

走向统一的自然力

电力与磁力的统一（Ⅲ）

厉光烈 张晓芳

3. 电磁统一

19世纪60年代中期，麦克斯韦在总结前人工作的基础上，连续发表了3篇论文：《论法拉第力线》、《论物理力线》和《电磁场的动力学理论》。一方面，他在法拉第发现的电磁感应现象的基础上提出了“变化的磁场产生涡旋电场”；另一方面，他创造性地引入“位移电流”代替安培环路定理中的稳恒“传导电流”来描述“变化的电场产生涡旋磁场”，从而建立了完整的电磁场理论。1887年，赫兹通过一系列实验发现了麦克斯韦预言存在的电磁波，并证实了光与电磁波的同源性，为麦克斯韦电磁场理论提供了有力的实验验证。

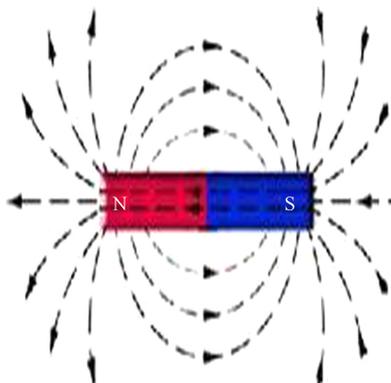
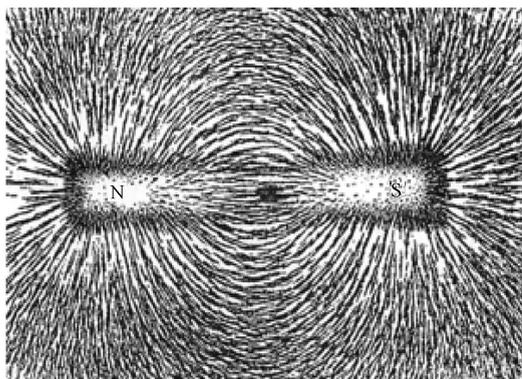
法拉第力线

库仑定律和安培定律，与牛顿的万有引力定律一样，都是平方反比定律，这自然使人联想到：电力和磁力与引力一样，都是超距作用，都不要通过媒介传递。但是，法拉第不这样认

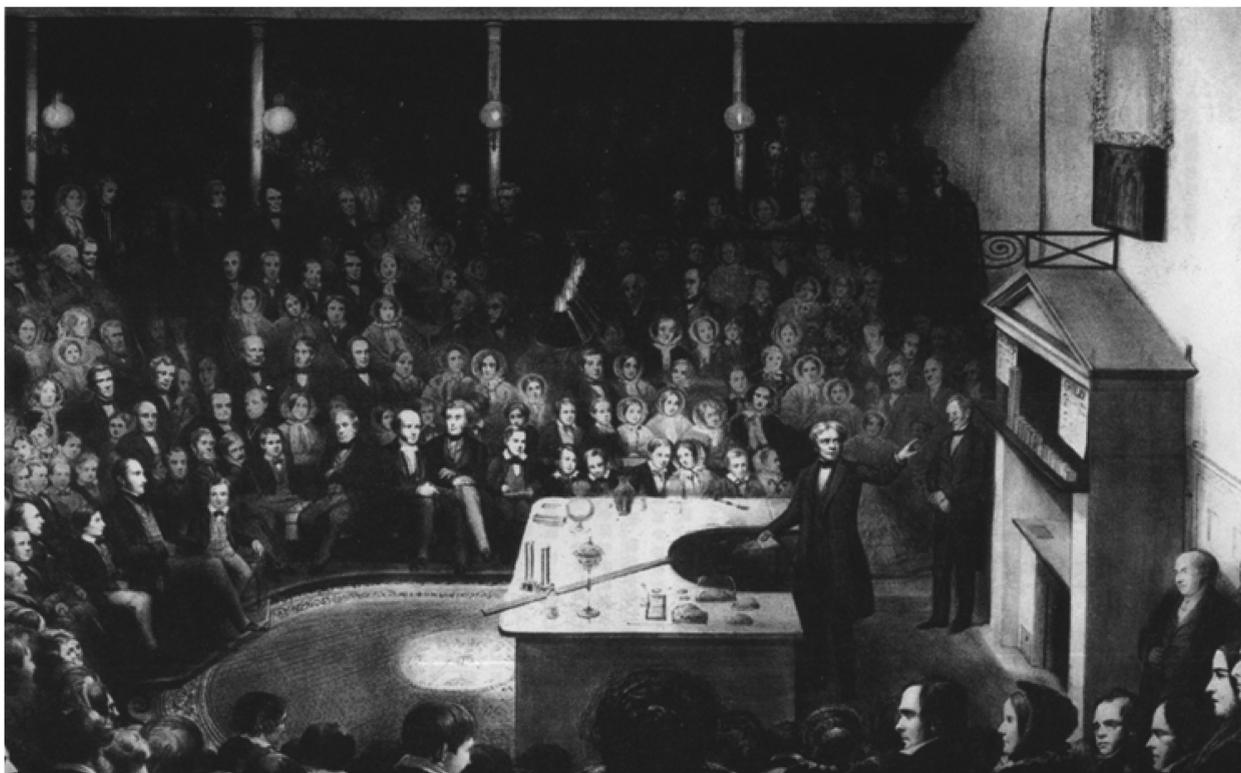
为，早在1832年，他就在一份手稿中指出，任何电或磁的作用都必须通过中间媒介来传递，并猜想：电力和磁力是通过振动来传播的，其速度是有限的。他还认为，在每一个带电体或磁化体周围都充满着电力线或磁力线，这些力线连接着相反的电荷或磁极。为了证实自己的想法，他设计了如下实验：将一张撒了铁屑的纸覆盖在一根磁棒上并轻轻地敲击，结果这些磁化了的铁屑便在磁极之间排列成规则的曲线，即磁力线，后来人们称其为“法拉第力线”。1851年，法拉第发表《论磁力线》一文，运用磁力线概念成功地描述了电磁感应定律：“无论导线是垂直地还是倾斜地跨过磁力线，也无论它是沿着这一方向或那一方向，该导线都把所跨

