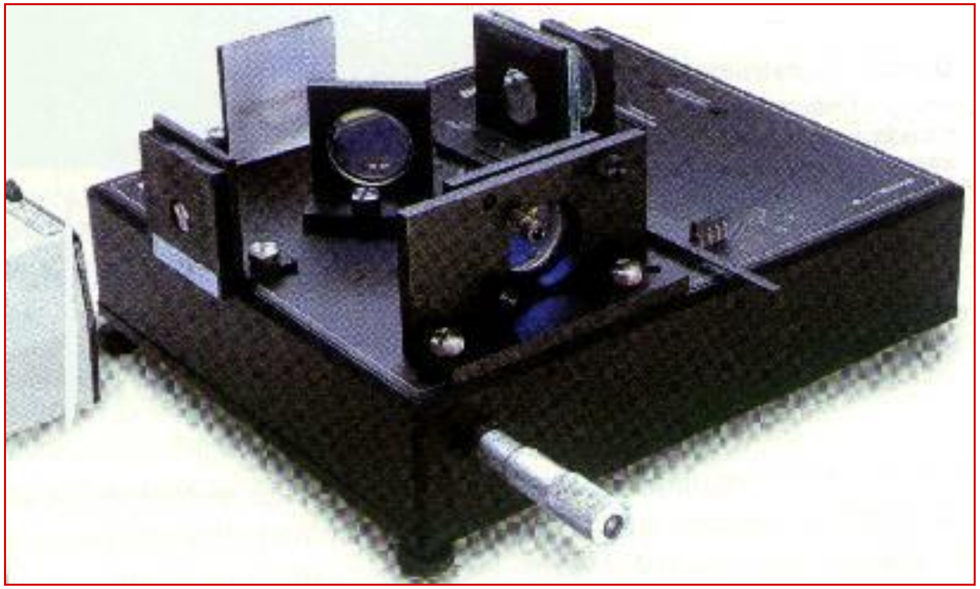
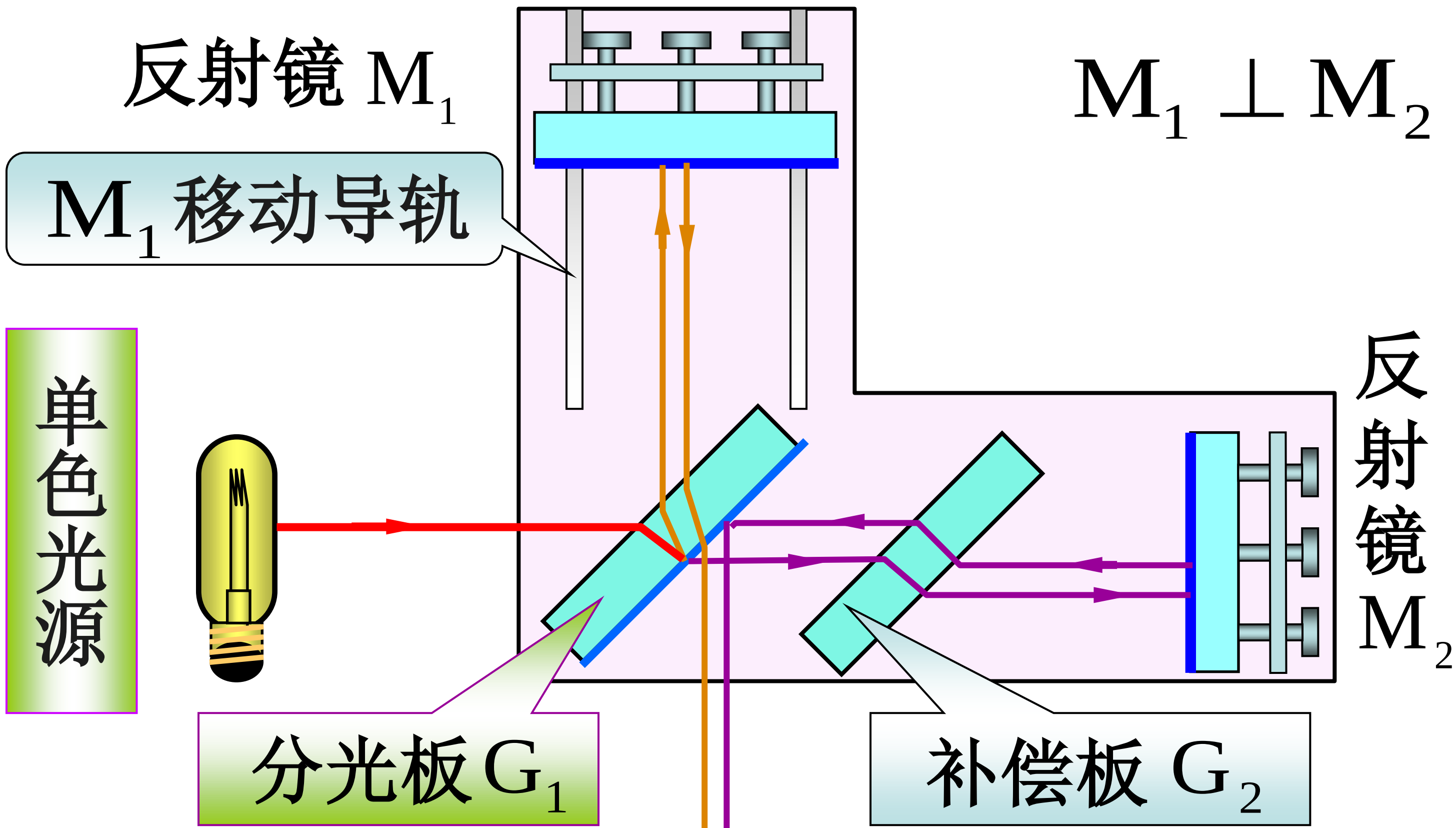
迈克尔逊干涉仪



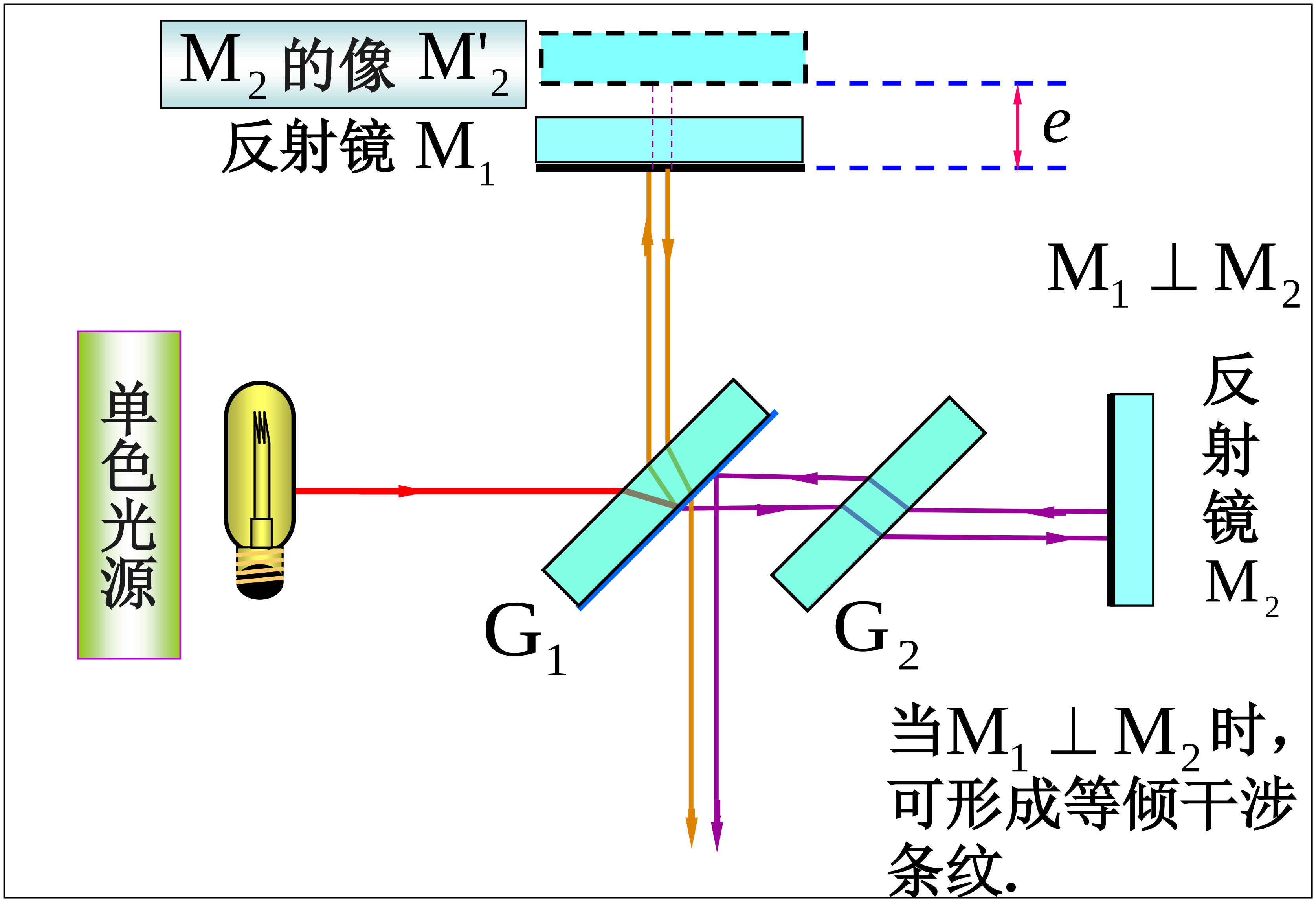
迈克耳逊（Michelson,Albert Abraham）德国-美国物理学家，1852--1931

