电磁能量 w_r ，那么接收天线就该做成一个“口袋”状才能使能量流进这个口袋。然而通信工程证明收发天线平行最佳。提醒的微波专家注意，请您思考物理概念和物理本质。

由此可见，接收旋度场与信号电流的形成机理不符、违背了距离平方反比律。可以这么讲，式 (2-4)~ (2-6)没有立足之地。至少这样说，工程实践中并未接收麦克斯韦的旋度场。

到此，大家可以想一想，自由空间的电波不是旋度理论所为，接收的电波不是旋度理论所为，这意味着什么呢？这就是说，举着麦克斯韦理论的旗帜却未使用自由空间的旋度场。

总之接收场并非旋度理论所为。旋度理论的精髓是电场与磁场同生共死地交织在一起，从而以能流密度 $E \times H$ 在自由空间中传播。从概念上讲，接收不是波能流 $E \times H$ 流进了天线这个“口袋”，而是半波振子天线接收了独立矢量场，独立矢量场在洛仑兹力的作用下形成了信号电流。从计算上讲，因为 $E \times H$ 是距离 r 的高阶多项式，而且是“负能量”，显然不是接收 $E \times H$ 。同样地，接收天线也不是接收了由旋度理论传播的 E_θ ，因为其 E_θ 使得信号强度违背距离平方成反比律。本书 4.4 节用广义洛仑兹磁力解释了接收信号的形成原理，与工程实践一致。既然如此，则说明无线电工程中接收到的场并不是麦克斯韦理论的旋度场。

2.3 传输场不是旋度方程所为

按照麦克斯韦旋度理论，时变电场产生时变磁场，而时变磁场又产生时变电场，如此交替产生，使得波能量在以太媒质中振荡传播，于是有能流密度 $E \times H$ ， E 和 H 总是交织在一起，难分难舍，同时出现。因此，麦克斯韦关于自由空间的旋度场理论的最终结论是波能流

密度 $E \times H$ 。现在我们必须考察电磁波传输是否是波能流行为？

2.3.1 金属波导传输场问题

洛仑兹创建了金属电子理论，他的结论是，电荷的运动是一切电磁场的根源。磁控管产生的时变电场和时变磁场就是如此，阴极发射的电子在正交恒定电磁场中运动，受洛仑兹力而作时变运动，即时变电荷产生时变电场，时变电流产生时变磁场。这个时变电场和时变磁场是如何通过金属波导传输至天线上去的呢？我们在1.7节中，根据广义洛仑兹磁力阐述了它的物理过程。这里我们指出，工程中传输的电波不是传输麦克斯韦的旋度波。

目前麦克斯韦理论是这样叙述的。以 TE_{10} 波在矩波导中传输为例，由旋度理论得到波动方程^{[4]P315-325}，解波动方程得到电磁波沿着正 z 方向的传输方程是

$$\begin{cases} H_z = H_0 \cos \frac{\pi x}{a} e^{j\omega t - j\beta z} \\ H_x = H_0 \frac{j a \beta}{\pi} \sin \frac{\pi x}{a} e^{j\omega t - j\beta z} \\ E_y = -H_0 \frac{j \omega \mu_0 a}{\pi} \sin \frac{\pi x}{a} e^{j\omega t - j\beta z} \end{cases} \quad (2-9)$$

式中 H_0 是磁场强度幅值， a 是波导宽边尺寸， $\beta = \sqrt{\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 - \frac{\pi^2}{a^2}}$ ，但是：

1. 激励源（振荡器）输出的一个确定的能量，被分散在波导中。那么 a 、 b 边尺寸越大则磁场应当越分散，场强（幅值）应当越小，这才合理。可是，由式 (2-9) 所描述的 H_x 和 E_y 居然与 a 边成正比，这就不合理了。见图 2-5，实际匹配工作是调节波导长度来实现的，同一振荡源连接较大波导，岂能获得较大场强？所谓的波能量从何而来？岂不是违背能量守恒原则。