过的力线所示的力汇总起来”使“形成电流的力正比于所切割的力线数”。

通过实验，法拉第还发现：电力和磁力跟带电体或磁化体之间的媒介有关，在不同媒介中进行同样的实验，作用力并不相同。通过想象和类比，法拉第终于相信带电体或磁化体周围的空间里存在着我们现在称之为场的物质。于是他设想，电磁作用是如此实现的：首先，带电体或磁化体使它附近的场发生应变。然后，这部分发生了应变的场对邻近的场再发生作用，使它也发生应变，依此类推，一直达到另一个带电体或磁化体。由于这种应力是通过场中各点渐近传递的，因此不可能是即时作用或超距作用。上述力线正好使法拉第“看见”了



磁力线及其示意图



1852年12月27日，法拉第在皇家研究院讲授电学，大英帝国的阿尔伯特王子和维多利亚女王的丈夫出席听讲

这种场，因此他认为这些力线具有实在的物理意义，并用电力线和磁力线的图形来形象地表示带电体和磁化体周围的场：场源不变时，力线图不变；场源运动或变化时，力线也随之发生变化。对此，爱因斯坦曾做出高度评价，称法拉第是“具有科学想象力的非凡天才”。应用上述观念，法拉第成功地描述了包括电磁感应现象在内的电场和磁场的许多性质。应当指出：在电磁理论的早期术语中，“力线”一词，实际上指的就是“场”，而“场”的引入，对力的认识和描述是一个飞跃，在自然力走向统一的过程中具有里程碑意义。

出生于法拉第发现电磁感应现象那一年的麦克斯韦在谈到“法拉第力线”时说：“法拉第

实验所提供的存在力线的美妙例子，促使我相信力线是某种实际存在的东西。”1855年，他在英国剑桥哲学学会上宣读了一篇长达七八十页的论文。在这篇文章中，他充分发挥了法拉第的思想，认为电荷之间或电流之间的作用是通过场来传递的。由于这些场的基本场量与处在场里的点电荷或电流元所受到的力是相联系的，而力是一个矢量，因此他所要处理的是一种矢量场。当时连续介质力学已有相当发展，许多物理学家和数学家引进“流速场”来研究流体力学，鉴于电（磁）场和流速场都是矢量场，麦克斯韦将它们作了类比：把电（磁）场强度比作流速；把电（磁）力线比作流线，并采用通量、环流、散度和旋度等具有明确定义的数

