

第八周

第17章 电磁感应 § 17. 10

第18章 麦克斯韦方程·电磁波

§ 18. 1, § 18. 2, § 18. 3(一般了解),
§ 18. 4(一般了解)

第20章 光的干涉

§ 20. 1, § 20. 2, § 20. 3, § 20. 4

作业: P339 18-2, 18-3, 18-4, 18-5 *

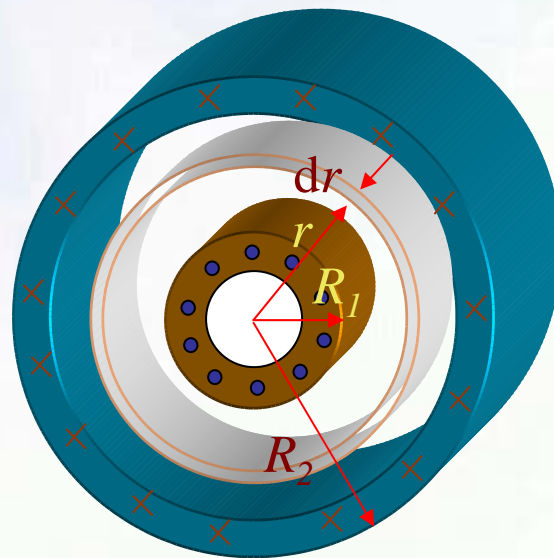
* P372 20-1

例题11:

一根很长的同轴电缆，由半径为 R_1 的圆柱筒与半径为 R_2 的同心圆柱筒组成，电缆中央的圆柱筒上载有稳定电流 I ，再经外层导体返回形成闭合回路。试计算：（1）长为 l 的一段电缆内的磁场中所储藏的能量；（2）该段电缆的自感。

解：（1）由安培环路定理可知，在内外圆柱筒间的区域内离轴线距离为 r 处的磁感应强度为：

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}$$



在外圆柱筒外面 $B=0$ ，在内圆柱筒的内部 $B=0$ 。则在两圆柱筒中间区域离轴线距离为 r 的磁能密度为：

$$\omega_m = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0} = \frac{\mu_0 I^2}{8\pi^2 r^2}$$

在半径为 r 与 $r+dr$ ，长 l 的圆柱壳空间之内的磁能：

$$dW_m = \omega_m dV = \frac{\mu_0 I^2}{8\pi^2 r^2} 2\pi r dr l = \frac{\mu_0 I^2 l}{4\pi} \frac{dr}{r}$$

对上式积分可得储藏在内外筒间空间内的总磁能：

$$W_m = \iiint_V \omega_m dV = \frac{\mu_0 I^2 l}{4\pi} \int_{R_1}^{R_2} \frac{dr}{r} = \frac{\mu_0 I^2 l}{4\pi} \ln \frac{R_2}{R_1}$$

(2) 由磁能公式 $W_m = 1/2 LI^2$ 可求出长为 l 的同轴电缆的自感为：

$$L = \frac{2W_m}{I^2} = \frac{\mu_0 l}{2\pi} \ln \frac{R_2}{R_1}$$

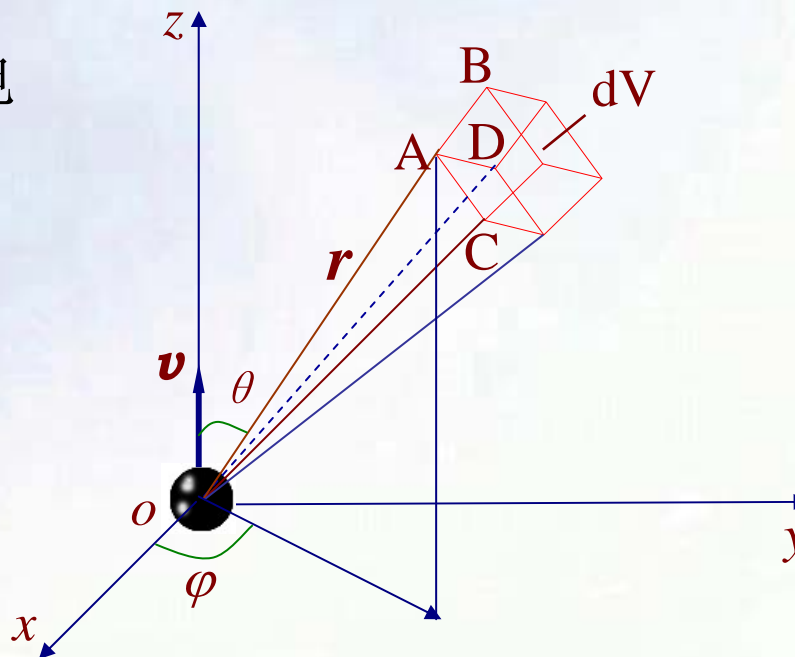
所得的结果和例题8完全相同。

例题12:

设电子是一个半径为 R 的小球，并假定电荷均匀分布于其表面，当电子以速度 v ($v \ll c$) 运动时，在电子周围无限大空间内建立电磁场。试计算电磁场中的总磁能？

解： 因为 $v \ll c$ ，所以离电子瞬时位置 r 处的磁感应强度是：

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{ev \sin \theta}{r^2}$$



设电子沿Z轴运动，为简便计，改用如图所示的球面坐标。则离电子瞬时位置 \mathbf{r} 处的体积元 dV 为

$$dV = AC \cdot AD \cdot AB = r^2 \sin \theta dr d\theta d\varphi$$

由图可知，式中：

$$AC = r d\theta; AD = r \sin \theta d\varphi; AB = dr$$

在该体积元中的磁能为：

$$dW_m = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0} r^2 \sin \theta dr d\theta d\varphi$$