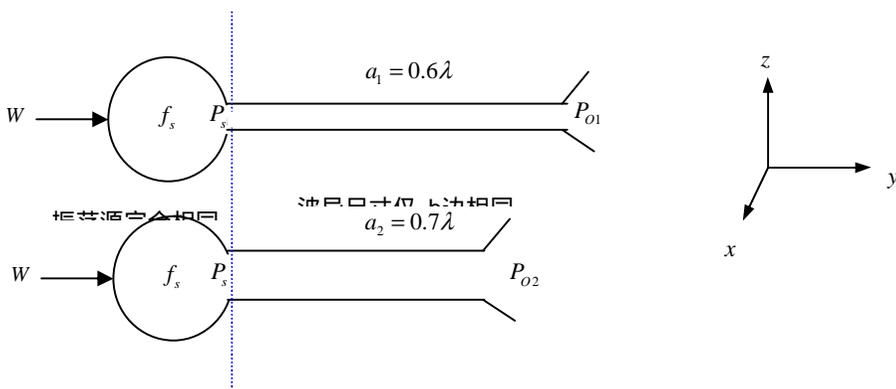
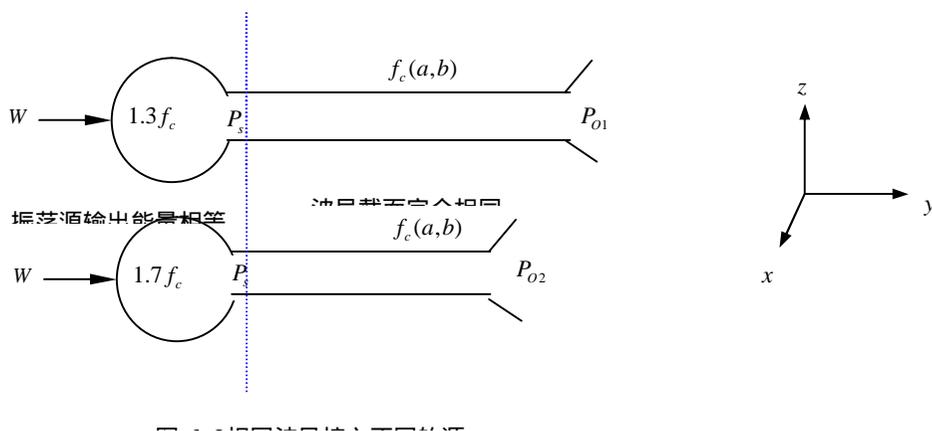


图 2-5 相同的源接上不同的波导

2. 见图 2-6，两波导的 f_c 相等、截面相等，两振荡源的能量 W 和 $P_s = E_s H_s$ 也相等。差别是振荡源的频率分别为 $1.3f_c$ 与 $1.7f_c$ 。按道理讲，既然两者输入的能量 W 相等、并设功率转换相同、损耗相等，则输出口场强幅度应该相等才是。然而，由式 (2-7) 确定场强幅度不相等，那么所谓的波能量从何而来？岂不是违背能量守恒原则。



3. 作为解边界条件，式 (2-7) 中应该含有窄边尺寸 b 参数，然而没有，使得波导出口的输出能量 $W = \iint_{a \times b} E \times H ds$ 不是一个确定解。因此这个传输模型的真伪性值得怀疑。

4. 更奇怪的是这个“旋度理论 - 波动方程 - 能流密度”一整套方程常常出现能量倒流的奇怪现象，2.1节曾经指出旋度理论辐射负能量之怪象，这里又发生类似问题。即 $E \times H = -P_x i - P_z k$ ，这意味着所谓的波能量从喇叭口向着振荡源传输进来而不是传出去。这显然与客观事实不符。

由此可见，基于旋度理论的金属波导传输场模型违背能量守恒原则，而且是传输负能量或者说能量来自自由空间向着振荡源传输，显然与客观事实不符，这能说波导制造是旋度理论所为吗？不能！人们虽然举着麦克斯韦理论旗帜，而微波工程师在实际工作中却有另一套经验模型，或者说人们无法真正使用旋度理论。第一章根据广义洛仑兹磁力叙述了在金属波导中传输场的物理过程，并论述了宽窄边的最佳尺寸分别是 0.7λ 和 0.5λ ，这与工程实践一致。既然如此，则说明金属波导中的传输场不是旋度理论所为。否则，就与客观事实不符。