迈克尔逊干涉仪



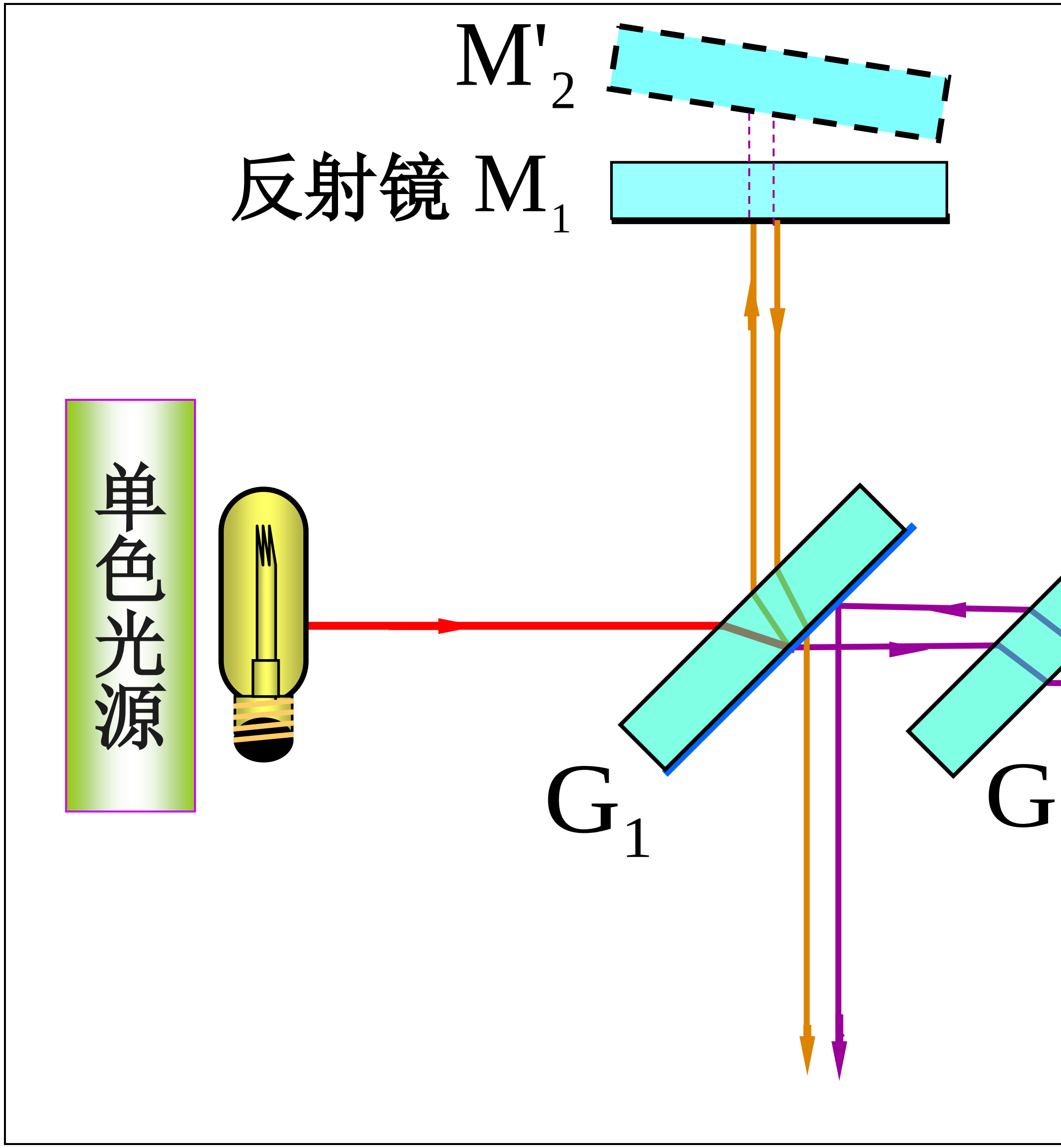
$G_1 // G_2$ 与 M_1, M_2 成 45^0角

返回 退出



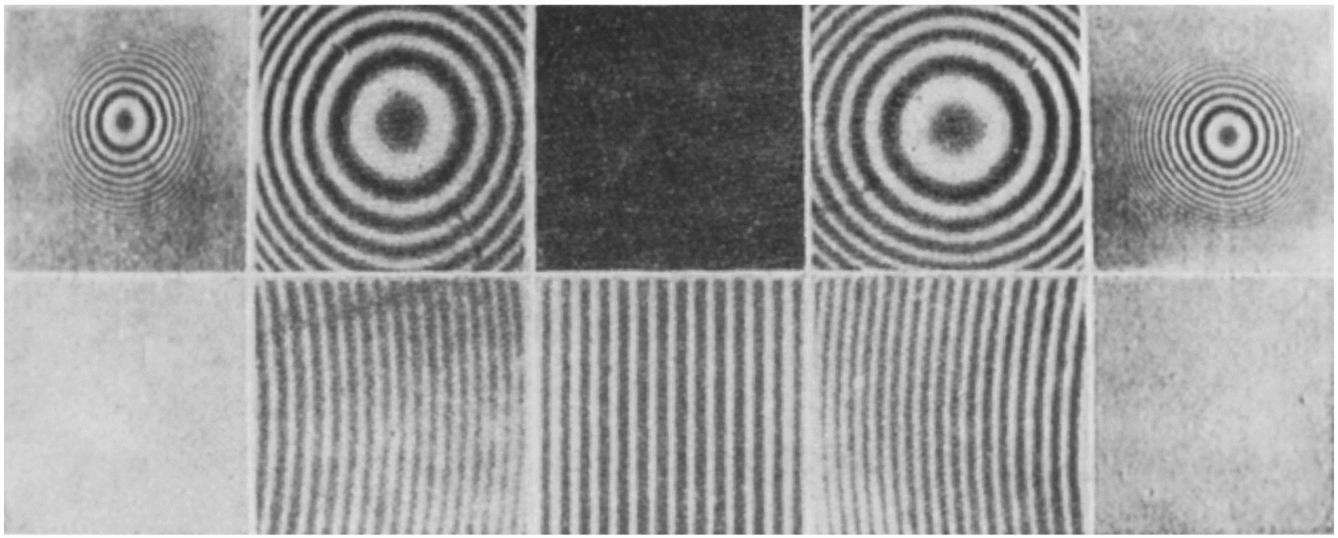
当$M_1 \perp M_2$时，可形成等倾干涉条纹.

返回 退出



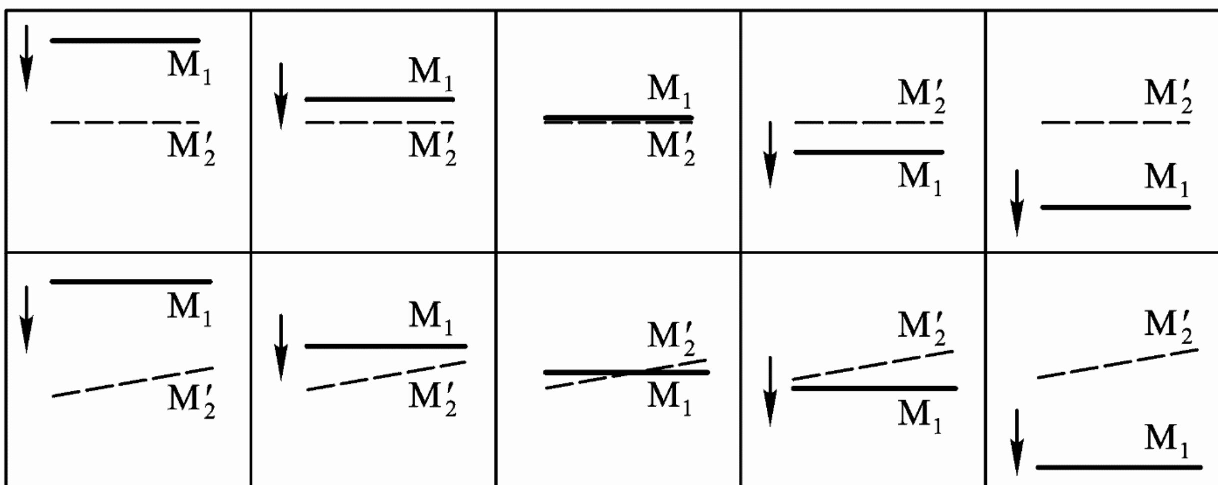
当 M_1 不垂直于 M_2 时，可形成劈尖型等厚干涉条纹.

(a) (b) (c) (d) (e)



(f) (g) (h) (i) (j)

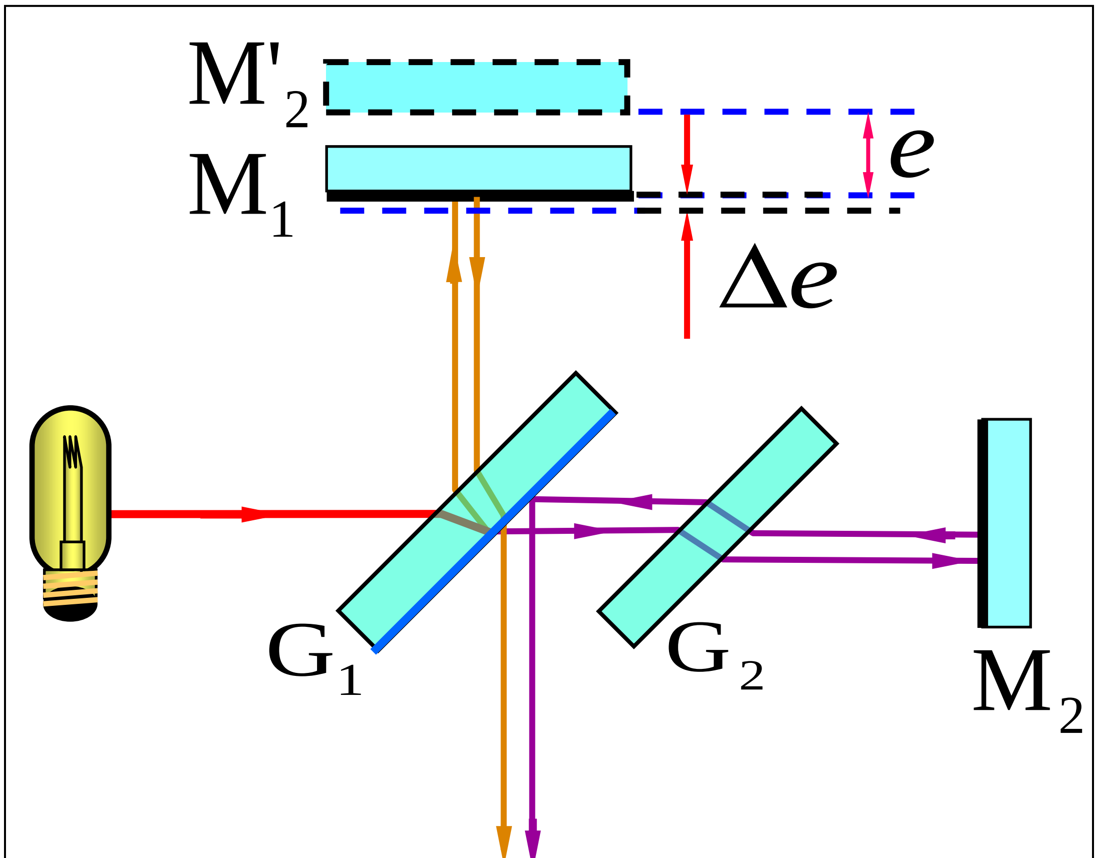
(a) (b) (c) (d) (e)