对上式求除电子本身体积外的全部空间积分，得运动电子周围空间的总磁能为：

$$\begin{aligned} W_m &= \iiint_V dW_m \\ &= \frac{\mu_0}{2} \iiint_V \left(\frac{e v \sin \theta}{4 \pi r^2} \right)^2 r^2 \sin \theta dr d\theta d\varphi \\ &= \frac{\mu_0}{32 \pi^2} e^2 v^2 \int_R^\infty \frac{dr}{r^2} \int_0^\pi \sin^3 \theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi = \\ &= \frac{\mu_0}{32 \pi^2} e^2 v^2 \left[-\frac{1}{r} \right]_R^\infty \left[-\frac{1}{3} \cos \theta (\sin^2 \theta + 2) \right]_0^\pi [\varphi]_0^{2\pi} \\ &= \frac{\mu_0}{32 \pi^2} e^2 v^2 \left[\frac{1}{R} \right] \left[\frac{4}{3} \right] [2\pi] = \frac{\mu_0}{12 \pi} \frac{e^2}{R} v^2 \end{aligned}$$

第十五章 电磁场与电磁波

当参考系变换时，电场与磁场之间可以相互转化，这反映电场、磁场是同一物质——电磁场的两个方面。法拉第电磁感应定律涉及到变化的磁场能激发电场。麦克斯韦在研究了安培环路定理运用于随时间变化的电路电流的矛盾之后，提出了变化的电场激发磁场的概念，从而进一步揭示了电场和磁场的内在联系及依存关系。麦克斯韦把特殊条件下总结出来的电磁现象的实验规律归纳成体系完整的普遍的电磁场理论——麦克斯韦方程组。本章将介绍此理论以及由此预言的电磁波的基本特性。

麦克斯韦

(Maxwell, James Clerk)

1831-1879

天文学、数学和物理学家。主要成就：将统计学的方法引入气体分子运动论、发展了光的电磁波理论，将磁学、电学、光学的所有现象统一起来，并预言了电磁波的存在。

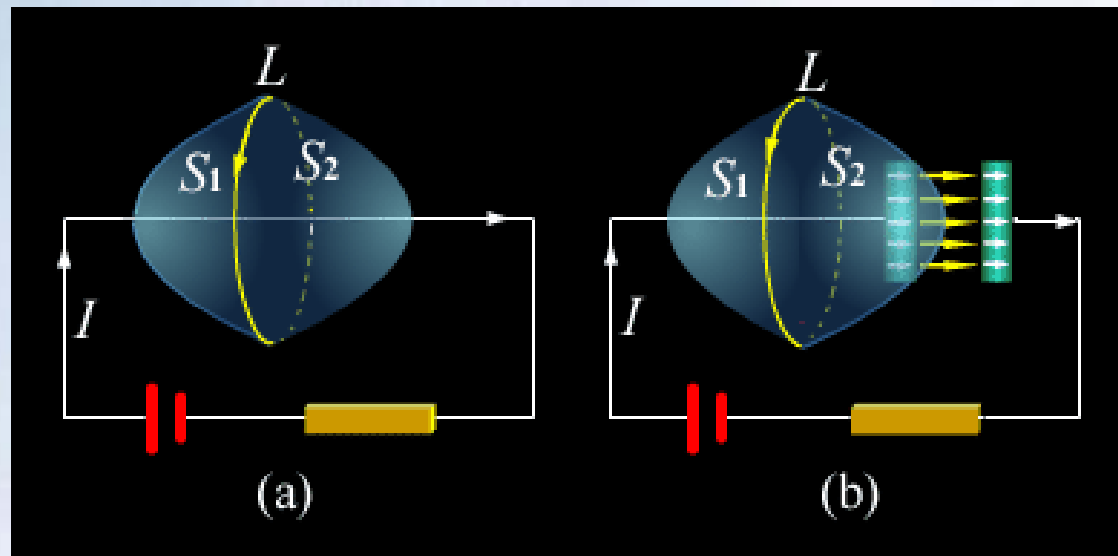


§ 15-1 位移电流

一、位移电流 全电流

在非稳恒电流时，环路定理是否成立？

讨论电流中平行板电容器的充电过程。如图 S_1 、 S_2 组成闭合曲面，对此二曲面分别作环路积分：



对曲面 S_1 :

$$\oint_L \vec{H} \cdot d\vec{l} = I$$

对曲面 S_2 :

$$\oint_L \vec{H} \cdot d\vec{l} = 0$$

以上两式表明，环路定理只适用于稳恒电流，而在不稳定条件下，环路定理不适用。引起原因是传导电流不连续。在电容器充（放）电时， I 在极板上被截断，但电荷量 q 及面密度 σ 随时间变化，期间的电位移 \mathbf{D} 及电位移通量 $\phi_D = \mathbf{S} \cdot \mathbf{D}$ 也随时间而改变。设电容器极板面积为 S ，电荷面密度 σ ，则充放电时：

$$I = \frac{dq}{dt} = S \frac{d\sigma}{dt}$$

设极板上电荷密度为 σ ，则此时 $D = \sigma$

$$I = S \frac{d\sigma}{dt} = S \frac{dD}{dt}$$

dD/dt 在充电时与电场方向一致，放电时与电场方向相反，但无论充放电都与电流方向一致。Maxwell提出：变化的电场也可以看作是一种电流——位移电流：

$$\vec{j}_d = \frac{d\vec{D}}{dt} \quad I_d = \frac{d\phi_d}{dt}$$

电场中某点的位移电流密度等于该点电位移矢量的时间变化率。通过电场中某截面的位移电流等于通过该截面的电位移通量对时间的变化率。

电位移通量的一般表达： $\phi_d = \int_S \vec{D} \cdot d\vec{S}$

若曲面 S 不随时间变化，位移电流可表达为：

$$I_d = \frac{d}{dt} \int_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = \int_S \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \cdot d\vec{S}$$

二、全电流 全电流安培环路定理

在充电电路中，可引进全电流的概念：

$$I_{\text{全}} = \sum I + I_d$$

可以证明全电流在任何情况下总是连续的。

证：将高斯定理推广到一般情况：

$$\oiint \vec{D} \cdot d\vec{S} = q$$

$$\frac{d}{dt} \oiint \vec{D} \cdot d\vec{S} = \oiint \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \cdot d\vec{S} = \frac{dq}{dt}$$

将上式代入电荷守恒定律：

流出闭合曲面的电量，等于闭合面内电量的减少，

$$\oiint \vec{j} \cdot d\vec{S} = -\frac{dq}{dt} = -\oiint \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \cdot d\vec{S}$$

$$\oiint (\vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}) \cdot d\vec{S} = 0$$