2.3.2 介质波导传输场问题

目前已有的介质波导是光纤通讯和海洋通讯。如果按照麦克斯韦旋度理论，可见的介质和不可见的以太在电动力扭拉下形成电位移 ϵE ，电位移是位移电流的先兆，位移电流产生时变磁场，而时变磁场又产生时变电场，如此交替产生，使得波能量以能流密度 $E \times H$ 向空间四周传播。假如您要真正的运用旋度场理论，那么就没有介质波导，因为介质 ϵ_1 和介质 ϵ_2 中的电位移比自由空间的电位移更大，即 $\epsilon_1 E > \epsilon_0 E$ ， $\epsilon_2 E > \epsilon_0 E$ ，而且麦克斯韦那种场产生出场的观点，一个电场圆圈在四周产生磁场圆圈，磁场圆圈又在其四周产生电场圆圈，使得您无法规定能流密度 $E \times H$ 奔向何方。

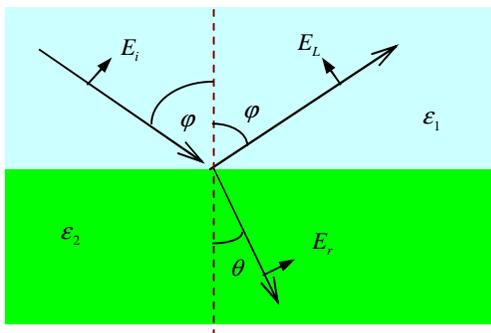
本小节的讨论要点是：电磁波在介质中传输，到底是旋度理论的波能流行为？或是独立辐射理论的独立矢量场行为？本下节则否定了麦克斯韦互生场的说法。

1. 传输过程是独立矢量场行为

基于独立矢量场迭加原理，如图 2- 所示。在入射点上有法向电场 E_{ni} ， E_{nL} ， E_{nr} 和有切

向电场 E_{ti} , E_{tL} , E_{tr} 。考虑边界条件的连续性, 于是有

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 E_{ni} + \varepsilon_1 E_{nL} &= \varepsilon_2 E_{nr} \\ E_{ti} - E_{tL} &= E_{tr} \end{aligned} \quad (2-10)$$



即

$$\begin{cases} \varepsilon_1 E_i \sin \varphi + \varepsilon_1 E_L \sin \varphi = \varepsilon_2 E_r \sin \theta \\ E_i \cos \varphi - E_L \cos \varphi = E_r \cos \theta \end{cases} \quad (2-11)$$

上式的第一式也指面电荷密度连续, 第二式也指切向电场连续。式中 ε_1 和 ε_2 分别是介质 1 和 2 的电介常数, 下标 i , L , r 分别表示入射、反射、折射。

求解方程组 (2-11), 得到

$$\begin{cases} E_L = \frac{\varepsilon_2 \cos \varphi \sin \theta - \varepsilon_1 \sin \varphi \cos \theta}{\varepsilon_2 \cos \varphi \sin \theta + \varepsilon_1 \sin \varphi \cos \theta} E_i \\ E_r = \frac{2\varepsilon_1 \sin \varphi \cos \varphi}{\varepsilon_2 \cos \varphi \sin \theta + \varepsilon_1 \sin \varphi \cos \theta} E_i \end{cases} \quad (2-12)$$

我们可以检验两种典型结论, 即全反射和无反射。全反射情况即为光纤通讯, 无反射情况即为海水中通讯。

1) 当 $\sin \varphi = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}}$ 时 (这里要求 $\varepsilon_2 < \varepsilon_1$, 比如 $\varepsilon_2 = \varepsilon_0$ 是自由空间而 $\varepsilon_1 = 4\varepsilon_0$ 是光纤), 则根据

斯耐尔定理 $\sin \theta = \frac{c_2}{c_1} \sin \varphi = \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}} = 1$, 得 $\theta = 90^\circ$, $\cos \theta = 0$, 于是 $E_L = E_i$, 这就使得反射

场强等于入射场强, 从而实现光纤通讯。工程实践业已证实了这种独立辐射场的观点。

2) 当 $\sin \varphi = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}$ 时, 则根据斯耐尔定理 $\sin \theta = \frac{c_2}{c_1} \sin \varphi = \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}$, 且 $\cos \theta = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}$,

$\cos \varphi = \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}$, 于是 $E_L = 0$, 这就使得地面辐射的电波在海面上没有反射, 从而电波可进入

海水中使潜水员收到信号。工程实践业已证实了这种独立矢量场的观点。

2. 传输过程不是旋度理论的能流密度行为

以上的电波传输过程完全是独立矢量场的行为，与麦克斯韦旋度场理论的波能流 $E \times H$ 毫无关系。许多工程实践都是如此，举着麦克斯韦理论的旗帜，而实际上用的是其它理论。

