大学物理

College Physics

主 讲

华 中 科 技 大 学

刘超飞

● *LC*无阻尼自由振荡（*R*=0）

振荡方程

$$\Rightarrow \frac{d^2q}{dt^2}+\omega^2 q=0 \quad 令：\omega=\sqrt{\frac{1}{LC}}$$ ——系统的固有频率

解为：$q=q_m\cos(\omega t+\phi)$

$$I=\frac{dq}{dt}=-\omega q_m\sin(\omega t+\phi)=I_m\cos(\omega t+\phi+\frac{\pi}{2})$$

电磁振荡中，q、I、W_e、W_m都作周期性变化。

（1）无阻尼自由振荡是简谐振荡，电流的变化超前电量$\frac{\pi}{2}$

（2）特征量求法与弹簧振子相同　**设初始条件为：** q_0, I_0

$$q_m=\sqrt{q_0^2+(\frac{I_0}{\omega})^2} \quad \phi=\mathrm{tg}^{-1}(-\frac{I_0}{q_0\omega})$$

● *LC*振荡电路的能量

$$W_e = \frac{q^2}{2C} \quad \Rightarrow W_e = \frac{1}{2}L\omega^2 q_m^2 \cdot \cos^2(\omega t + \phi)$$

$$W_m = \frac{1}{2}LI^2 \Rightarrow W_m = \frac{1}{2}L\omega^2 q_m^2 \cdot \sin^2(\omega t + \phi)$$

$$\Rightarrow \boxed{W_{总} = W_m + W_e} = \frac{1}{2}L\omega^2 q_m^2 \begin{cases} = \dfrac{1}{2}\dfrac{1}{C}q_m^2 & \text{电能极大值（常数）} \\ = \dfrac{1}{2}LI_m^2 & \text{磁能极大值（常数）} \end{cases}$$

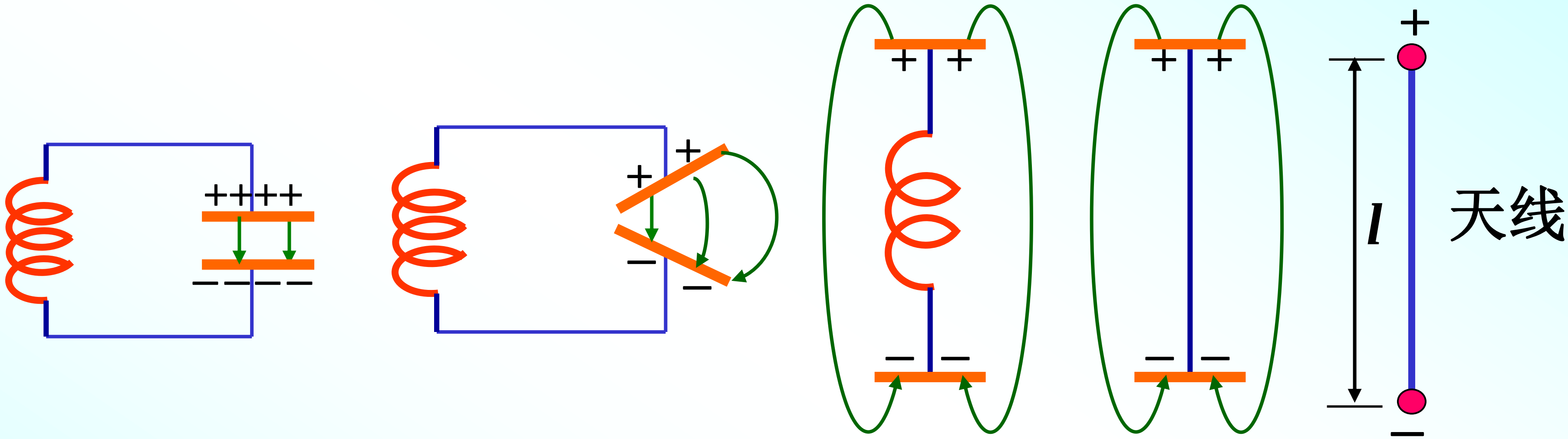
注意：（1）$W_{总} \propto q_m^2$(电荷振幅）

（2）能量变化的频率是振荡频率的 2 倍

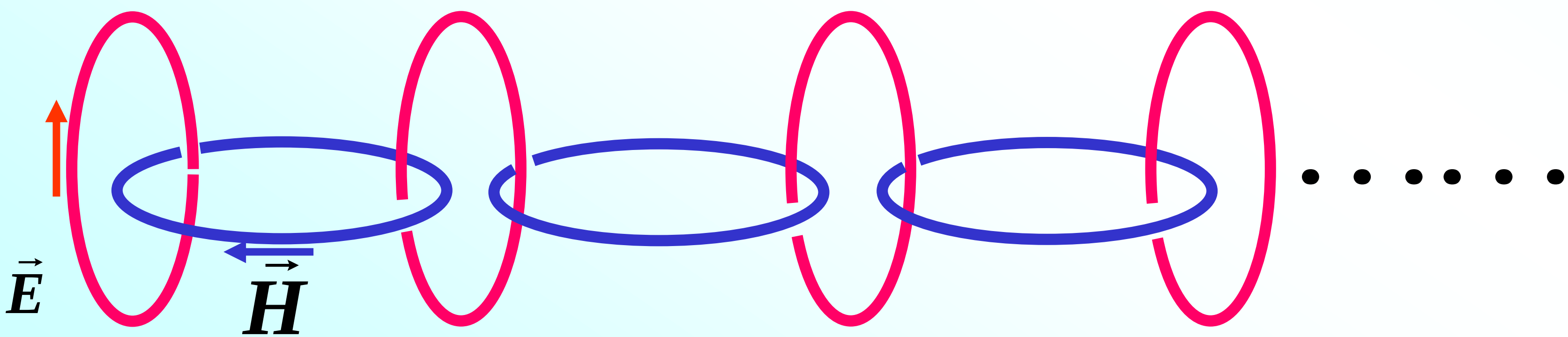
（3）$\overline{W_e} = \overline{W_m} = \frac{1}{2}W_{总}$