此式说明全电流是连续的。

非稳恒情况下的安培环路定理称全电流环路定律：

$$\oint_L \vec{H} \cdot d\vec{l} = \sum I + \frac{d\phi_D}{dt} = \sum I + \int_S \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \cdot d\vec{S}$$

在充电回路中， S_2 面内应用全电流定律：

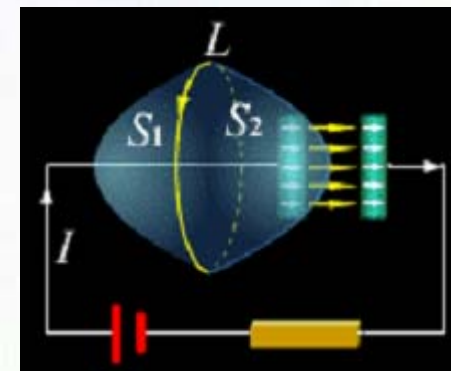
$$\oint_L \vec{H} \cdot d\vec{l} = I_d = \frac{d\phi_D}{dt}$$

$$\text{而} \quad \frac{d\phi_D}{dt} = \frac{d}{dt} \int \vec{D} \cdot d\vec{s} = \frac{d}{dt} \int \sigma \cdot ds = \frac{dq}{dt} = I$$

在 S_1 面内应用全电流定律：

$$\oint_L \vec{H} \cdot d\vec{l} = I$$

以上两式一致，解决了前述矛盾。



三、位移电流的性质

1. 法拉第电磁感应定律说明变化的磁场激发涡旋电场，而位移电流说明变化的电场也能激发涡旋磁场，两者相互联系，形成统一的电磁场。
2. 电位移的变化引起的位移电流可在导体、真空、介质中存在。在导体中通常以传导电流为主，而在介质中以位移电流为主。
3. 传导电流与位移电流的异同点：①在激发磁场方面相同；②形成机理不同。

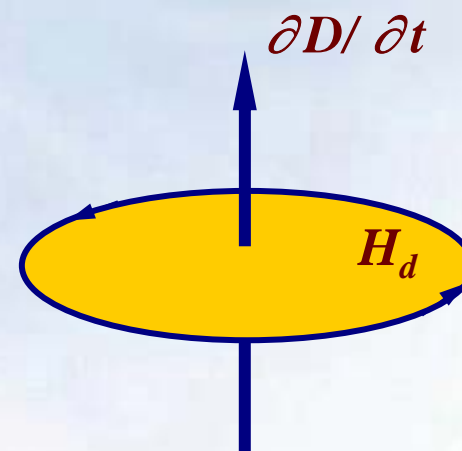
位移电流所激发的磁场与变化电场组成右手螺旋关系。

在电介质中： $\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$ ，位移电流密度为：

$$\mathbf{j}_D = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t}$$

纯位移电流

与极化电荷运动有关



§ 15-2 电磁场 Maxwell方程组

Maxwell电磁场理论的主要内容：(1)除静止电荷激发无旋电场外，变化的磁场将激发涡旋电场；(2)变化的电场和传导电流一样将激发涡旋磁场。

一、Maxwell方程组

Maxwell方程组的积分形式：

1.电场的性质

$$\oiint_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = \iiint_V \rho dV$$

在任何电场中，通过任何封闭曲面的电位移通量等于闭合面内自由电荷的总量。

2.磁场的性质

$$\oiint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0$$

任何磁场中，通过封闭曲面的磁通量总是为零。

3.变化的电场和磁场的联系

$$\oint_L \vec{H} \cdot d\vec{l} = I + I_d = \iint_s \vec{j} \cdot d\vec{S} + \iint_s \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \cdot d\vec{S}$$

任何磁场中，磁场强度沿任意闭合曲线的线积分等于通过以此闭合曲线为边界的任意曲面的全电流。

4.变化磁场和电场的联系

$$\oint_L \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{d\phi_m}{dt} = -\iint_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S}$$

任何电场中，电场强度沿任意闭合曲线的线积分等于通过此曲线所包围面积的磁通量的时间变化率的负值。

Maxwell方程组的微分形式： *

哈密顿算符：

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial}{\partial z} \vec{k}$$

散度： $\text{div } \vec{A}$

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \vec{A} &= \left(\frac{\partial}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial}{\partial z} \vec{k} \right) \cdot (A_x \vec{i} + A_y \vec{j} + A_z \vec{k}) \\ &= \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z} \end{aligned}$$

旋度: $\text{rot } \vec{A}$

$$\begin{aligned}\nabla \times \vec{A} &= \left(\frac{\partial}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial}{\partial z} \vec{k} \right) \times (A_x \vec{i} + A_y \vec{j} + A_z \vec{k}) \\ &= \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ A_x & A_y & A_z \end{vmatrix}\end{aligned}$$

Maxwell微分方程组:

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho$$

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

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

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

在应用Maxwell方程解决实际问题时，常与表征介质特性的量 ε 、 μ 、 γ 发生联系，因此常用到介质方程：

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \quad \vec{B} = \mu \vec{H} \quad \vec{j} = \gamma \vec{E}$$

注： Maxwell方程在高速领域中仍然适用，但在微观领域中不完全适用，为此发展了量子电动力学。

1.电场的性质

$$\oiint_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = \iiint_V \rho dV$$

2.磁场的性质

$$\oiint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0$$

3.变化的电场和磁场的联系

$$\oint_L \vec{H} \cdot d\vec{l} = I + I_d = \iint_S \vec{j} \cdot d\vec{S} + \iint_S \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \cdot d\vec{S}$$

4.变化磁场和电场的联系

$$\oint_L \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{d\phi_m}{dt} = -\iint_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S}$$