现在我们假如使用麦克斯韦旋度场理论所得到的波能流密度 $E \times H$ 来计算传输能流密度，情况怎样呢？计算如下：由于能流密度是矢量，能流在分界面上连续，参见图 2-8

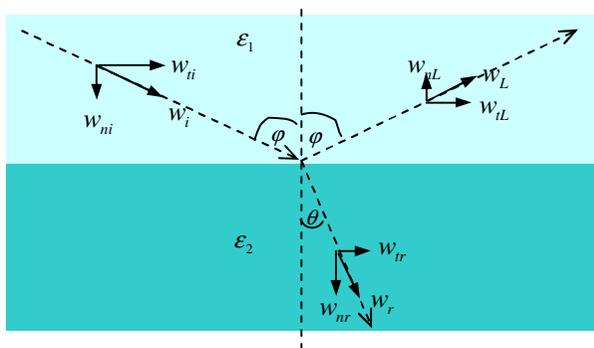


图 2-8 假如传输是波能量行为

$$\text{法向能流连续：} w_{ni} - w_{nL} = w_{nr} \quad (2-13)$$

$$\text{切向能流连续：} w_{ti} + w_{tL} = w_{tr} \quad (2-14)$$

即

$$\begin{cases} w_i \cos \varphi - w_L \cos \varphi = w_r \cos \theta \\ w_i \sin \varphi + w_L \sin \varphi = w_r \sin \theta \end{cases} \quad (2-15)$$

解此方程组得到

$$\begin{cases} w_L = \frac{\cos \varphi \sin \theta - \sin \varphi \cos \theta}{\sin \varphi \cos \theta + \cos \varphi \sin \theta} w_i \\ w_r = \frac{2 \sin \varphi \cos \varphi}{\sin \varphi \cos \theta + \cos \varphi \sin \theta} w_i \end{cases} \quad (2-14)$$

比较 (2-14) 式与 (2-12) 式，不难看出，虽然两者结构形式相同，但在内容上与工程实践不符。

也就是：当 $\sin \varphi = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}}$ 时， $w_L \neq w_i$ ，无法实现光纤通信；当 $\sin \varphi = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}$ 时， $w_L \neq 0$ ，

无法与潜水员通信。两种情况都与工程实践不符。因此说，从媒质 1 到媒质 2 的光纤通信和潜水员通信不是麦克斯韦的波能流密度 $E \times H$ 行为。

从以上工程实践，可以这样总结本章：在介质波导（如光纤通讯和潜水员通讯）中的传输场均为独立矢量场的斯耐尔定理和菲涅耳原理，却不是旋度理论的波能流 $E \times H$ 原理。百多年来人们举着麦克斯韦理论的旗帜，而在工程实践中却是另辟路径。

总之传输场并非旋度理论所为。对于介质波导（如光纤通讯和潜水员通讯）中的传输场均为独立矢量场的斯耐尔定理和菲涅耳原理，却不是旋度理论的波能流 $E \times H$ 原理。对于金属波导，第 1.7.3 节根据广义洛仑兹磁力解释了在金属波导中传输独立场的物理过程，并指出

了宽窄边的最佳尺寸分别是 0.7λ 和 0.5λ ，这与工程实践一致。但是，基于旋度理论的金属波导传输场模型宣称波能量却违背能量守恒原则，而且是传输负能量或者说能量来自无穷远处向着振荡源传输，显然与客观事实不符，这能说波导制造是旋度理论所为吗？不能！人们虽然举着麦克斯韦理论旗帜，而微波工程师在实际工作中却有另一套经验模型，或者说人们无法真正使用旋度理论。

2.4 波束形成不是旋度方程所为

波束形成的方法很多种，于是出现了各式各样的天线，我们说波束形成并非旋度理论所为，是因为波束电场和磁场不是由旋度方程计算得到的，也不是由同生同死的 $P = E \times H$ 波能流计算得到的，而是独立辐射场叠加而得到的。