(f) (g) (h) (i) (j)

迈克尔孙干涉仪的主要特性

两相干光束在空间完全分开，并可用移动反射镜或在光路中加入介质片的方法改变两光束的光程差.

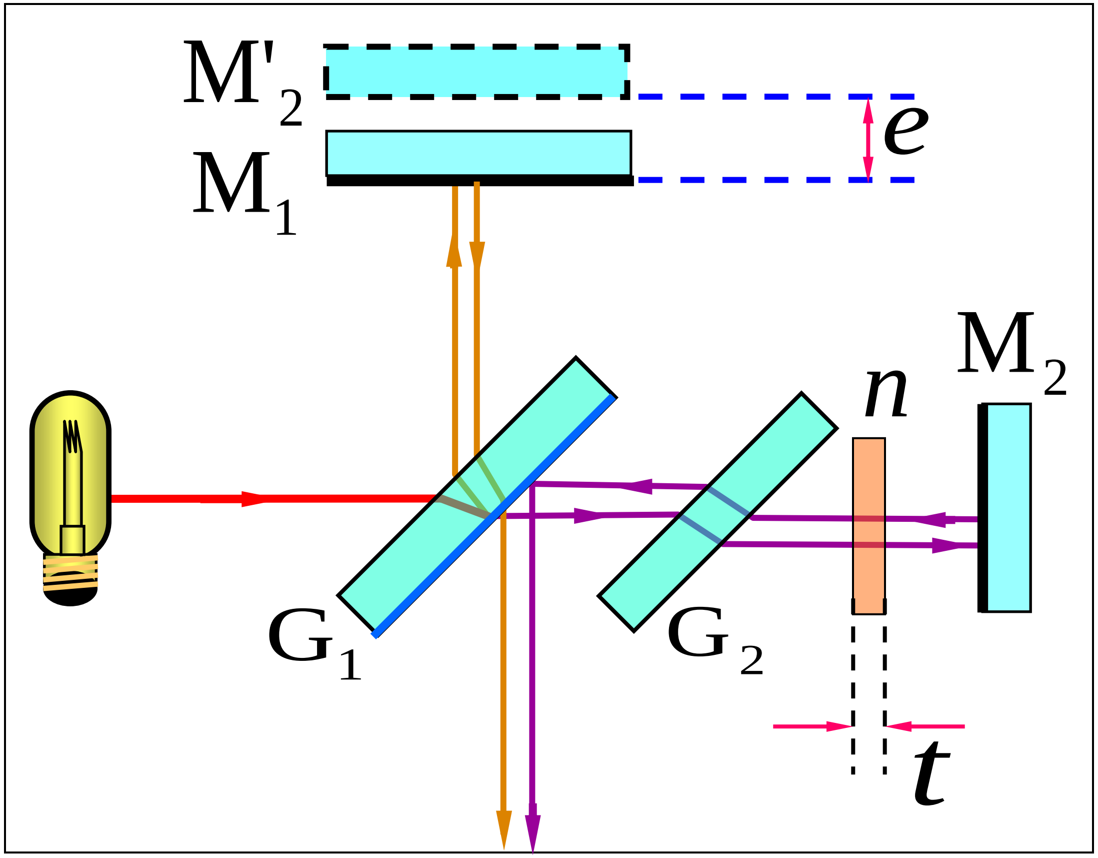


移动反射镜

$$\Delta e = \Delta k \frac{\lambda}{2}$$

M_1移动距离

干涉条纹移动数目



$$2(n-1)t = \Delta k\lambda$$

干涉条纹移动数目

光程差 $\Delta = 2e + \delta'$

插入介质片后光程差

$$\Delta' = 2e + 2(n-1)t + \delta'$$

光程差变化

$$\Delta' - \Delta = 2(n-1)t$$

介质片厚度

$$t = \frac{\Delta k}{n-1} \cdot \frac{\lambda}{2}$$

3. 应用

• 若M_1平移Δe时，干涉条纹移过N条，则有

$$\Delta\delta = 2\Delta e = N\lambda \Rightarrow \Delta e = N\cdot\frac{\lambda}{2}$$