学量来描述电场和磁场在空间中的变化情况，建立了静电场、静磁场和感应电场的基本方程。这样，麦克斯韦采用矢量分析方法阐明了法拉第力线的意义，为法拉第关于场的描述提供了数学基础。

电场与磁场

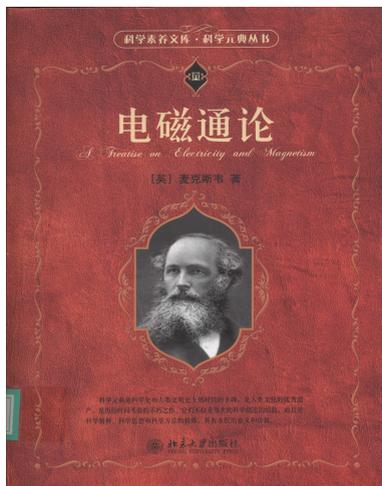
现在我们就来看看麦克斯韦是如何运用矢量分析方法对“法拉第力线”，或者说电场与磁场，进行定量表述的。

首先，我们来建立静电场的基本方程。

先看点电荷所产生的静电场。为了得到点电荷 Q 周围的电场分布，我们将检验电荷 q_0 放到空间各点去进行测量。若取点电荷 Q 所在位置为坐标原点，则由库仑定律可以推知，放在 \mathbf{r} 处的



带有麦克斯韦签字的照片



麦克斯韦所著《电磁通论》中译本



麦克斯韦与妻子凯瑟琳在一起的照片

检验电荷 q_0 所受到的作用力为

$$\mathbf{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q\mathbf{r}}{r^3} q_0 \quad (1)$$

此力显然正比于 q_0 。如果将 q_0 除 \mathbf{F} ，便可得一个与检验电荷电量无关的量：

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{F}}{q_0} \quad (2)$$

它就是前面提到的电场强度，是电场的基本场量。这样，在点电荷 Q 所产生的电场中 \mathbf{r} 处的电场强度为

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q\mathbf{r}}{r^3} \quad (3)$$

在一般情况下，场源不会是点电荷，而是具有一定电荷分布的带电体。假定该带电体电荷分布密度为 $\rho(\mathbf{r})$ ，那么，根据“场的叠加原理”，在它所产生的电场中 \mathbf{r} 处的电场强度可写作

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho(\mathbf{r}')(\mathbf{r}-\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^3} dV' \quad (4)$$

其中积分遍及带电体的全部电荷分布区域。

虽然 (4) 式可以给出任何

电荷分布的场，但是研究电场最重要的不是知道各种具体的电荷分布所产生的场，而是要知道电场随着空间和时间变化所遵循的规律，也就是运动方程。下面，我们就来建立静电场的基本方程。

前面提到，麦克斯韦是通过将电场与连续介质力学中的流速场作类比来建立静电场基本方程的。在连续介质力学中，流速场随着空间的变化规律需要用两个量来描述：一个是标量，称为该矢量场的“散度”；另一个是矢量，称为该矢量场的“旋度”。应用到静电场，所谓场中某点的“散度”，指的就是电力线在该点“发散”或“会聚”的疏密程度，数学上用微分算符 ∇ 与电场强度 \mathbf{E} 的标积 $\nabla \cdot \mathbf{E}$ 来表示，其定义为

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} \quad (5)$$

将 (4) 式代入，便得

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \rho(\mathbf{r}') \nabla \cdot \frac{(\mathbf{r}-\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^3} dV' \\ &= \frac{\rho(\mathbf{r})}{\epsilon_0} \quad (6) \end{aligned}$$

称为高斯定律。它给出电场散度与源电荷分布之间的关系，是静电场的第一个基本方程。显见，电场中某点的散度与该处电荷密度成正比，也就是说，场中电荷密度 $\rho(\mathbf{r})$ 不为 0 的地点将会有电力线从该点发散 (若 $\rho > 0$)，或者向该点会聚 (若 $\rho < 0$)，而且电荷密度越大发散或会聚的电力线越密。应当指出：(6) 式是一个微分方程，它涉及的是空间同一点上的物理量之间的关系。我们还可以得到与这个方程相应的“积分形式”。为此，在 (6) 式等号两边取对某一体积 V 的积分，并考虑到 $\nabla \cdot \mathbf{E}$ 的定义，便可得到

$$\begin{aligned} \int_V \nabla \cdot \mathbf{E} dV &= \oint_S \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} \\ &= \frac{1}{\epsilon_0} \int_V \rho(\mathbf{r}) dV \quad (7) \end{aligned}$$