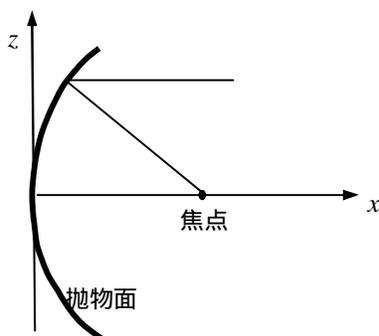


图 2-9 口径天线

口径天线的波束形成主要靠几何光学法，如图 2-9。馈源至焦点，经抛物面反射后聚焦成束，向着自由空间辐射，手电筒就是这个原理。当回波到来时，经过抛物面天线反射，回波又聚焦在馈源上，从而传输到接收机。这里，微波工程师使用了抛物面上的面电流概念，之所以有面电流，那是因为馈源辐射到抛物面上，在广义洛仑兹磁力的作用下，金属电子所形成的面电流(壁电流)。详见 1.6 节。读者可以验算，有抛物面辐射出来的电场波或磁场波并不满足麦克斯韦的两个旋度方程。因此我们说，波束形成并非旋度理论所为。

相控波束的形成原理如图 2-10 所示。各个子波束到达空间 P 的场强是 $\frac{E_{0i}}{r_i}$ ，相位是

$\phi_i = 2\pi \frac{r_i}{\lambda_0} + \phi_i$ ，其中 $2\pi \frac{r_i}{\lambda_0}$ 是辐射距离 r_i 所引起的相移量， ϕ_i 是为了控制波束方向而在电路上

施加的相控量， $i=1,2,3,L,n$ 。功率分配器使各个子天线分配一定的功率。调节各个通道中的

ϕ_i 和 E_{0i} 可控制波束的方向。当距离很远时，其电场强度是 $E(t) = \frac{E_0}{r^2} (e^{j\phi_1} + e^{j\phi_2} + L + e^{j\phi_n})$ 。注

意到这里的波束形成原理并没有使用 $\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t}$ 或 $\nabla \times B = -\frac{\partial E}{\partial t}$ ，也没有使用旋度理论的结

论 $E(t) = \frac{E_0}{r}(L)$ ，这是距离平方反比律的关键问题。在计算中更没有使用同生共死的 $E \times H$ 。而是独立矢量场的叠加。假如使用同生共死的能流密度 EH 来叠加，则得不到现实的相控波束。反过来说，也是一样的。现实的波束并不满足两个旋度方程组。谁使用了旋度理论？我看没有人使用！

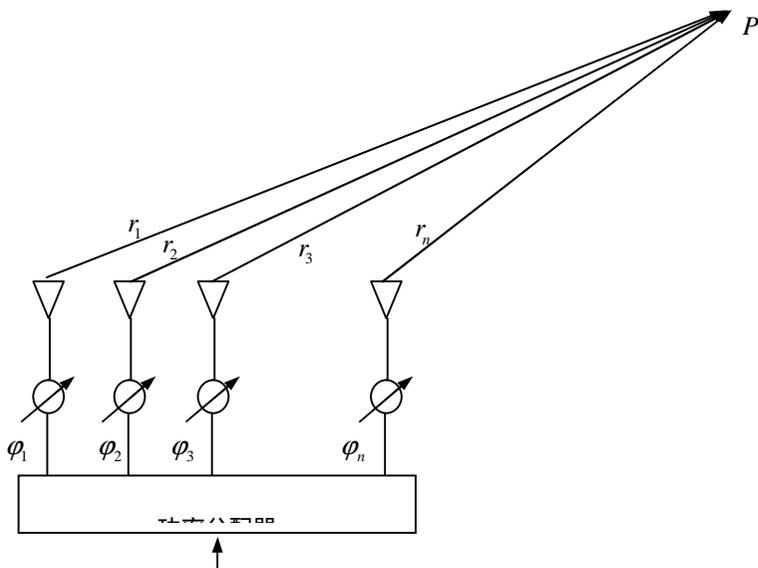


图 2-10 相控阵天线

缝隙天线也是如此，没有人从麦克斯韦旋度方程组计算出电磁强度来合成，而是对独立电场强度 $\frac{E_{0i}}{r_i^2}$ 进行合成，也不是对旋度理论结论的能流密度 EH 之叠加。因此我们可以这样讲，自由空间的波束形成并非麦克斯韦的旋度理论所谓。