由此可测量微小位移Δe或波长。

• 条纹的移动也可由其他原因引起，如介质膜的插入或移去，此时引起的条纹移动数目：

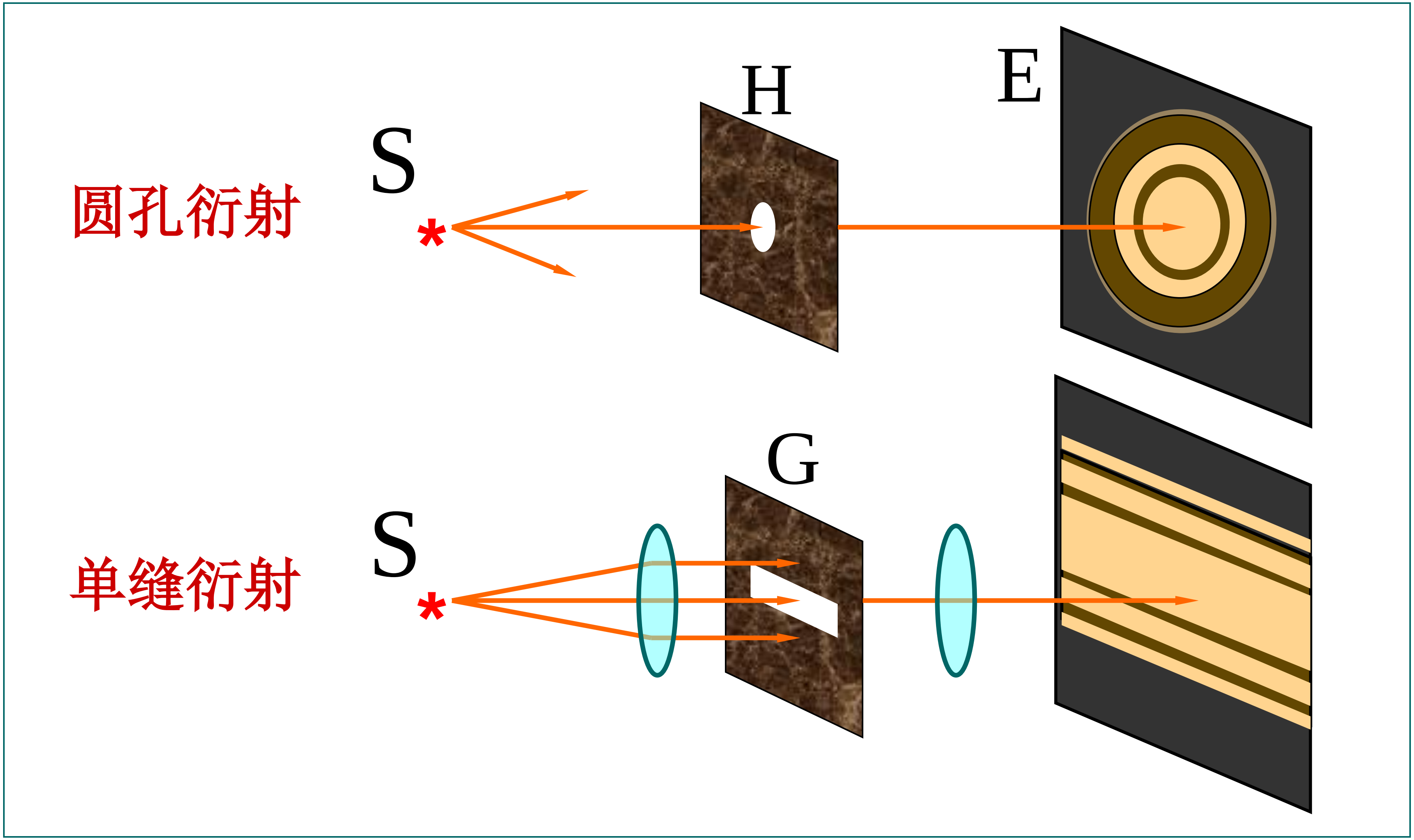
$$N = 2(n-1)t/\lambda$$

由此可测定介质膜的厚度t或折射率n。

• 可测定光谱的精细结构。

§ 12-7 光的衍射现象 惠更斯–菲涅耳原理

光的衍射 惠更斯–菲涅耳原理

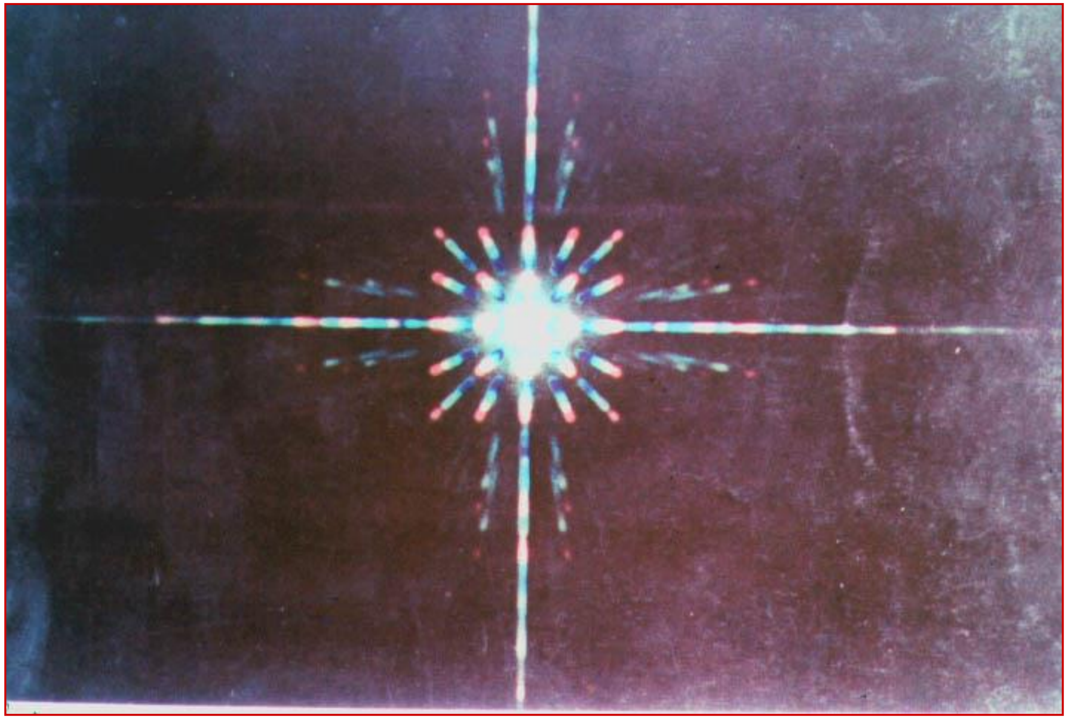


一　光的衍射现象

波的叠加原理 → 干涉现象
惠更斯-菲涅耳原理 → 衍射现象

二者关系？

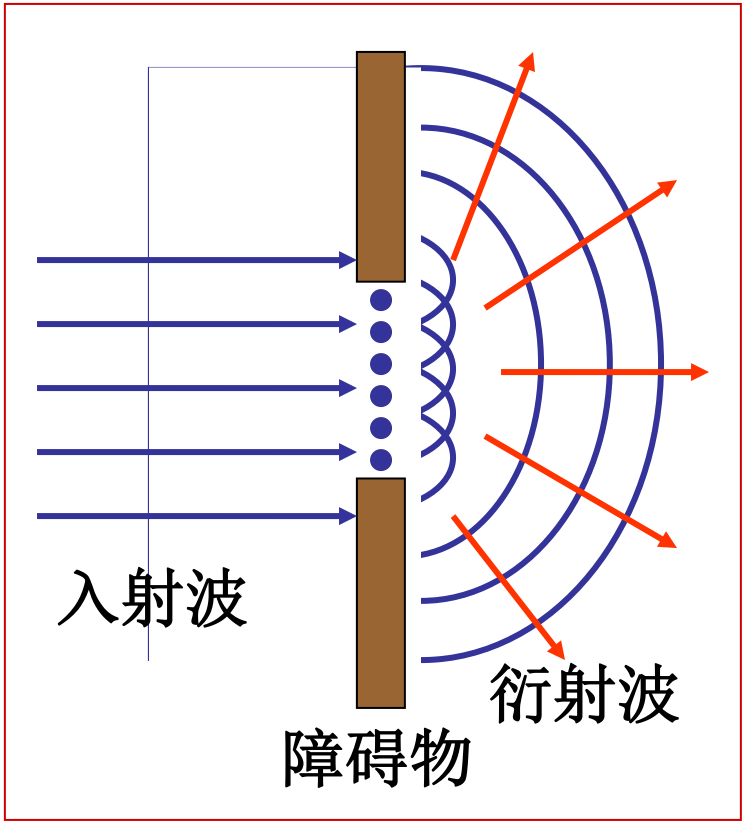
波遇到障碍物时，偏离直线传播路径，绕过障碍物进入几何阴影区，并形成**光强非均匀稳定分布**。



二　惠更斯—菲涅尔原理

1　惠更斯原理

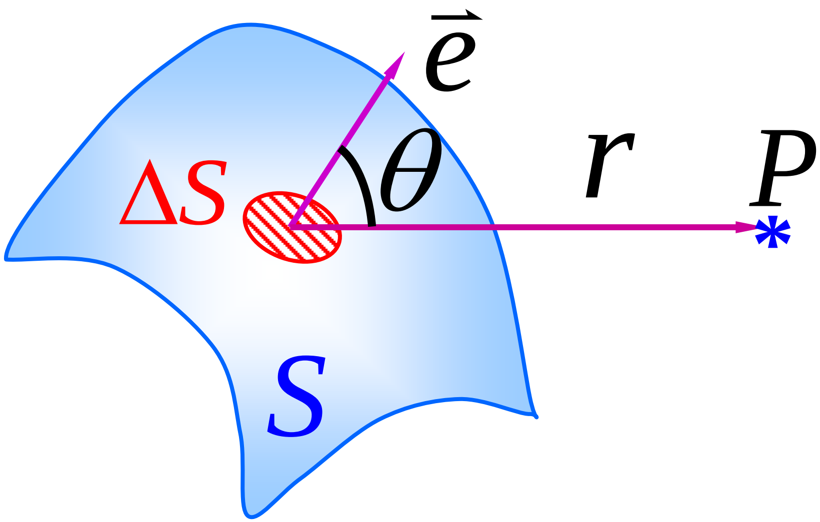
波面上的每一点均为发射子波的波源，这些子波的包络面即新的波阵面。



成功：可解释衍射成因，用几何法作出新的波面，推导反射、折射定律。

不足：不能定量说明衍射场的强度分布

2 惠更斯—菲涅尔原理



S：t 时刻波阵面

ΔS：波阵面上面元

（子波波源）

子波在 P点引起的振动振幅 $\propto \dfrac{\Delta s}{r}$ 并与 θ 有关 .

菲涅尔指出　衍射图中的强度分布是因为衍射时，波场中各点的强度由各子波在该点的相干叠加决定. P 点振动是各子波在此产生的振动的叠加 .

返回 退出

衍射本质：　子波的相干叠加

有限个分立相干波叠加 —— 干涉

无限多个连续分布子波源相干叠加 —— 衍射

惠更斯(Christiaan Huygens，1629—1695)荷兰物理学家、天文学家、数学家。

菲涅尔（Augustin-Jean Fresnel 1788-1827）法国土木工程兼物理学家。

三 衍射分类：菲涅尔衍射和夫琅禾费衍射

菲涅耳衍射(近场衍射)：

有限 距离　　　　有限 距离

波源 ———— 障碍物 ———— 屏

（或二者之一有限远）

夫琅和费衍射(远场衍射)：

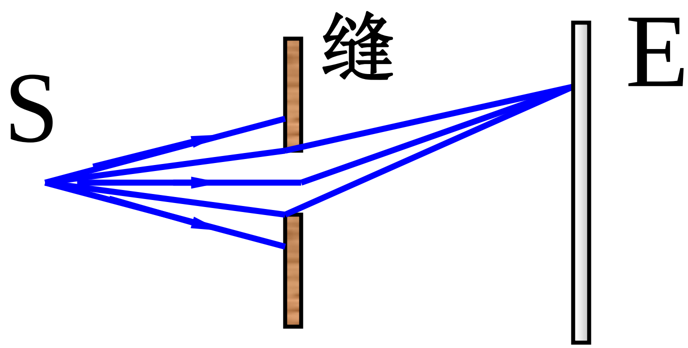
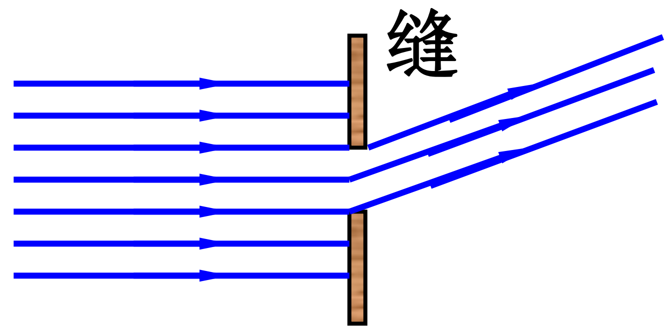
波源 ———— 障碍物 ———— 屏