它表示静电场散度的体积分与包围该体积的闭合面上场的通量相等。静电场的第二个基本方程是有关旋度的方程，所谓电场中某点的“旋度”，指的是在该点的“涡

旋程度”，数学上用微分算符 ∇ 与电场强度 \mathbf{E} 的矢积 $\nabla \times \mathbf{E}$ 来表示，其定义为

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} = & \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) \mathbf{e}_x \\ & + \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \mathbf{e}_y \\ & + \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \mathbf{e}_y \quad (8) \end{aligned}$$

将(4)式代入，可得

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad (9)$$

这就是静电场的第二个基本方程，它表示静电场是一种“无旋场”，或者说，静电场中任何一点都不会出现电力线呈涡旋形状的情况。同样，对(9)式取面积分，并考虑到 $\nabla \times \mathbf{E}$ 的定义，便可得到与之相应的积分形式：

$$\int_S (\nabla \times \mathbf{E}) \cdot d\mathbf{S} = \oint_l \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = 0 \quad (10)$$

它表示静电场旋度在面 S 上的通量等于这个场沿围绕该面的闭合曲线 l 上的环流。

接着，我们来建立静磁场的基本方程。

静磁场是一种对电流能够产生侧向作用力的场：第一个电流元在其周围产生一个磁场，第二个电流元则“浸没”在这个磁场中，因而将受到该磁场的作用力，反之亦然。根据安培定律，在国际单位制中，这个力可表示为

$$d\mathbf{f} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I_2 d\mathbf{l} \times (I_1 d\mathbf{l} \times \mathbf{r}_{12})}{r_{12}^3} \quad (11)$$

按照上述场作用的观点，可将上式改写为

$$d\mathbf{f} = I d\mathbf{l} \times d\mathbf{B} \quad (12)$$

式中 $d\mathbf{B}$ 代表一个电流元所产生的

磁场：

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I d\mathbf{l} \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dV' \quad (13)$$

在一般情况下，场源可能是“体电流”而不是“线电流”，引入“电流密度” \mathbf{j} ，并作代换：

$I d\mathbf{l} \rightarrow \mathbf{j} dV'$ ，再借助于场的叠加原理，便可得到有限电流分布所产生的磁场：

$$\mathbf{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\mathbf{j} \times (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dV' \quad (14)$$

此即毕奥-萨伐尔-拉普拉斯公式。

与静电场类似，静磁场也是矢量场，因此，静磁场也有两个基本方程：一个与磁场的散度有关；另一个与磁场的旋度有关。先将散度算符“ ∇ ”作用于(14)式，利用矢量公式：

$$\mathbf{a} \cdot (\mathbf{b} \times \mathbf{c}) = -\mathbf{b} \cdot (\mathbf{a} \times \mathbf{c}) \quad (15)$$

经过矢量分析的适当运算，便可得到静磁场的第一个基本方程：

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (16)$$

这个结果表明，磁场是一个无散场，或者说磁场中任何一点都不存在磁力线的会聚或发散。将(16)式与静电场的第一个基本方程(6)式，即高斯定律，相比较，不难发现：与自由电荷相应的“自由磁荷”并不存在。因此，(16)式常被称为“磁学的高斯定律”，与之相应的积分形式为：

$$\oint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = 0 \quad (17)$$

再将旋度算符“ $\nabla \times$ ”作用于(14)式，利用矢量公式：

$$\mathbf{a} \times (\mathbf{b} \times \mathbf{c}) = \mathbf{b}(\mathbf{a} \cdot \mathbf{c}) - (\mathbf{b} \cdot \mathbf{a})\mathbf{c} \quad (18)$$

并经过矢量分析的适当运算，便

可得到静磁场或稳恒电流磁场的第二个基本方程：

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} \quad (19)$$

这个方程也称为安培定律，与之相应的积分形式为

$$\oint_l \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \mu_0 \int_S \mathbf{j} \cdot d\mathbf{S} = \mu_0 I \quad (20)$$