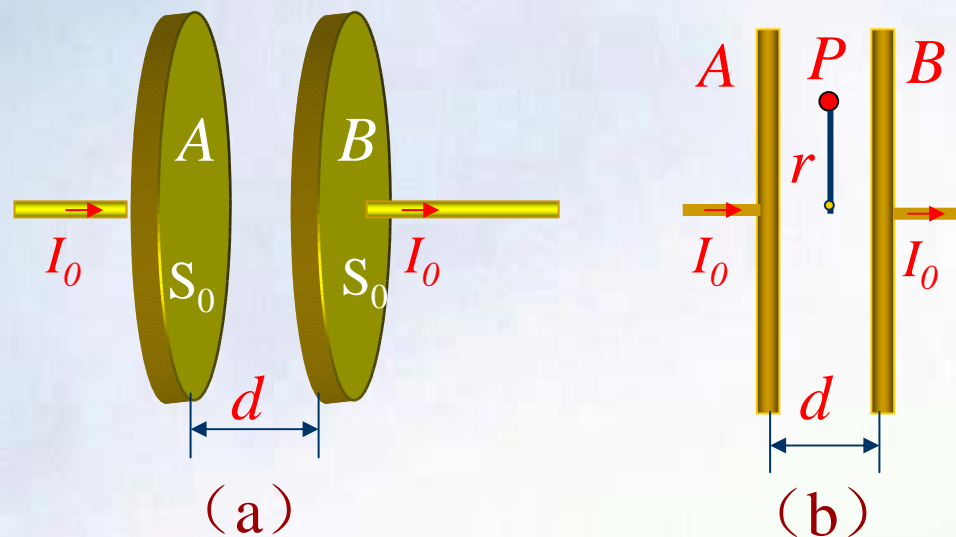
介质方程:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad \vec{B} = \mu \vec{H} \quad \vec{j} = \gamma \vec{E}$$

例题 I:

如图 (a) 所示, 两个面积为 S_0 的大圆盘组成一间距为 d 的平行板电容器, 用两根长导线垂直地接在二圆盘的中心。今用可调电源使此电容器以恒定的电流 I_0 充电, 试求: (1) 此电容器中的位移电流密度;

(2) 如图 (b) 所示, 电容器中 P 点的磁感应强度。



解：（1）由全电流概念可知，全电流是连续的。电容器中位移电流密度 j_D 的方向应如图(c)所示，其大小为

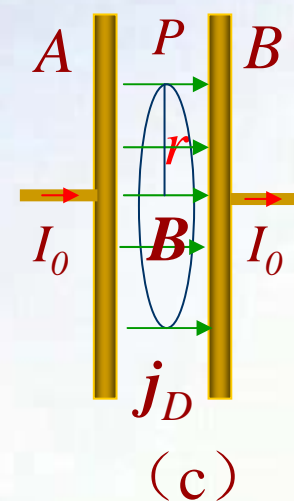
$$j_D = \frac{I_0}{S_0}$$

另：通过电源给电容器充电时，使电容器极板上电荷随时间变化，从而使极板间电场发生变化。因此，也可以这样来求 j_D ：

因为：

$$I_0 = \frac{dQ_0}{dt} = \frac{d}{dt}(S_0 \sigma_0)$$

由于 $\sigma_0 = D$ ，因此



$$I_0 = S_0 \frac{dD}{dt} = S_0 j_D$$

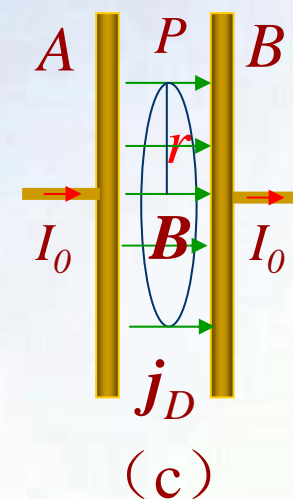
所以

$$j_D = \frac{I_0}{S_0}$$

(2) 由于传导电流和位移电流呈轴对称，故磁场 \mathbf{B} 也呈轴对称，显然过 P 点的 \mathbf{B} 线为圆心在对称轴上的圆，如图(c)所示。

根据全电流安培环路定理，将

$$\oint_L \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 \int_s (\vec{j}_0 + \vec{j}_D) \cdot d\vec{S} \quad \text{用于此}\mathbf{B}\text{线上，有}$$



$$\oint_L \vec{B} \cdot d\vec{l} = B2\pi r = \mu_0 \int_s (\vec{j}_0 + \vec{j}_D) \cdot d\vec{S}$$
$$= \mu_0 \int_s \vec{j}_D \cdot d\vec{S} = \mu_0 j_D \pi r^2 = \mu_0 \frac{I_0}{S_0} \pi r^2$$

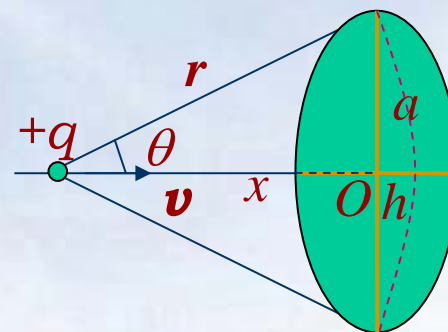
得： $B2\pi r = \mu_0 \frac{I_0}{S_0} \pi r^2$ 所以 $B = \mu_0 \frac{I_0}{2S_0} r$

例题2:

如图所示，电荷 $+q$ 以速度 \boldsymbol{v} 向O点运动（ $+q$ 到O点的距离以 x 表示）。在O点处作一半径为 a 的圆，圆面与 \boldsymbol{v} 垂直。试求通过该圆面的位移电流和圆周上各点处的磁感应强度 \boldsymbol{B} 。

解：1) 电荷在其周围要激发电场，同时由于电荷运动，根据麦克斯韦假设，此时随时间变化的电场又激发磁场。设 t 时刻穿过圆面上的电位移通量为

$$\Phi_D = \int_S \vec{D} \cdot d\vec{S}$$



为使计算简便做一球冠，球心为 q ，半径为 r ，底面为小圆（半径 a ），球冠上各点的 \vec{D} 的大小相等，穿过题意圆面的电位移通量与穿过球冠的电位移通量相等，即

$$\begin{aligned} \Phi_D &= \int_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = D S_{\text{球冠}} = \frac{q}{4\pi r^2} 2\pi r \cdot h \\ &= \frac{q}{4\pi r^2} 2\pi r (r - r \cos \theta) = \frac{q}{2} (1 - \cos \theta) = \frac{q}{2} \left(1 - \frac{x}{\sqrt{x^2 + a^2}} \right) \end{aligned}$$