无限远　　　　无限远

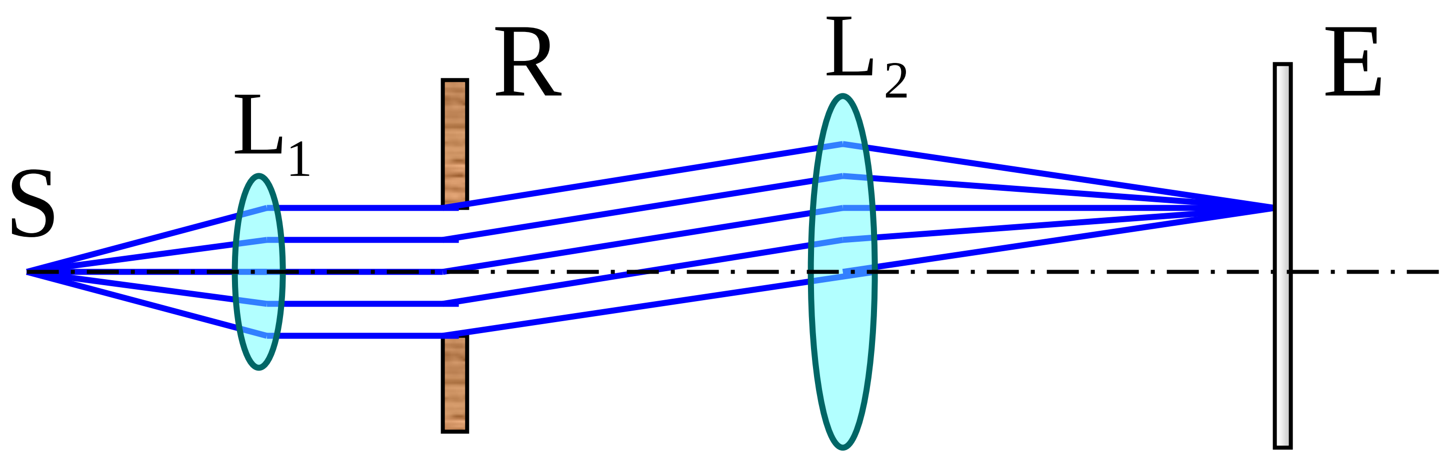
L_1　　　　L_2

即平行光衍射

菲涅尔衍射和夫琅禾费衍射

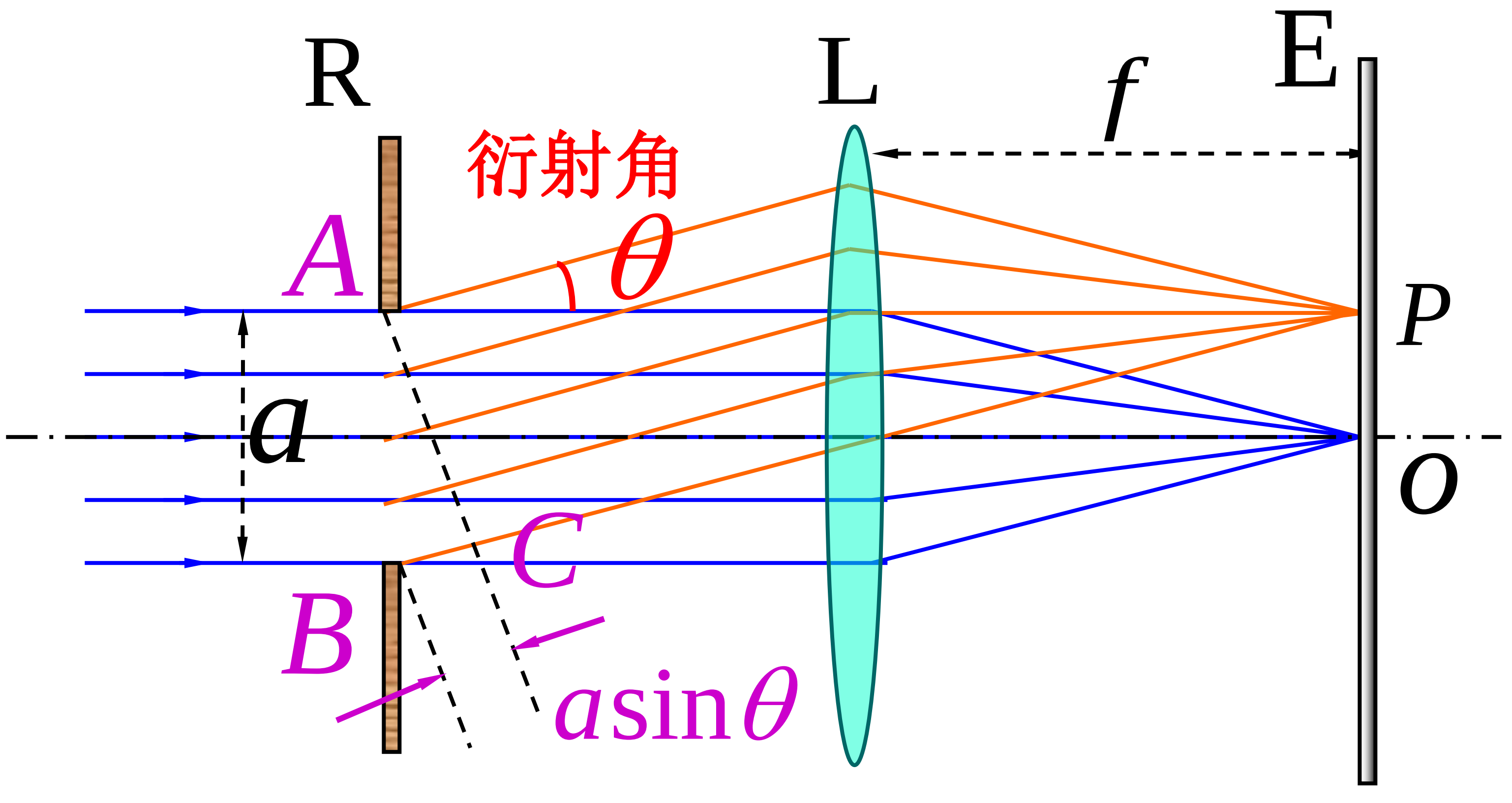
菲 涅 尔 衍 射	夫 琅 禾 费 衍 射
	
光源、屏与缝相距有限远	光源、屏与缝相距无限远

夫琅禾费衍射在实验中实现



单缝的夫琅禾费衍射

夫琅禾费单缝衍射



（衍射角 θ：向上为正，向下为负 ．）

菲涅尔波带法 $BC = a\sin\theta$

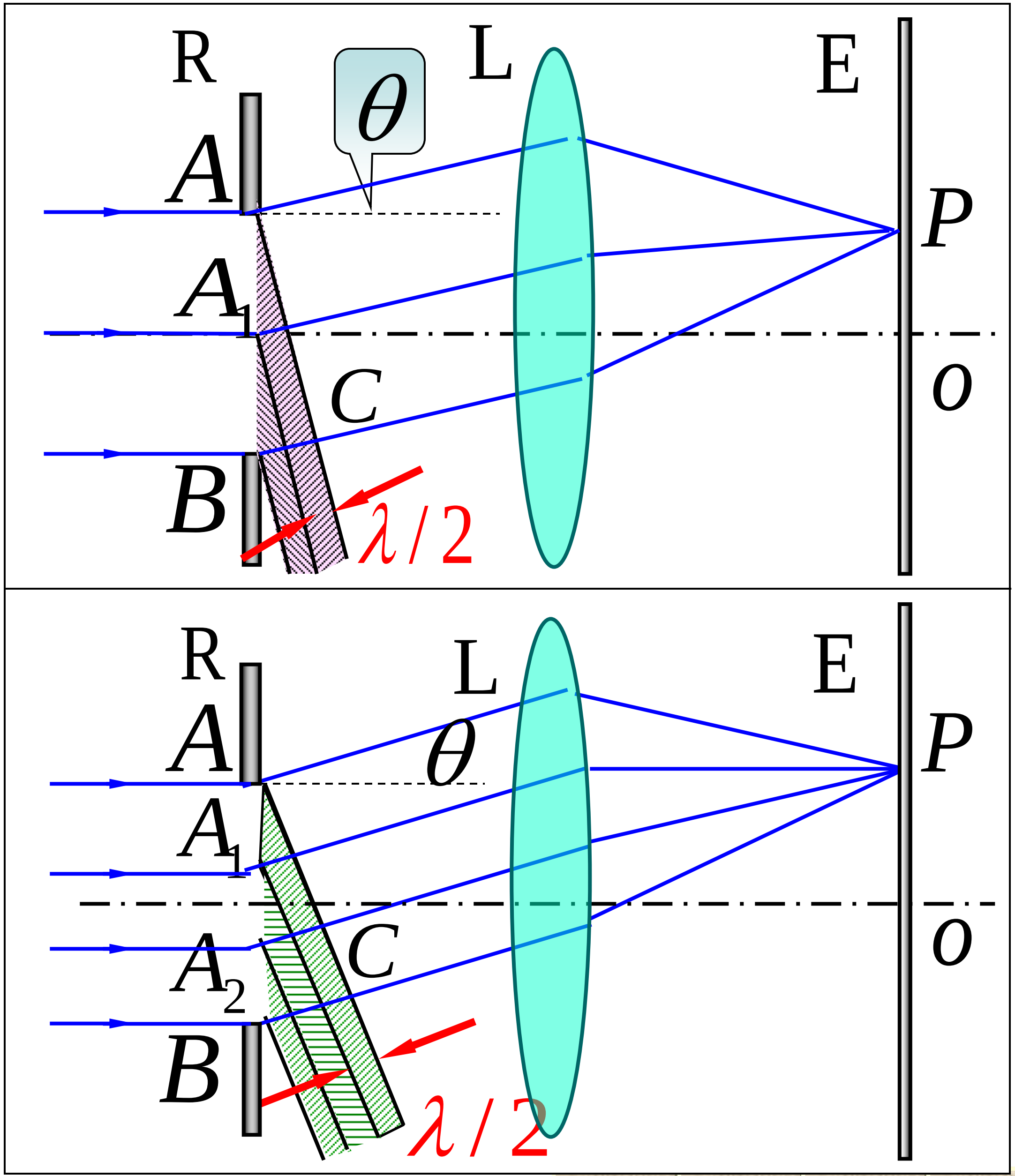
一　半波带法

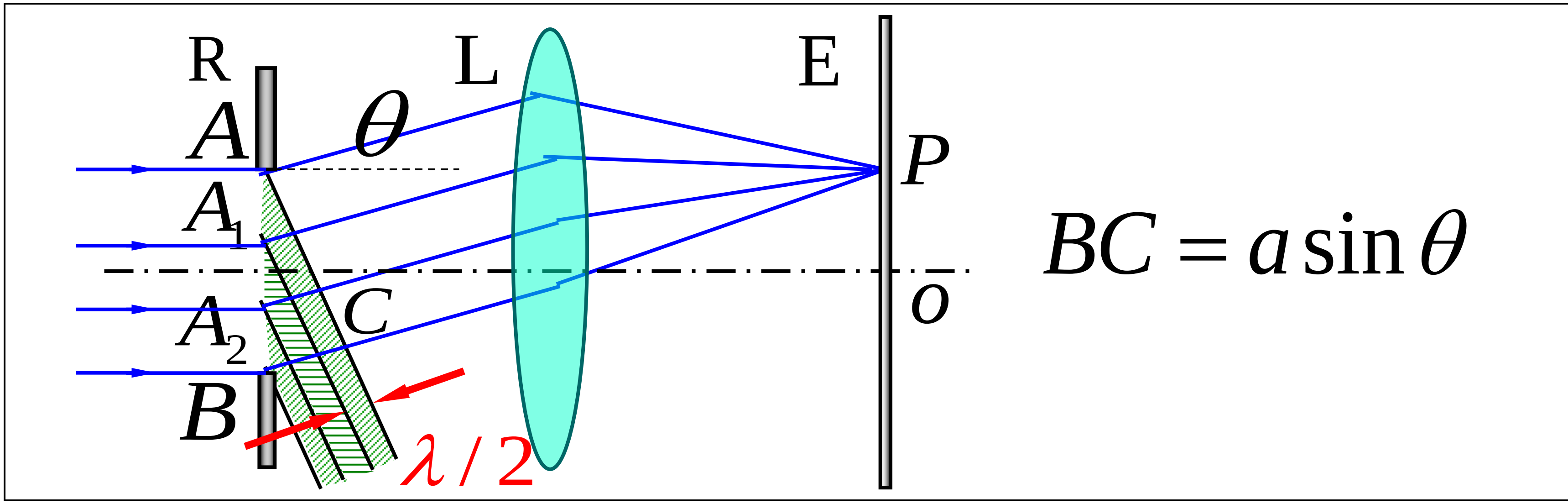
$$a\sin\theta = \pm 2k\,\lambda/2$$

$$k = 1,2,3,\cdots$$

$$a\sin\theta = \pm(2k+1)\,\lambda/2$$