安培定律的微分形式(19)表明，磁场是一种有旋场，旋度的源就是电流密度 \mathbf{j} 。利用极限观念，这就是说，如果场空间中某点存在电流密度 \mathbf{j} ，则该点围绕着 \mathbf{j} 将出现磁力线的旋涡。而其积分形式(20)则表示，磁场沿一个闭合路径的积分不一定为零，例如，当这个闭合路径所围面积上有电流通过时，它就不为零。

最后，我们来建立感应电场的基本方程。

在上篇文章中，我们曾提到诺依曼给出的法拉第电磁感应定律：

$$\varepsilon = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (21)$$

这个公式左边的感应电动势就是单位电荷在感应电场中移动所做的功，因此与电场有关，而右边的磁通量当然与磁场有关。用场的语言，它可改写为

$$\oint_l \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{d}{dt} \int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} \quad (22)$$

考虑到与矢量场的环流相对应的微分量是它的旋度，可将上式左边表示为电场旋度的面积分，然后要求等号两边的被积函数相等，便可得到法拉第电磁感应定律的微分形式

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (23)$$

它就是感应电场的基本方程。(23)

式表示, 感应电场与静电场不同, 是有旋场, 磁感应强度 \mathbf{B} 的变化率 $\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$ 就是感应电场旋度的源。

空间中某处只要存在磁场的变化, 在该处就会出现力线呈涡旋状的感应电场。(22) 式是与 (23) 式相应的积分形式。

位移电流与麦克斯韦方程组

前面提到, (19) 和 (20) 两式只适用于静磁场或稳恒电流所产生的磁场。那么, 非稳恒电流所产生的磁场应该遵循什么样的运动方程呢? 为了解决这个问题, 麦克斯韦进行了 7 年的思索。1862 年, 他在英国《哲学杂志》上发表了有关电磁理论的第二篇论文《论物理力线》。在这篇论文中, 他引入位移电流的概念, 建立了非稳恒电流所产生的磁场应该遵循的运动方程。

现在我们就从 (20) 式出发来看看麦克斯韦是如何引入位移电流的。

以下图为例, (20) 式表明: 闭合回路 I 上的线积分 $\oint_l \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l}$ 只与通过该回路所围面积的电流有关, 而与以此回路为边界的面如何选取无关, 也就是说,

$$\begin{aligned} \oint_l \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} &= \mu_0 \int_{S_1} \mathbf{j} \cdot d\mathbf{S} \\ &= \mu_0 \int_{S_2} \mathbf{j} \cdot d\mathbf{S} \end{aligned} \quad (24)$$

这里 S_1 和 S_2 分别是以 I 为边界的圆面和“子弹头”面。在稳恒电流的情况, 即下图 (a), 电路中电流处处连续, 通过 S_1 和 S_2 的电流相同, 上式成立。但是, 在非稳恒电流的情况, 即下图 (b), 电路中包含一只正在充电的电容器 C , 这时 S_1 面上有电流通过, 而 S_2 面上没有电流通过, 上式显然不再成立, 也就是说, (20) 式不适用于非稳恒电流的情况。那么, 如何修改 (20) 式才能使其也适用于非稳恒电流所产生的磁场呢? 显见, 如果电容器两块极板之间也有电流通过, 而且其电流强度与通过 S_1 面的一样随时间变化, 那么 (22) 式便也能适用于非稳恒电流的情况。因此, 麦克斯韦想, 电容器两块极板之间虽然没有电流通过, 但是, 当电容器充电时, 极板上的电荷不断增加, 因此两块极板之间的空间中存在着指向右边的不断增强的电场, 也就是说, S_2 面上虽然没有电流通过, 但却存在着“变化的电通