代入位移电流的定义式，得

$$I_D = \frac{d\Phi_D}{dt} = \frac{q}{2} \cdot \frac{a^2}{(x^2 + a^2)^{3/2}} \frac{dx}{dt} = \frac{qa^2}{2r^3} v$$

2) 取半径为 a 的圆为积分回路 L ，由麦克斯韦方程，有

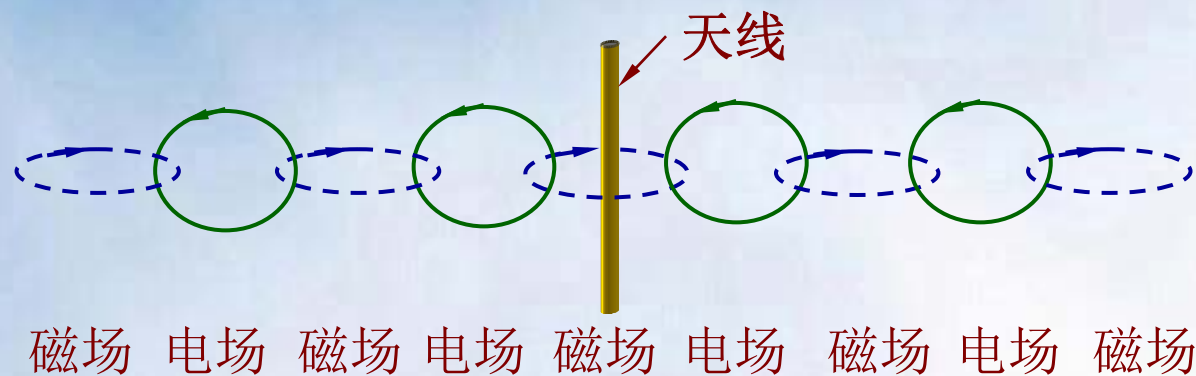
$$\oint_L \vec{H} \cdot d\vec{l} = I_D = \frac{qa^2}{2r^3} v$$

由于 $+q$ 运动沿圆面的轴线，系统具有对称性，所以环路上各点的 \vec{H} 大小相等，即

$$H \cdot 2\pi a = \frac{qa^2}{2r^3} v$$

§ 15-3 电磁波 *

变化的电场和变化的磁场传播示意图：



Maxwell电磁场理论的最大成就是预言了电磁波的存在。

第十六章 光的干涉

§ 16-1 相干光

一、光源

光源分为

- (1) 热辐射光源：将热能转化为辐射
- (2) 冷光源：与周围温度相同，不需加热

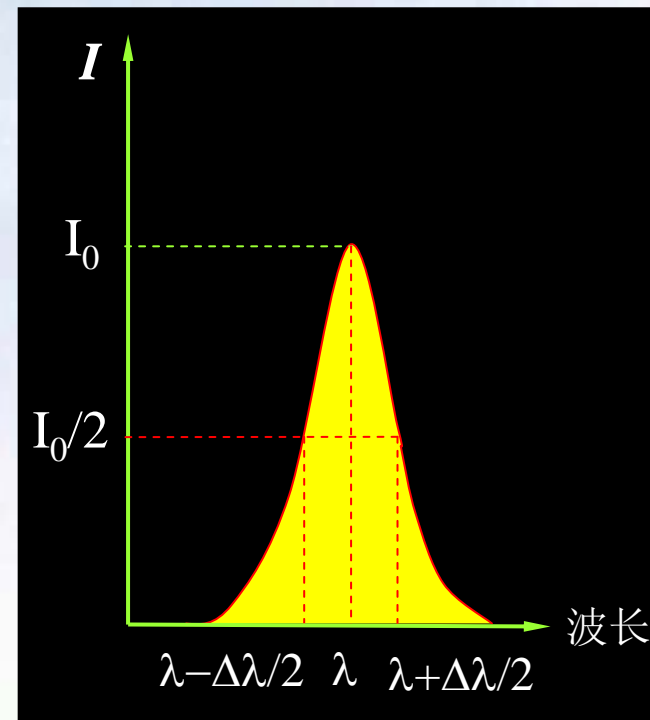
普通光源发光的机理是处于激发态的原子（或分子）的自发辐射所致，原子在激发态停留时间 $10^{-11} \sim 10^{-8}\text{s}$ ，发光持续时间 10^{-8}s ，各原子之间所发的光各不相同。

光的单色性

可见光的波长400nm~760 nm。单一波长的光称为单色光，这是一种理想模型。实际光波按波长都有一定的分布（见图）：

$\Delta \lambda$ 为光强 $I_0/2$ 处的波长范围，称为谱线宽度。对于普通光源，

$\Delta \lambda$ 约为 $10^{-3} \sim 10^{-1} \text{nm}$ ，而激光约为 10^{-9}nm 。



二、相干光波

光的干涉现象是指光波的电矢量 E (B 矢量对人眼或感光仪器不敏感), 在空间相遇区域内, 有些点的振动始终加强, 而另一些点的振动始终减弱, 形成振动有强有弱的稳定分布。对于可见光波, 干涉现象则表现为叠加区域中有些点较亮, 而另一些点较暗, 出现一系列有规律的明暗条纹, 称为干涉条纹。

相干条件: 频率相同, 振动方向相同, 有固定的位相差。补充条件——振幅相当。

设符合相干条件的两光矢量 E_1 、 E_2 :

$$E_1 = E_{10} \cos(\omega t + \phi_{10})$$

$$E_2 = E_{20} \cos(\omega t + \phi_{20})$$

光矢量合成: $E = E_1 + E_2 = E_0 \cos(\omega t + \phi_0)$

其中: $E_0 = \sqrt{E_{10}^2 + E_{20}^2 + 2E_{10}E_{20} \cos(\phi_{20} - \phi_{10})}$

若两光束来自同一光源(原子), 则 $\phi_{20} - \phi_{10}$ 恒定, 光强(平均能流密度, 与振幅平方成正比):