$$k = 1,2,3,\cdots$$



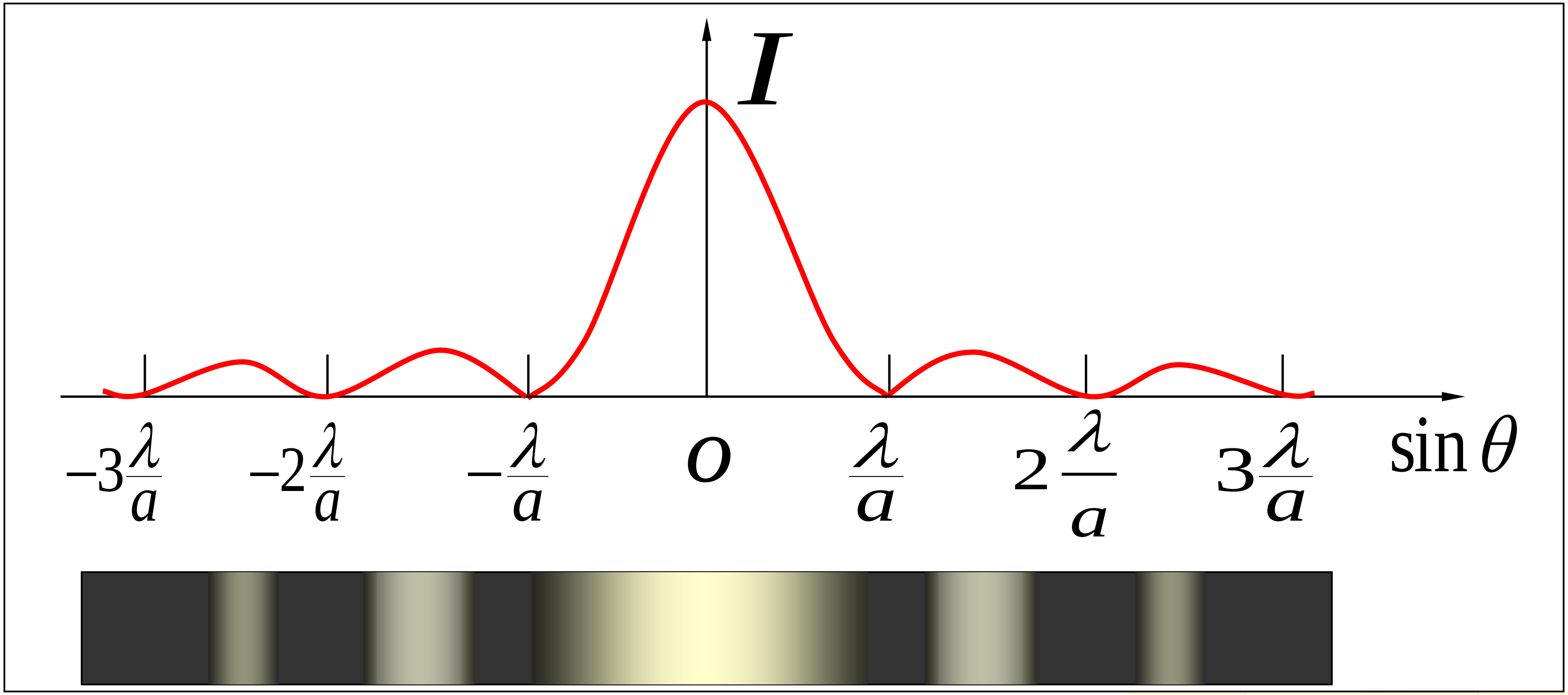


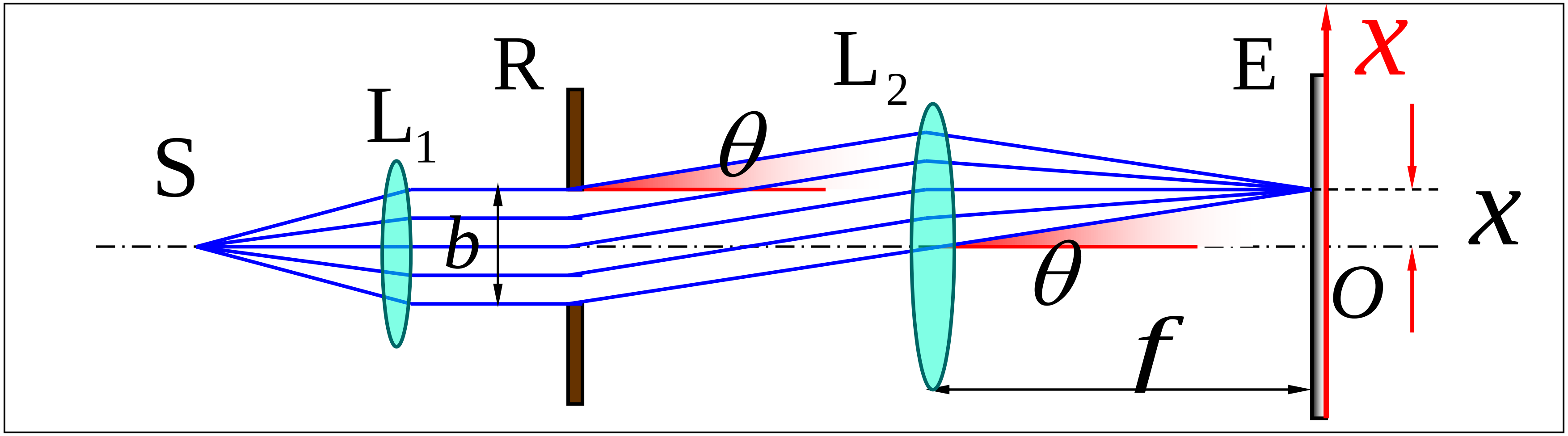
$$
\begin{cases}
a\sin\theta = 0 & \text{中央明纹中心} \\
a\sin\theta = \pm 2k\dfrac{\lambda}{2} = \pm k\lambda & \text{干涉相消（暗纹）} \quad \boxed{2k\text{个半波带}} \\
a\sin\theta = \pm(2k+1)\dfrac{\lambda}{2} & \text{干涉加强（明纹）} \quad \boxed{2k+1\text{个半波带}} \\
a\sin\theta \neq k\dfrac{\lambda}{2} & \text{（介于明暗之间）}
\end{cases}
$$