以上独立矢量场是用 E 来表述的，使用 H 来表述，其道理是一样的。均属于独立矢量场。像这类例子很多，由于篇幅限制，本书从略，读者可以自行举例。总之，波束形成并非旋度理论所为。雷达口径天线可按照几何光学原理聚焦成波束，其面电流的形成正是广义洛仑兹磁力之作用原理却不是旋度理论的波能流 $E \times H$ 原理。缝隙天线和相控阵波束的形成原理是 $\frac{K_0}{r^2}$ 的独立矢量场叠加而成，接收信号的幅度与距离平方成反比，不是旋度理论的 $\frac{K_0}{r}$ 场量叠加，更不是同生共死的 $E \times H$ 之能量叠加。百多年来，微波专家在实践中总结出独立矢量场的几何光学法、斯耐尔定理、惠更斯原理、菲涅耳原理、洛仑兹磁力、契比雪夫多项式等等实现方法。因此我们可以说，人们举着麦克斯韦理论旗帜却没有真正使用了旋度场理论。而是另辟途径。遗憾的是，百年来，专家学者总是用麦克斯韦的旋度场理论在学术文章中旋来旋去，显得很有学问。而实际上是缺乏物理概念和物理本质的深究。

2.5 电子感应加速器不是旋度方程所为

2.5.1 电子感应加速器不是旋度理论所为

目前电子感应加速器说洛仑兹磁力作法向力，洛仑兹电力作切向力。但在 1.7 节中已经论述了，最佳效果应当是两者都用洛仑兹磁力。而麦克斯韦旋度场理论却造成方程不成立，显然电子感应加速器并非麦克斯韦电磁场理论所为。本小节再次重述，以构成本章的整体性。

麦克斯韦电磁场理论的精髓是“互生场”，即 $\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t}$ （和 $\nabla \times B = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial E}{\partial t}$ ），它表示空间某点的磁场变化在该点产生电场，与过去、未来无关，只与此时刻、此地点的场强变化率有关。由于图 1-43 是圆对称的，所以在圆柱坐标上表示为

$$\left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial E_\varphi}{\partial z}\right)_{a_\varphi} + \left(\frac{\partial E_\rho}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial \rho}\right)_{a_\rho} + \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial(\rho E_\varphi)}{\partial \rho} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial E_\rho}{\partial \varphi}\right)_{a_z} = -\frac{\partial(-B)}{\partial t} a_z \quad (2-17)$$

由于 $E_z = 0$ ， $E_\rho = 0$ ，而且在加速器中 $\frac{\partial E_\varphi}{\partial z} = 0$ ，于是上式成为

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial(\rho E_\varphi)}{\partial \rho} = \frac{\partial B}{\partial t} \quad (2-18)$$

$$\frac{\partial(\rho E_\varphi)}{\partial \rho} = \frac{\partial B}{\partial t} \rho \quad (2-19)$$

$$\rho E_\varphi = \frac{\rho^2}{2} \frac{\partial B}{\partial t} + k_0 \quad (2-20)$$

解边界条件：当 $\rho = 0$ 时，有 $E_\varphi = 0$ ，则 $k_0 = 0$ ，于是上式成为

$$E_\varphi = \frac{\rho}{2} \frac{\partial B}{\partial t} \quad (2-21)$$

所以，在 $\rho = R$ 的真空环上的电场是

$$E_\varphi = \frac{R}{2} \frac{\partial B}{\partial t} \quad (2-22)$$

式中 E_φ 是按旋度方程求解的真空环上的电场， B 是真空环上的磁场， R 是整个圆面半径。此式表明：真空环上 P 点的磁场 $B(P)$ 发生变化，在该 P 点产生了电场 $E_\varphi(P)$ 。注意到 $\frac{\partial B}{\partial t}$ 常数，则 E_φ 是非时变的。电场力 eE_φ 恰是切向方向，用作加速电子。法向力即向心力仍为洛仑兹磁场力 eVB ，于是运用牛顿第二定律，便有

$$eE_\varphi = m \frac{dV}{dt} \quad (2-23)$$

$$eVB = m \frac{V^2}{R} \quad (2-24)$$

联解式 (2-22)、(2-23) 和 (2-24)，得到

$$\frac{dB}{dt} = \frac{1}{2} \frac{\partial B}{\partial t} \quad (2-25)$$

即

$$B = \frac{1}{2} B \quad (2-26)$$

显然，此式不成立。这正是本章要达到的目的。无论如何，如果使用麦克斯韦旋度方程 $\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t}$ 的本意来设计电子感应加速器，必然存在无法弥补的缺陷。因为式 (2-23) 不成立。因此说，电子感应加速器真空环中的时变磁场却无法使用旋度理论而得到加速电场。