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\phi_{20} - \phi_{10})$$

当 $\Delta\phi = \pm 2k\pi (k = 0, 1, 2, 3\ldots)$ 时

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \quad \text{相长干涉}$$

当 $\Delta\phi = \pm(2k + 1)\pi, (k = 0, 1, 2, 3...)$ 时

$$I = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2}$$

相消干涉

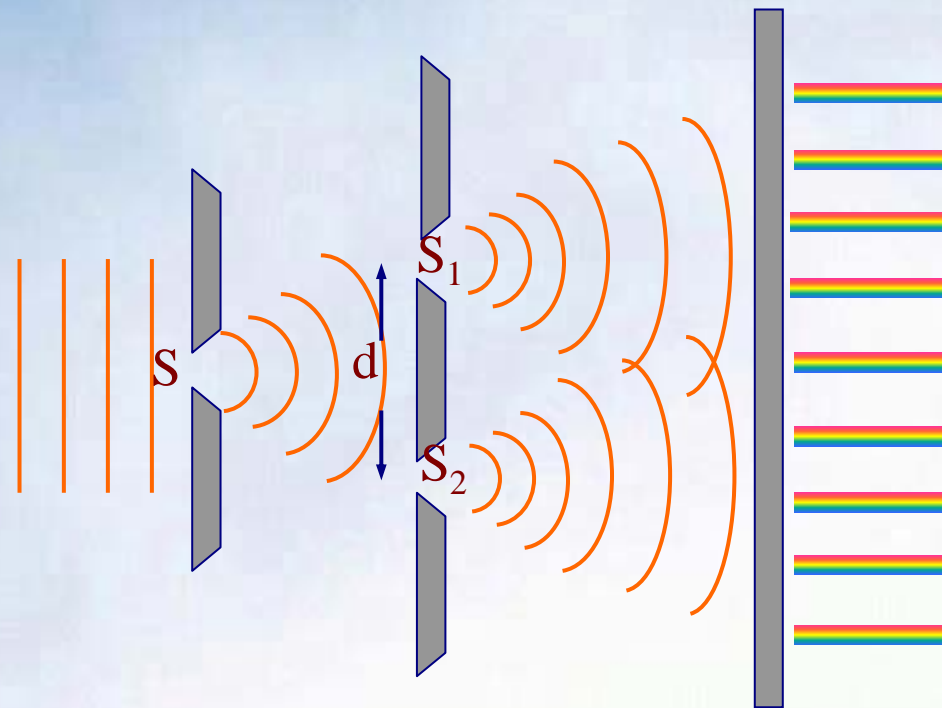
三、相干光波的获取

分波阵面法：同一波阵面的不同部分分离出两束相干光。

分振幅法：反射光和折射光作为两束相干光。

§ 16-2 双缝干涉

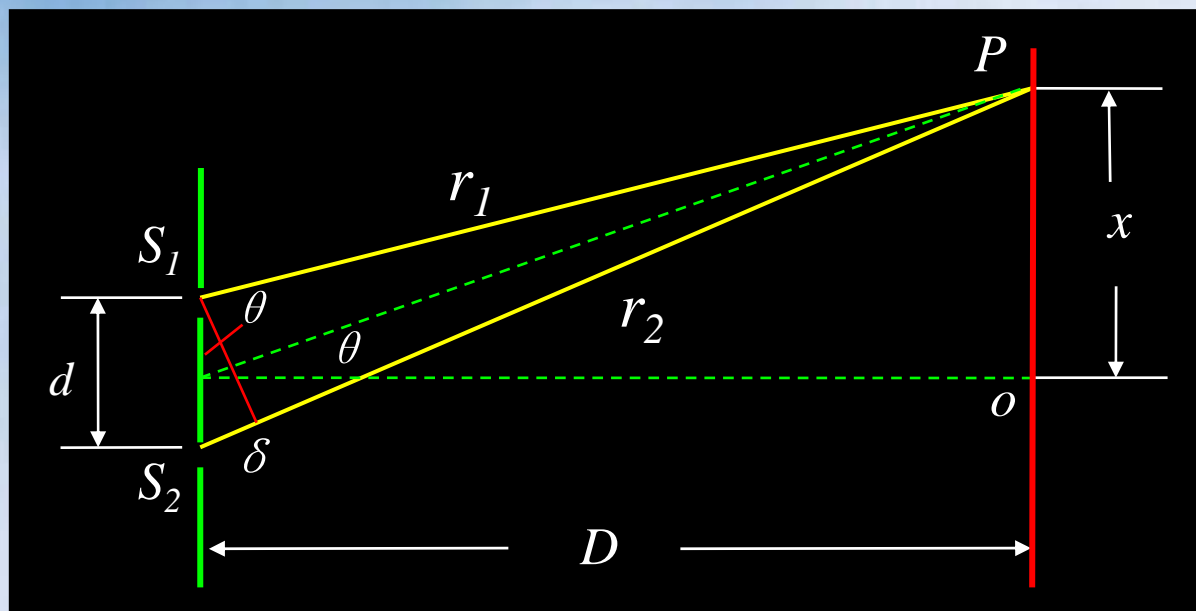
1801年英国科学家杨氏（**T. Young**）首先用分波阵面的方法观察到光的干涉现象。



波的干涉

一、干涉条纹的位置

S_1 、 S_2 是同一波阵面上的二个子波，初相位相同，它们到达 P 点的相位差 $\Delta \phi$ 为



$$\Delta \varphi = (\varphi_1 - \varphi_2) - \frac{2\pi}{\lambda} (r_1 - r_2) = \frac{2\pi}{\lambda} (r_2 - r_1)$$

当 $D \gg d$ 时: $\delta = r_2 - r_1 \approx d \sin \theta$

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1) = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \theta$$

$d \sin \theta = \pm k \lambda$ ($k=0,1,2,\dots$) 时

$\Delta\varphi = \pm 2k\pi$ 满足相长干涉

$d \sin \theta = \pm(2k-1)\frac{\lambda}{2}$ ($k=1,2,3,\dots$) 时,

$\Delta\varphi = \pm(2k-1)\pi$ 满足相消干涉

上式中 k 称为级序，相应地称第 k 级亮纹（ $k=0,1,2,\dots$ ）、暗纹（ $k=1,2,3,\dots$ ）。屏中心 o 点由于 $r_2 - r_1=0$ ，是相长干涉，称**中央亮纹**。