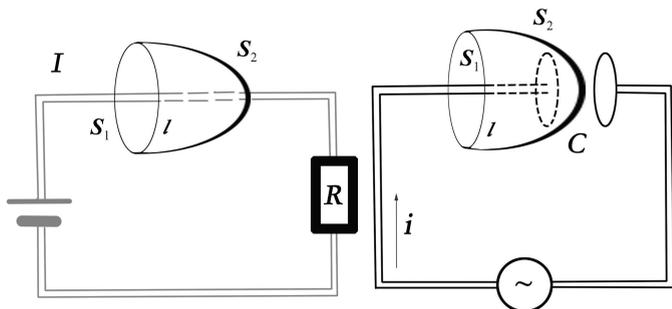
量”。于是他指出, 如果认为磁场不仅可由电流激发, 也可由变化的电场激发, 那么上述问题便不难解决。根据这种想法, 他将安培定律加以推广使其适用于非稳恒电流的情况。具体地说, 就是在原来的安培定律的等式右边添加与电场变化有关的项:

$$\begin{aligned} \oint_l \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} &= \mu_0 \int_S \mathbf{j} \cdot d\mathbf{S} \\ &+ \mu_0 \varepsilon_0 \frac{d}{dt} \int_S \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} \\ &= \mu_0 I + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt} \end{aligned} \quad (25)$$

这便是“推广的安培定律”, 式中等号右边第一项中 $I = \int \mathbf{j} \cdot d\mathbf{S}$ 就是由于电荷移动所产生的电流, 我们称其为“传导电流”; 第二项中 $\Phi_E = \int \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S}$ 为电通量, 这一项反映了电场变化能产生磁场这一新观念, 因为 $\varepsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt}$ 具有电流强度的量纲, 所以麦克斯韦将其称为“位移电流”。其实, 位移电流并不与任何电荷移动相联系, 它只是电通量变化率的一个“代名词”。顺便指出, 真空中也可以存在位移电流。显然, 与 (25) 式相应的微分形式应为:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (26)$$

至此, 作为麦克斯韦电磁理论大厦的两个支柱便树立了起来: 一个是“磁场变化产生电场”, 这个观念是 1831 年由法拉第和亨利等人建立的; 另一个就是“电场变化产生磁场”, 是麦克斯韦在 1862 年发表的“论物理力线”一文中确立的。于是, 变化的电场产生磁场; 变化的磁场



(a) 穿过 I 为边线的曲面 S_1, S_2 的稳恒电流相同

(b) 穿过 I 为边线的曲面 S_1, S_2 的传导电流不同

产生电场，在“变化”的情况下，电场和磁场密切不可分割，两者互为因果，形成统一的整体——电磁场。1864年，麦克斯韦在英国皇家学会上宣读了他的著名论文《电磁场的动力学理论》。在这篇文章中，他总结了前人和他自己关于电磁理论方面的研究成果，成功地统一了电磁现象，建立了描述电磁场运动规律的麦克斯韦方程组：

微分形式

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \rho / \varepsilon_0$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$$

积分形式

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = \frac{1}{\varepsilon_0} \int \rho dV$$

$$\oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{d}{dt} \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}$$

$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = 0$$

$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \mu_0 \int \mathbf{j} \cdot d\mathbf{S} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{d}{dt} \int \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} \quad (27)$$

并预言存在电磁波，以及光也是一种电磁波。顺便指出，是法拉第首先发现了偏振光会受磁场影响，从而实验证明了光的电磁性。

电磁波的预言及赫兹的实验验证

鉴于麦克斯韦方程组所描述的是电磁场存在的整个空间，因此求解起来比较复杂。人们发现，引入“电磁势”，便可使其转化为易于求解的波动方程。

实际上，早在18世纪末、

19世纪初，就有数学物理学家把牛顿力学中关于势的理论移植到静电学和静磁学，他们一方面引进标势 φ 来描述静电场，并规定标势梯度的负值为电场强度：

$$\mathbf{E} = -\nabla\varphi \quad (28)$$

另一方面又引进矢势 \mathbf{A} 来描述静磁场，并规定其旋度为磁感应强度：

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (29)$$

这样，讨论静电学和静磁学的问题就转化为求解 φ 和 \mathbf{A} 所满足的微分方程，而这些方程，例如泊松方程、拉普拉斯方程等，当时在数学上已进行过相当充分的研究。

这种势的理论同样可应用于非稳恒电磁场的情况，只是需要引进一组作为整体的电磁势（ φ ， \mathbf{A} ）来代替前面独立地引进标势 φ 和矢势 \mathbf{A} 。这时，电磁场中的电场 \mathbf{E} 和磁场 \mathbf{B} 与电磁势的关系是

$$\mathbf{E} = -\nabla\varphi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (30)$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$$