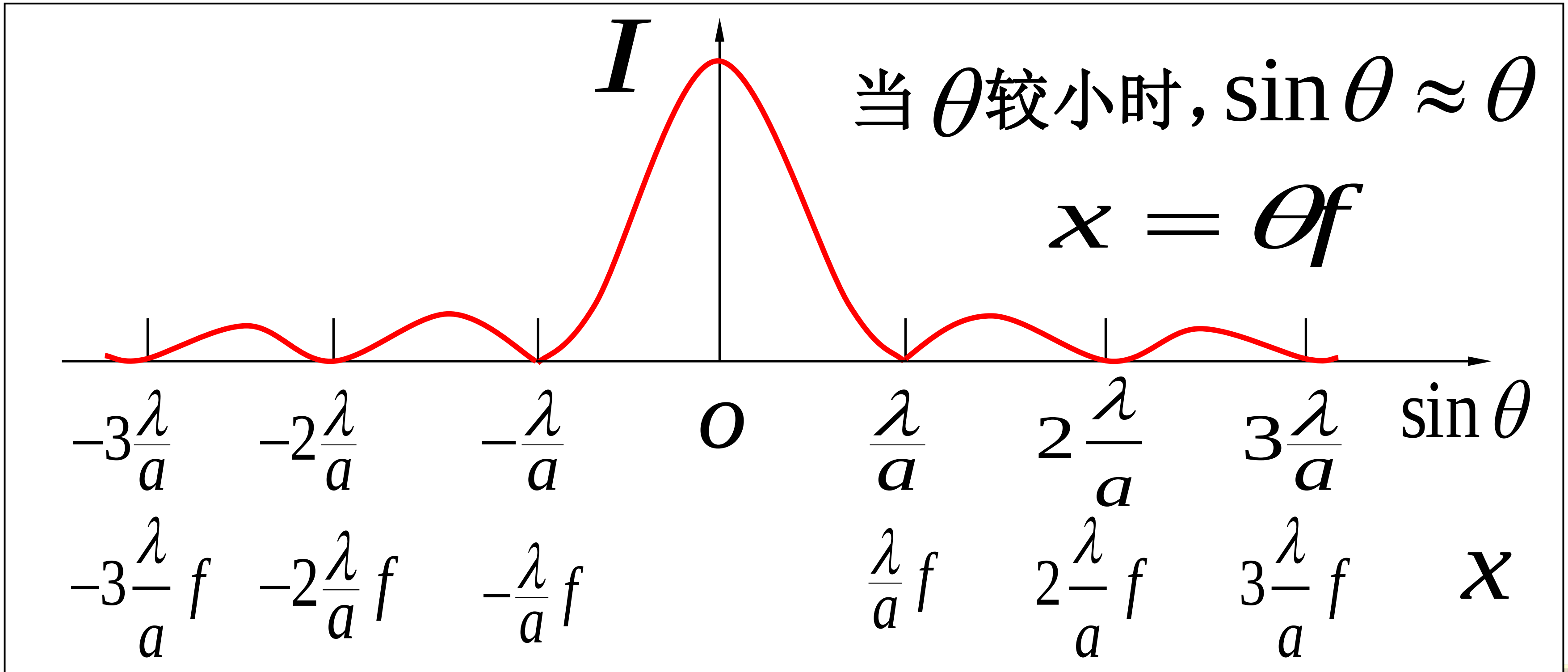
$(k = 1, 2, 3, \cdots)$

二　光强分布

$$\begin{cases} a\sin\theta = \pm 2k\dfrac{\lambda}{2} = \pm k\lambda & \text{干涉相消（暗纹）} \\ a\sin\theta = \pm(2k+1)\dfrac{\lambda}{2} & \text{干涉加强（明纹）} \end{cases}$$




S
L1
R
b
θ
L2
θ
f
E
x
x
O


I
当 θ 较小时, $\sin\theta \approx \theta$
$x = \theta f$
$-3\frac{\lambda}{a}$ $-2\frac{\lambda}{a}$ $-\frac{\lambda}{a}$ o $\frac{\lambda}{a}$ $2\frac{\lambda}{a}$ $3\frac{\lambda}{a}$ $\sin\theta$
$-3\frac{\lambda}{a}f$ $-2\frac{\lambda}{a}f$ $-\frac{\lambda}{a}f$ $\frac{\lambda}{a}f$ $2\frac{\lambda}{a}f$ $3\frac{\lambda}{a}f$ x

讨 论

$$\begin{cases} a\sin\theta = \pm 2k\dfrac{\lambda}{2} = \pm k\lambda & \text{干涉相消（暗纹）} \\ a\sin\theta = \pm(2k+1)\dfrac{\lambda}{2} & \text{干涉加强（明纹）} \end{cases}$$

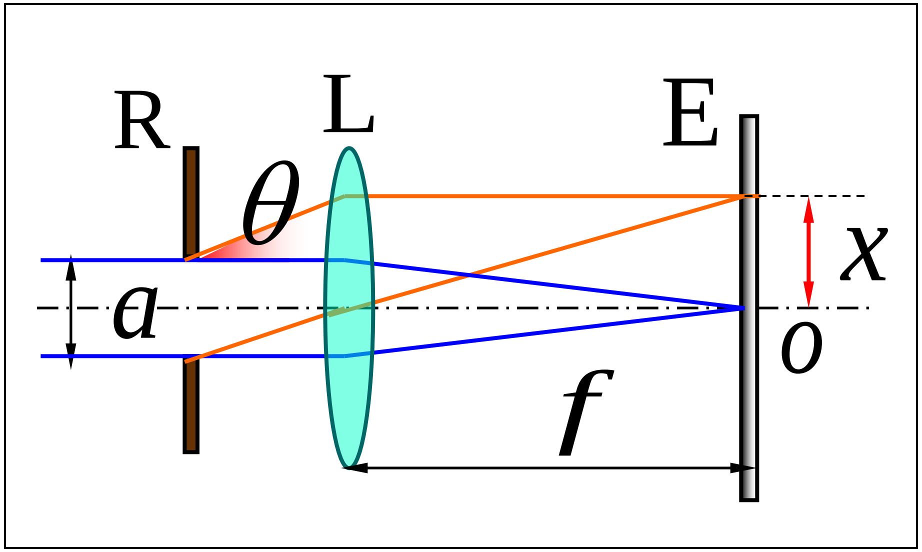
$$\sin\theta \approx \theta, \qquad x = \theta f, \qquad a\sin\theta \approx a\frac{x}{f}$$

（1）第一暗纹的衍射角

$$\theta_1 = \arcsin\frac{\lambda}{a}$$

第一暗纹距中心的距离

$$x_1 = \theta f = \frac{\lambda}{a} f$$



返回 退出

（2）中央明纹　（$k=1$ 的两暗纹间）

角范围 $-\frac{\lambda}{a}<\sin\theta<\frac{\lambda}{a}$　线范围 $-\frac{\lambda}{a}f<x<\frac{\lambda}{a}f$

中央明纹的宽度 $l_0=2x_1\approx 2\frac{\lambda}{a}f$

（3）条纹宽度（相邻条纹间距）

$$\begin{cases} a\sin\theta=\pm 2k\frac{\lambda}{2}=\pm k\lambda & \text{干涉相消（暗纹）} \\ a\sin\theta=\pm(2k+1)\frac{\lambda}{2} & \text{干涉加强（明纹）} \end{cases}$$

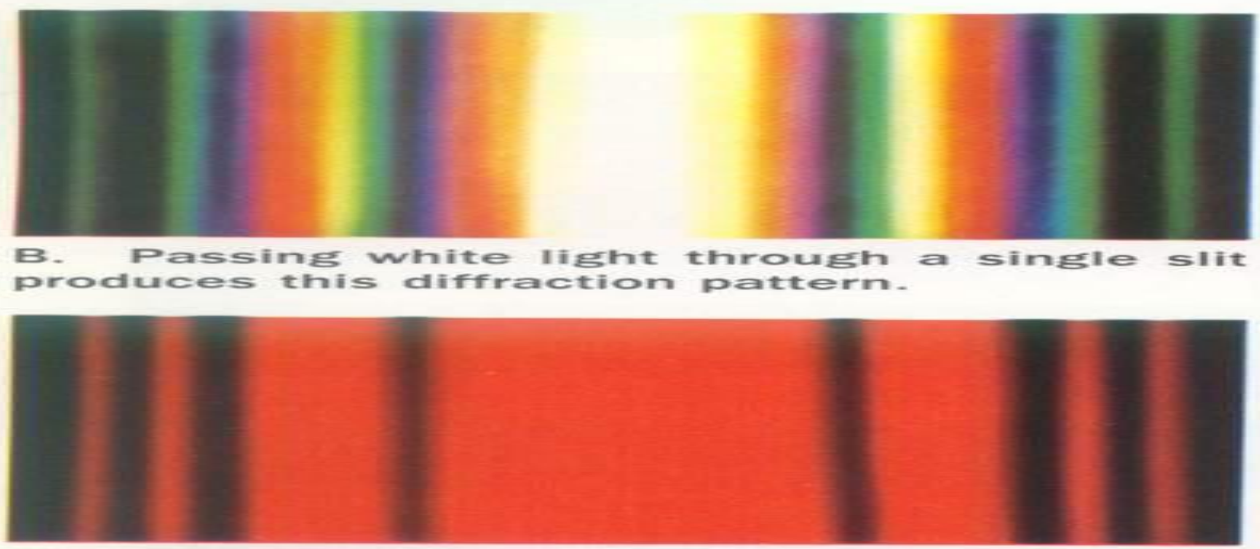
$l=\theta_{k+1}f-\theta_k f=\frac{\lambda f}{a}$　除了中央明纹外的其它明纹、暗纹的宽度

- λ一定 $\begin{cases} \text{a减小}, \theta_1\text{增大} & a \Rightarrow \lambda,\ \theta_1 \Rightarrow \dfrac{\pi}{2} \\ \text{a增大}, \theta_1\text{减小} & \dfrac{\lambda}{a} \Rightarrow 0,\ \theta_1 \Rightarrow 0 \end{cases}$

衍射最大

光直线传播

- a一定，λ越大，θ_1越大，衍射效应越明显.



B. Passing white light through a single slit produces this diffraction pattern.

Red light passed through the same slit produces this pattern.