用 x 表示 P 点到屏中心 o 点的距离，则有

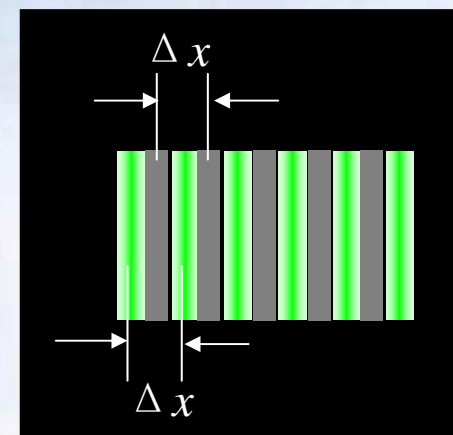
$$D \gg x \text{ 时, } \sin \theta \approx \tan \theta = \frac{x}{D}$$

$$d \sin \theta = \frac{d \cdot x}{D} = \pm k \lambda \quad \boxed{x = \pm k \frac{D}{d} \lambda} \quad \text{亮纹}$$

$$d \frac{x}{D} = \pm(2k-1) \frac{\lambda}{2} \quad x = \pm(2k-1) \frac{D}{2d} \lambda \quad \text{暗纹}$$

条纹间距:

$$\Delta x = (k+1) \frac{D}{d} \lambda - k \frac{D}{d} \lambda = \frac{D}{d} \lambda$$



说明: (1) 缝间距 d 愈小, 干涉条纹间距 Δx 愈大, 干涉明显。 d 大到一定程度, 使得条纹间距小于 0.1mm 时, 肉眼将观察不到干涉现象。

(2) λ 愈大，则条纹间距大；复色光源做实验时，红光在外，紫光在内。

(3) 要使条纹分得开，还需要 D 较大。

二、干涉条纹的强度分布

干涉后的合振幅为：

$$E_P^2 = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2 \cos \Delta \varphi$$

设 S_1 、 S_2 到达 P 点的 E 矢量： $E_1=E_2=E$ ，则有：

$$E_p^2 = 2E^2 + 2E^2 \cos \Delta\varphi = 2E^2(1 + \cos \Delta\varphi)$$

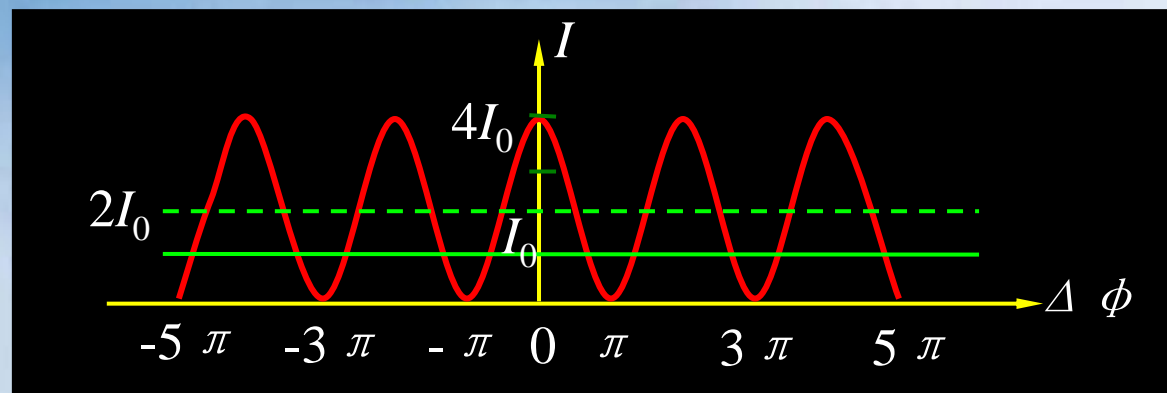
$$(\because 1 + \cos \alpha = 2 \cos^2 \frac{\alpha}{2})$$

$$E_p^2 = 4E^2 \cos^2 \frac{\Delta\varphi}{2}$$

$$I_p = 4I \cos^2 \frac{\Delta\varphi}{2}$$

$$\Delta\varphi = \pm 2k\pi \quad I_P = 4I_0$$

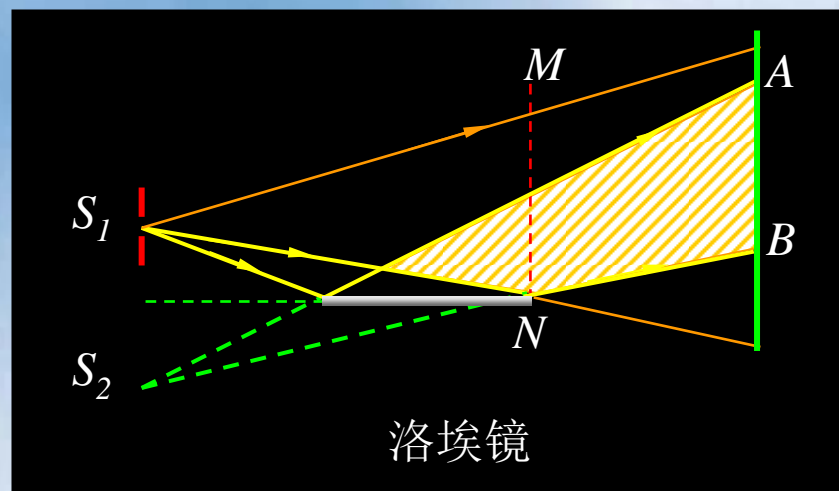
$$\Delta\varphi = \pm(2k-1)\pi \quad I_P = 0$$