将它们代入麦克斯韦方程组，便可得到关于 φ 和 \mathbf{A} 的相互独立的二阶微分方程：

$$\nabla^2 \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -\rho / \varepsilon_0$$

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\mu_0 \mathbf{j} \quad (31)$$

其中符号“ ∇^2 ”称为“拉普拉斯算符”，它在直角坐标系中的具体形式为

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (32)$$

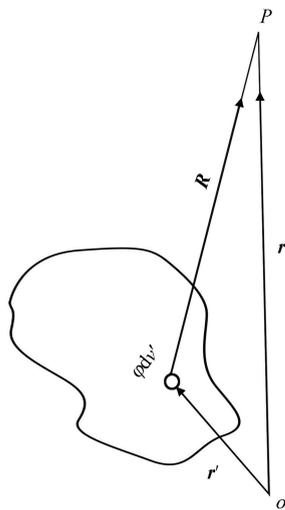
参数 $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$ ，具有速度量纲。

现在，求解麦克斯韦方程组的问题就转化为求解关于电磁势 φ 和 \mathbf{A} 的上述波动方程，而这类方程的求解在数学和力学中早有充分的研究，这里我们不加证明地直接给出它们的解：

$$\varphi(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \int \frac{\rho\left(\mathbf{r}', t - \frac{R}{c}\right)}{R} dV'$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\mathbf{j}\left(\mathbf{r}', t - \frac{R}{c}\right)}{R} dV' \quad (33)$$

细心的读者一定会注意到，在(33)式中 ρ 和 \mathbf{j} 的时间自变量 $t - \frac{R}{c}$ 与 φ 和 \mathbf{A} 的时间自变量 t 不一样。为了说明这究竟意味着什么，让我们来看下图：图中 P 点处 t 时刻的场 φ 和 \mathbf{A} 与 $t - \frac{R}{c}$ 时刻的源 ρ 和 \mathbf{j} 相联系，也就是说，场的变化相对于源的变化



位于 r' 处的源所发出的电磁波传到 P 点所需时间为 R/c

“推迟”了 $\frac{R}{c}$ 秒。为什么会推迟呢？一种很自然的解释就是源的扰动不是以无限大速度传播的，所以从源点发出的电磁扰动传到场点 P 需要一定的时间，而且从图中可以看出， $R=|r-r'|$ 是源点和场点之间的距离，那么 c 就应当是电磁扰动或电磁波在真空中传播的速度。利用 $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$ ，并将 $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ 库²/牛·米² 和 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ 牛·米²/安² 代入，便可得到 $c = 3 \times 10^8$ 米/秒。这恰好就是光在真空中传播的速度！于是，麦克斯韦认为：“电磁波的这一速度与光速如此接近，看来我们有充分理由断定光本身（以及热辐射和其他形式的辐射）是以波动形式按电磁波的规律传播的一种电磁振动。”这正是麦克斯韦电磁理论最精彩的部分。

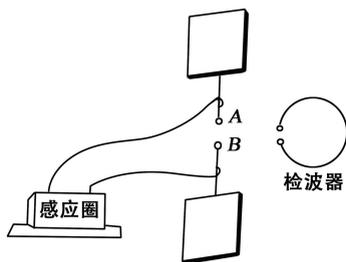
20 多年后，德国卡勒休高级技术学校实验物理教授赫兹 (H.Hertz, 1857 ~ 1894) 实验证实了麦克斯韦所预言的电磁波的存在。



赫兹

在。传说，1878 年夏季，柏林大学物理教授赫姆霍兹向他的学生们提出一个竞赛题目，要他们用实验方法来验证麦克斯韦电磁理论。赫兹就是当时在座的学生之一，从此他便开始了这项课题的研究。1886 年 10 月，赫兹在做放电实验时偶然发现近旁的一个线圈也在发出火花，这使他立即敏锐地觉察到，或许这就是他所要寻找的电磁共振。一个月之后，他终于得到了“在两个振荡电路之间会引起共振现象”的结论。