2.5.2 真空位移电流产生磁场

设长为 $2l$ 的位移电流，即，在图 2-1 中电容板间的距离是 $2l$ ，按照麦克斯韦电磁场理论，此 I_D 将产生磁场，那么在柱坐标中表示，就是^[4]：

$$\mathbf{H}(P) = \frac{B(P)}{\mu_0} = \frac{I_D}{4\pi\rho} \left[\frac{z+l}{\sqrt{\rho^2 + (z+l)^2}} - \frac{z-l}{\sqrt{\rho^2 + (z-l)^2}} \right] \mathbf{e}_\phi \quad (2-27)$$

式中 P 是自由空间某一点， \mathbf{e}_ϕ 是柱坐标上的单位矢量。式 (2-27) 是按照安培定律计算出来的。因为麦克斯韦对安培环路定律进行旋度化改造，我们就来看看改造结果如何。注意，按照麦克斯韦旋度理论，时变电场产生磁场，那么因 $E(t) = k_0 t$ 是时变的，其计算式就成为：

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{H}(P) &= \frac{I_D}{4\pi} \left\{ \frac{\rho}{[\rho^2 + (z+l)^2]^{\frac{3}{2}}} - \frac{\rho}{[\rho^2 + (z-l)^2]^{\frac{3}{2}}} \right\} \mathbf{e}_\rho \\ &\quad - \frac{I_D}{4\pi} \left\{ \frac{z+l}{[\rho^2 + (z+l)^2]^{\frac{3}{2}}} - \frac{z-l}{[\rho^2 + (z-l)^2]^{\frac{3}{2}}} \right\} \mathbf{e}_z \\ &\neq \mathbf{J}_D \end{aligned} \quad (2-28)$$

这是旋度的结果。结合图 2-1 并参见式 (2-28)，不难发现，至少说旋度方程在计算上自相矛盾。注意： $E(t) = k_0 t$ 是时变的，照麦克斯韦的说法，时变电场产生旋涡磁场，但是式 (2-28)

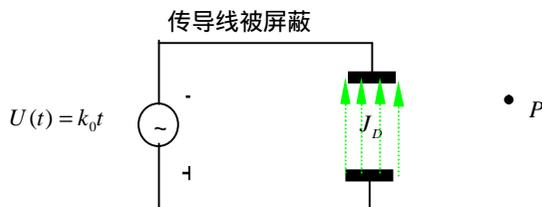


图 2-1 位移电流在 P 上产生的磁场

与其自身的 $\nabla \times \mathbf{H}(P) = \mathbf{J}_D$ 不符，究其原因，参见 3.2 节，是麦克斯韦在改造安培环路定律的过程中未注意到斯托克斯公式的使用条件。

另一种计算是，你也可以设电容中的时变电场按照正余弦规律变化，即把 $I_D dl$ 带入目前旋度理论计算的 (2-1) 式中 ($I_D dl$ 替换 $I dl$)，得到 (2-3) 式之结论，但是这与式 (2-28) 不一致。其实更恼火的事情是，麦克斯韦认为传导电流与真空位移电流是连续的， $I = I_D$ 。这意味着电容短路了，无电荷积累，它与客观事实不符。

2.5.3 变磁场不产生电场

现在有一线性时变电场，分布在圆面上如图 2-1 所示 (它实际上是目前电子感应加速器的线性时变磁场分布)，真空环上的时变磁场为 $B_1(t) = k_1 t$ ，内圆面上的时变磁场为 $B_2(t) = k_2 t$ ，在电子感应加速器的设计中需求解真空环上 P 点的电场强度。

如果按照麦克斯韦电磁场理论 (在空间某一点的磁状态发生改变，则在该点产生旋涡电场，它与历史无关，故称为“无源论”) 来计算，即，使用方程 $\nabla \times E = \frac{\partial B_1(t)}{\partial t} = k_1$ 来计算，于是在柱坐标上有：

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial(\rho E_\phi)}{\partial \rho} = \frac{\partial B_1}{\partial t} = k_1 \quad (2-29)$$

积分得到

$$(\rho E_\phi) = \frac{\rho^2}{2} k_1 + k_0 \quad (2-30)$$

式中 ρ 是圆心到真空环上某一点的距离， k_0 是待定常数，解边界条件：当 $\rho = 0$ 时，方程两边应该等于零，于是常数 $k_0 = 0$ 。那么真空环上的电场强度是

$$E_\phi = \frac{\rho}{2} \frac{\partial B_1}{\partial t} = \frac{\rho}{2} k_1 \quad (2-31)$$