干涉图象的清晰程度常用对比度或可见度函数表示：

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

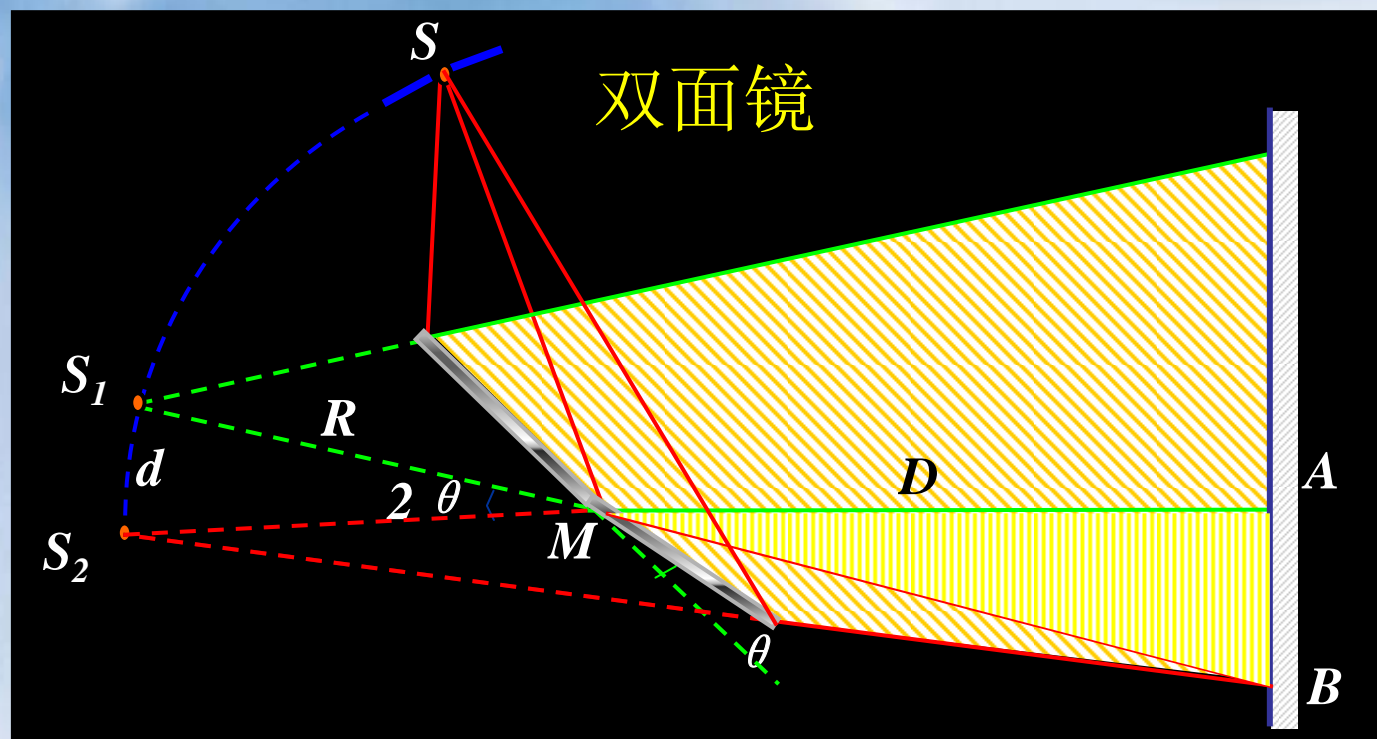
三、洛埃镜实验



落埃镜实

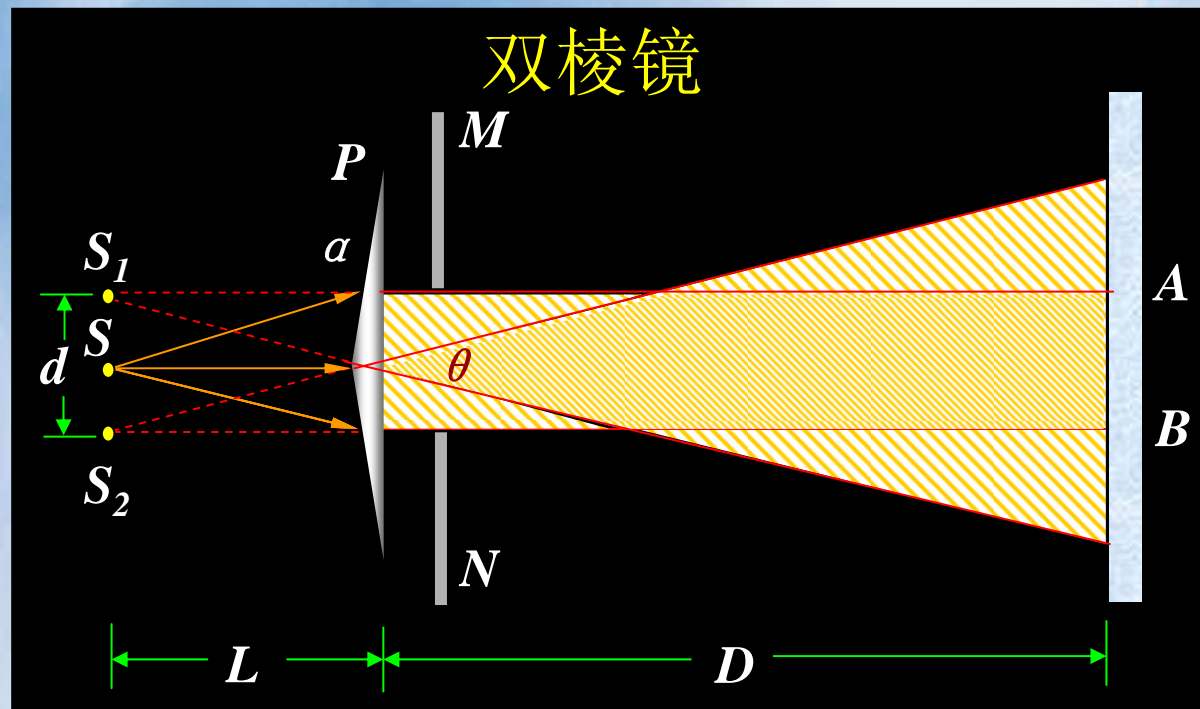
洛埃镜是利用分波阵面法获取相干光的又一种方法。当光线掠入射到平面镜上，在屏幕上将见到干涉条纹。将屏幕移至 NM 位置，两光束到 N 点的几何路径相同，位相差为零，但在 N 处出现暗点，说明反射光有半波损失。

四、菲涅耳双镜实验 *



条纹间距:

$$\Delta x = \frac{(R + D)\lambda}{2R\theta}$$



$$\Delta x = \lambda \frac{L + D}{2L(n - 1)\alpha}$$