赫兹的实验是这样安排的：他用一只感应圈与两根金属杆连成一个回路，如下图所示，每根杆的一端有一块金属板，另一端有一个小金属球。赫兹设计的这个装置实际上就是一个开口的 LC 振荡回路。感应圈现在既是一只电感器，即具有电感 L ，又是一只电源，向回路提供高频高压电动势；两根带有金属板和小球的金属杆则构成一只开口的电容器，即具有电容 C 。于是，回路中的振荡电流会在电容器的两块极板“之间”产生交变电场，变化电场产生磁场；变化磁场产生电场，因此形成统一的电磁场。

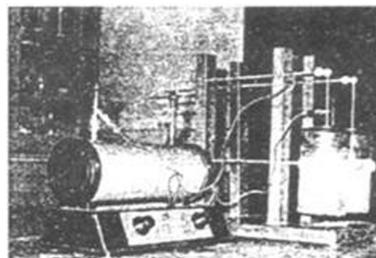


赫兹实验示意图

这种电磁场以波动形式向外传播，就是电磁波。与此同时，由于感应圈产生的电压很高，在两个金属球 A 和 B 之间会形成火花放电。

为了进一步探测电磁波的存在，赫兹在上述装置附近再放置一个有间隙的金属圆环。他发现，当金属球 A 、 B 之间有火花时，金属圆环间隙里也会有火花发生。赫兹正是通过火花的发生，证实了 20 多年前麦克斯韦所预言的电磁波的存在。图中左边的两个金属球就是电磁波的“发送器”，它们之间的火花放电表明金属杆内有高频振荡电流，正在向四周发射电磁波；而金属圆环间隙里的火花则显示出它已经接收到这种电磁波，所以它就是电磁波的“接收器”。实际上，赫兹实验中的“发送器”就是最早的天线；而接收器则是最早的“检波器”。赫兹把他的重要发现总结在“论绝缘体中的电过程所引起的感应现象”一文中，并把这篇重要论文于 1887 年 11 月 5 日首先寄给他的老师赫姆霍兹。

接着，赫兹又成功地做了一系列实验，证实了电磁波的反射、



赫兹实验



人类进入信息化时代

折射、衍射和干涉等性质，测量了电磁波的波长和速度。他发现电磁波的速度和光的速度相同，从而验证了麦克斯韦有关光是一种电磁波的预言。1888年1月，赫兹将这些重要成果总结在题为《论动力学效应的传播速度》的论文中。

赫兹的发现不仅验证了麦克斯韦电磁理论，而且也为人类利用电磁波奠定了基础。随着无线电通信等各种各样电子技术的发明，特别是电脑和电视等电器走进千家万户，人们的生活质量大大提高，人类开始进入信息化的新时代。

（厉光烈，中国科学院高能物理研究所 100049；张晓芳，江苏省宿迁中学 223800）



科苑快讯

传染病不会影响蚁巢的正常运转

严重的流感疫情使学校和办公室空无一人，社会生产陷入瘫痪。但是当蚂蚁感染绦虫后，整个巢穴却仍然生机勃勃。一种学名叫做 *Temnothorax nylanderi* 的微小蚂蚁生活在欧洲森林的橡树种子中，数量最多可达 200 只。寄生虫卵可能通过啄木鸟的排泄物进入巢穴，蚂蚁会收集这些卵并喂食幼蚁。食用虫卵受到感染的幼蚁成年后体型偏小、体色发黄，而不像正常成年蚂蚁那样呈

褐色（如图）。

研究者发现多达 1/3 的蚁巢被感染，他们本来预计这些蚁巢将走向衰败。但是通过对比研究野外收集后放置于玻璃容器中的病蚁和健康蚁，研究者发现病蚁并不承担本职工作：它们很少外出，大部分时间都在巢内游荡或向健康蚁乞食。整个蚁群的运转丝毫不受传染病的影响，研究者已将论文发表于《美国博物学家》（*The American Naturalist*）杂志。

尽管蚂蚁素有勤劳的美称，但是还有相当多的蚂蚁看起来无所事事、游手好闲。这意味着存在一群工蚁作为缓冲，以弥补病



蚁的工作空缺。不过通过检查从野外带回的蚁穴，研究者发现：受感染的蚁穴比正常蚁穴产生了更多的雄蚁，这可能是由于雄蚁更可能迁出巢穴，从而离开当地绦虫的感染范围。

（高凌云编译自 2012 年 9 月 21 日 www.sciencemag.org）