从式 (2-31) 可看出：当 ρ 越大，则 E_ϕ 越大，显然：一方面与他的感生场本意 (空间 P 点的磁场发生改变，将在 P 点产生电场，与其它无关) 自相矛盾，另一方面与电子感应加速器不符。可见感生中的旋度场在计算上也存在问题。幸好人们在电子感应加速器设计中，没有使用麦克斯韦的旋度方程，值得庆幸。谁使用了旋度场理论？没有人！比较图 3-8 与图 3-9 更明白。

本小节指出了旋度场理论在计算中存在的问题，也许有的人会说，电磁场理论在其他工程应用中没什么问题。其实，在我看来，只要运用麦克斯韦理论的任何工程应用中都或多或少地存在一些破绽，只不过您未推敲罢了。可以说，目前微波工程应用只是一种近似值，主要取决于微波工程师的经验和复杂的调试过程。它还不是理论值。例如，在工程计算中可视为 $3.605 \approx 3.6$ ，但在理论计算中却是 $3.605 \neq 3.6$ ，这就是工程与理论之间的差别，也是错误和真理之间的差别。换句话说，麦克斯韦理论在工程中只是一种粗略的估计，究其理论本身是存在缺陷的、甚至是错吴的。打比方说，我们用两个曲线来比方麦克斯韦理论与真理之间的关系，如图 2-13 所示。虚线代表麦克斯韦理论，实线代表真理，在某些工程应用中经过微波工程的调试，似乎麦克斯韦理论接近真理，但在某些工程应用中麦克斯韦理论远离真理。

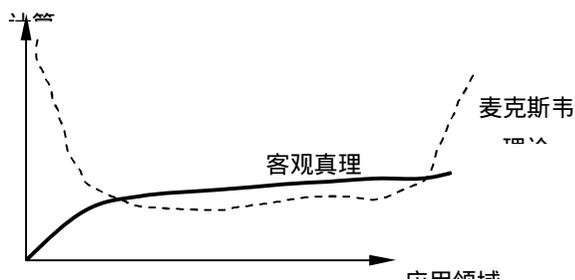
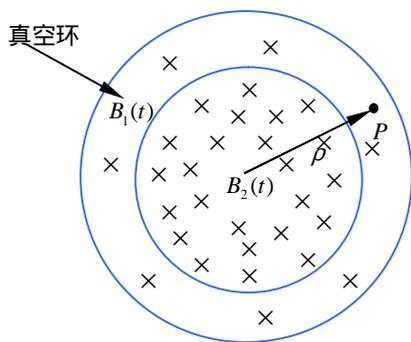


图 6.43 真空环中的时变磁场

图 6.44 麦克斯韦理论与客观真理的对比图

关键问题是，麦克斯韦预言到了电波的存在，但他的物理本质和数学模型错了。例如电子感应加速器真空环中的时变磁场却无法使用旋度理论而得到加速电场，原点处线性时变 $I_D dl$ ，在自由空间 P 点并不满足 $\nabla \times \mathbf{H}(P) = \mathbf{J}_D$ 。更重要的是，大多数工程应用，如前面几章节所论述的那样，虽然人们举着麦克斯韦理论的旗帜，却未真正使用旋度场理论。也许有的人士要问：电波收发是怎么一回事？关于这个问题，请参见第四章。

旋度场方程是前辈麦克斯韦理论的精髓。麦克斯韦的想象力很丰富，他认为电既不是点也不是面或体，而是以太在电动力扭拉下形成电位移，于是传导电流等于位移电流并向以太空间传播，从而他第一个预言到电磁波的存在，促使了赫兹实验早日进行，这在当时物理学研究的历史局限下，在没有诞生金属电子理论的认识环境下和以太风流行的环境下，诞生了旋度方程，其理论是否正确，有待我们进一步考察。请参见第三章。

遗憾的是，百年来，专家学者总是用麦克斯韦的旋度场理论在学术文章中旋来旋去，显得很有学问。而实际上是缺乏物理概念和物理过程的深究。

本章结论是：由以上分析可知，麦克斯韦的互生场理论无法解释电波的辐射、传输、接收及波束形成的物理过程。也就是说：自由空间的电波之辐射、传输、接收和波束形成都不是麦克斯韦旋度场理论所为。而是广义洛仑兹磁力以及经典的几何光学法、斯耐尔定理、惠更斯原理和菲涅耳原理的各自应用。