返回 退出

例：水银灯发出的波长为546nm的绿色平行光，垂直入射于宽0.437mm的单缝，缝后放置一焦距为40cm的透镜，试求在透镜焦面上出现的衍射条纹中央明纹的宽度。

解：两个第一级暗纹中心间的距离即为中央明纹宽度，对第一级暗条纹（k=1）求出其衍射角

$$a\sin\theta_1 = \lambda$$

式中 θ_1 很小 $\theta_1 \approx \sin\theta_1 = \lambda / a$

中央明纹的角宽度 $2\theta_1 = 2\lambda / a$

透镜焦面上出现中央明纹的宽度

$$\Delta x = 2f\tan\theta_1 \approx 2f\theta_1 = \frac{2\lambda D}{a}$$

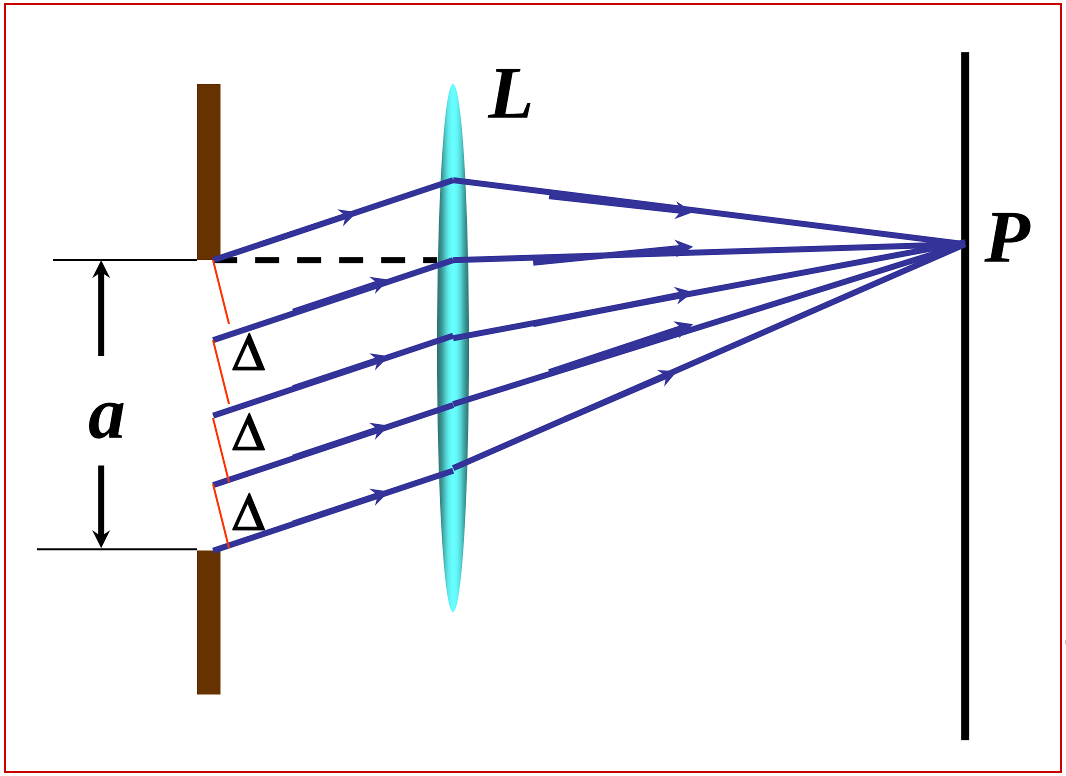
$$= \frac{2\times 546\times 10^{-9}\times 0.4}{0.437\times 10^{-3}}$$

$$= 1.0\times 10^{-3}m$$

中央明纹的宽度与缝宽a成反比，单缝越窄，中央明纹越宽。

三　振幅矢量叠加法(定量)

将a划分为N个等宽（$\frac{a}{N}$）的狭窄波带，设每个波带内能量集中于图中所示光线



两相邻光线光程差

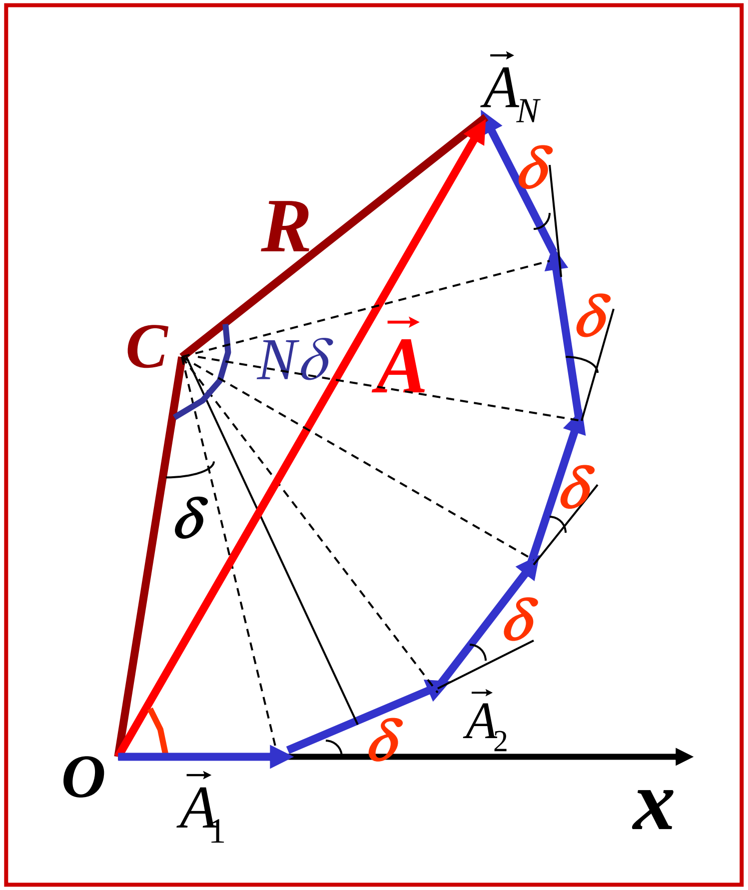
$$\Delta = \frac{a}{N}\sin\varphi$$

两相邻光线相位差

$$\delta = 2\pi\frac{\Delta}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda}\cdot\frac{a}{N}\sin\varphi$$

每条光线在屏上引起光振动振幅相等 $A_1 = A_2 = \cdots = A_N$

用多边形法则进行N个大小相等、两两依次相差为 δ 的光振动的叠加



$$A_1 = 2R\sin\frac{\delta}{2}$$

$$A = 2R\sin\frac{N\delta}{2}$$

$$A = A_1\frac{\sin\frac{N\delta}{2}}{\sin\delta/2} \approx A_1\frac{\sin\frac{N\delta}{2}}{\delta/2}$$

$$= NA_1\frac{\sin\frac{N\delta}{2}}{N\delta/2}$$

返回 退出

令 $$\alpha = \frac{N\delta}{2} = \frac{N}{2} \cdot 2\pi \frac{\Delta}{\lambda} = \frac{\pi a \sin\varphi}{\lambda}$$

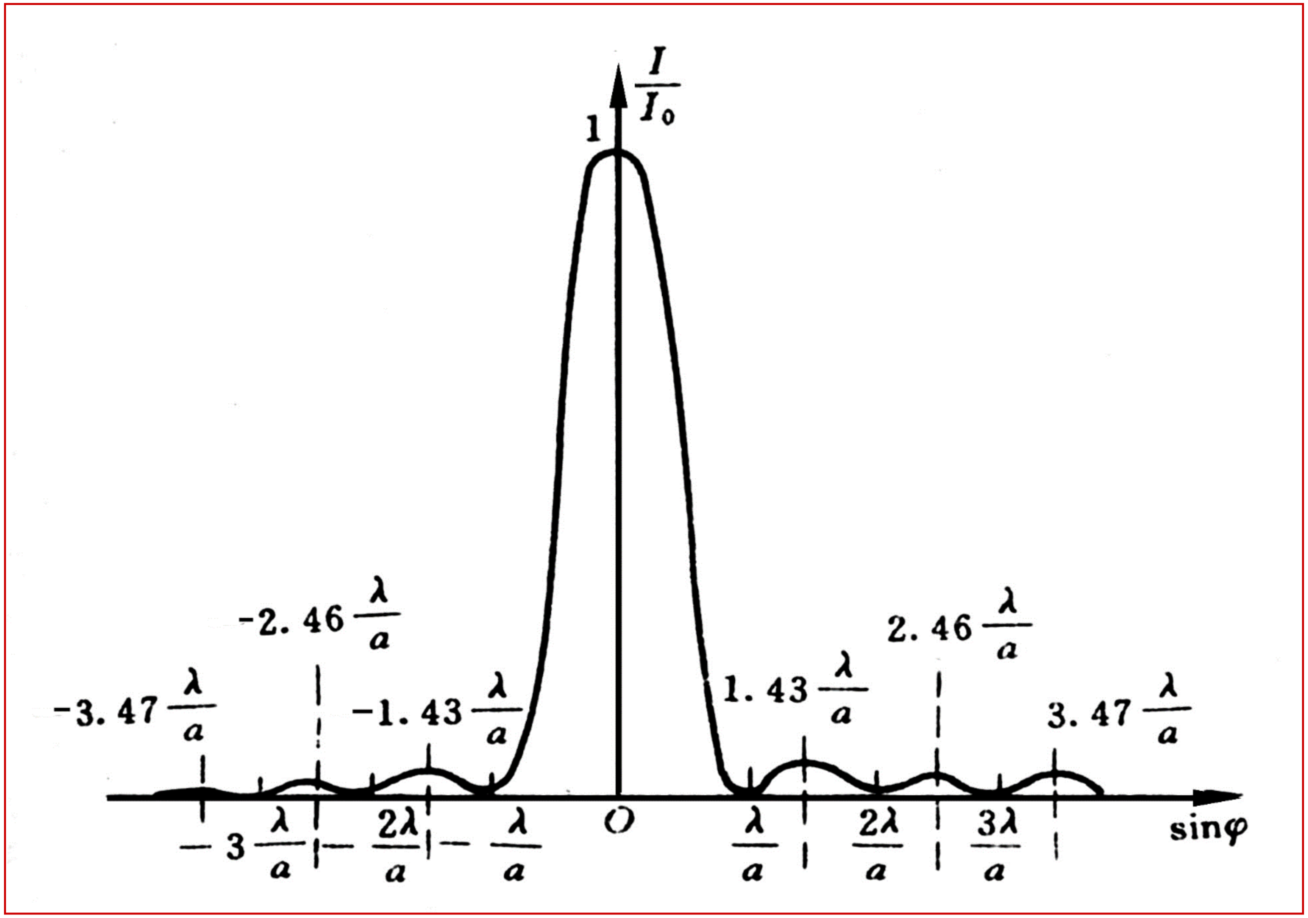
$A_0 = NA_1$ 即中央明纹中心处振幅

则 $$A = A_0 \frac{\sin\alpha}{\alpha} \qquad I = I_0 \left(\frac{\sin\alpha}{\alpha}\right)^2$$

中央明纹光强

式中 $\boldsymbol{I_0 = (NA_1)^2}$ 为中央明纹光强

作光强曲线，令 $\frac{\partial I}{\partial \alpha} = 0$ 得极值位置



明纹 $\sin\varphi = 0, \pm 1.43\frac{\lambda}{a}, \pm 2.46\frac{\lambda}{a}, \cdots$

暗纹 $\sin\varphi = \frac{\lambda}{a}, \frac{2\lambda}{a}, \frac{3\lambda}{a}, \cdots$

请与半波带法比较