● 电磁波

*LC*振荡电路 $\left\{ \begin{array}{l} \text{1. 开放电路} \\ \text{2. 提高}\omega \quad \omega=\sqrt{\dfrac{1}{LC}} \end{array} \right.$



发射天线 = 振荡的电偶极子 $p=ql=q_0 l\cos\omega t=p_0\cos\omega t$



● 平面电磁波

波动表达式: $E_y = E_{ym}\cos\omega(t-\frac{x}{u})$ 其中: $u^2=\frac{1}{\varepsilon\mu}$，波速

$$H_z = H_{zm}\cos\omega(t-\frac{x}{u})$$

（1）$\vec{E}$ 和 $\vec{H}$ 的变化是同步的，位相相同，并有数值关系:

$$\sqrt{\varepsilon}E=\sqrt{\mu}H$$

（2）$\vec{E}\perp\vec{H}\perp\vec{u}$　　$\vec{E}\times\vec{H}$ 的方向就是u的方向

（3）能流密度矢量(坡印廷矢量): $\boxed{\vec{S}=\vec{E}\times\vec{H}}$

平均能流密度: $I=\boxed{\bar{S}=\frac{1}{2}E_m H_m}$

$$\because\ \sqrt{\varepsilon}E=\sqrt{\mu}H\quad \therefore \bar{S}\propto E_m^2\qquad \bar{S}\propto H_m^2$$

第五篇 光学

第12章 几何光学简介(自学)

研究光的直线传播现象，是波动光学的极限情况。

当研究对象的几何尺寸远大于所用光波的波长，
且波动效应不明显时，光以直线传播

基本内容：

1，光的独立传播定律

2，光路可逆原理

3，光在均匀介质中直线传播

4，介质分界面处的折射与反射定律

2，3，4可以概括为一句话：

过两个定点的光总走光程为极大值、极小值或者定值的路径

——费马原理

第13章 波动光学

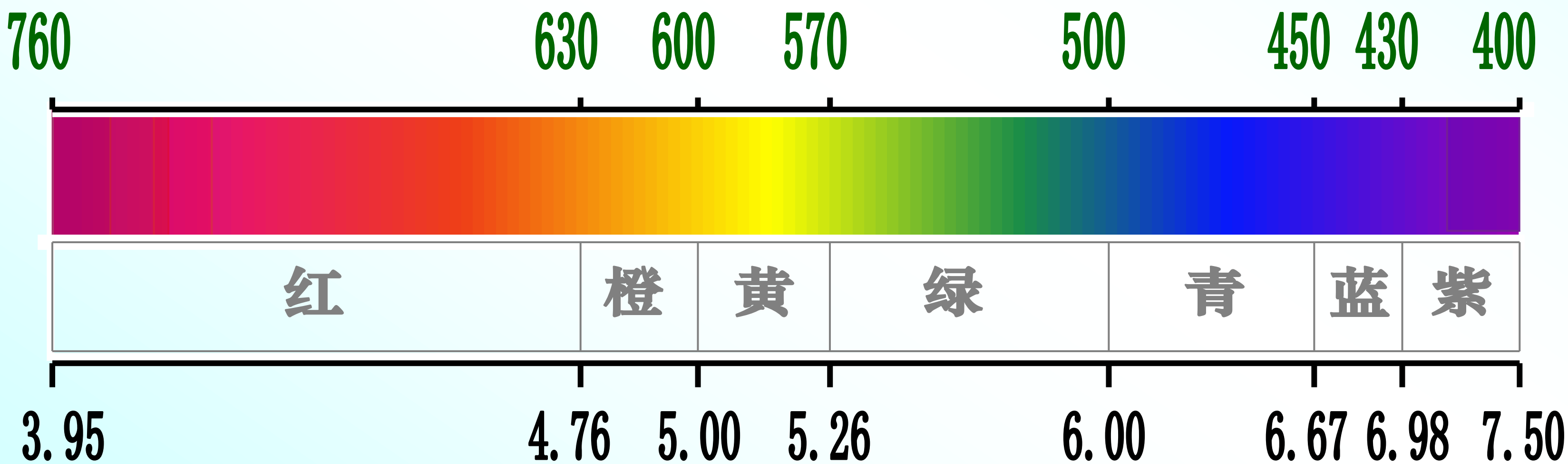
光是电磁波，具有干涉、衍射、 偏振等性质。

可见光波长: **400**nm——**760**nm

4000Å —— **7600**Å (**1**nm=**10**$^{-9}$m=**10**Å)

可见光波段

真空中波长(nm)



频率(×10^{14}Hz)

人眼对5.55×10^{-7} m 的黄绿色的光最敏感。

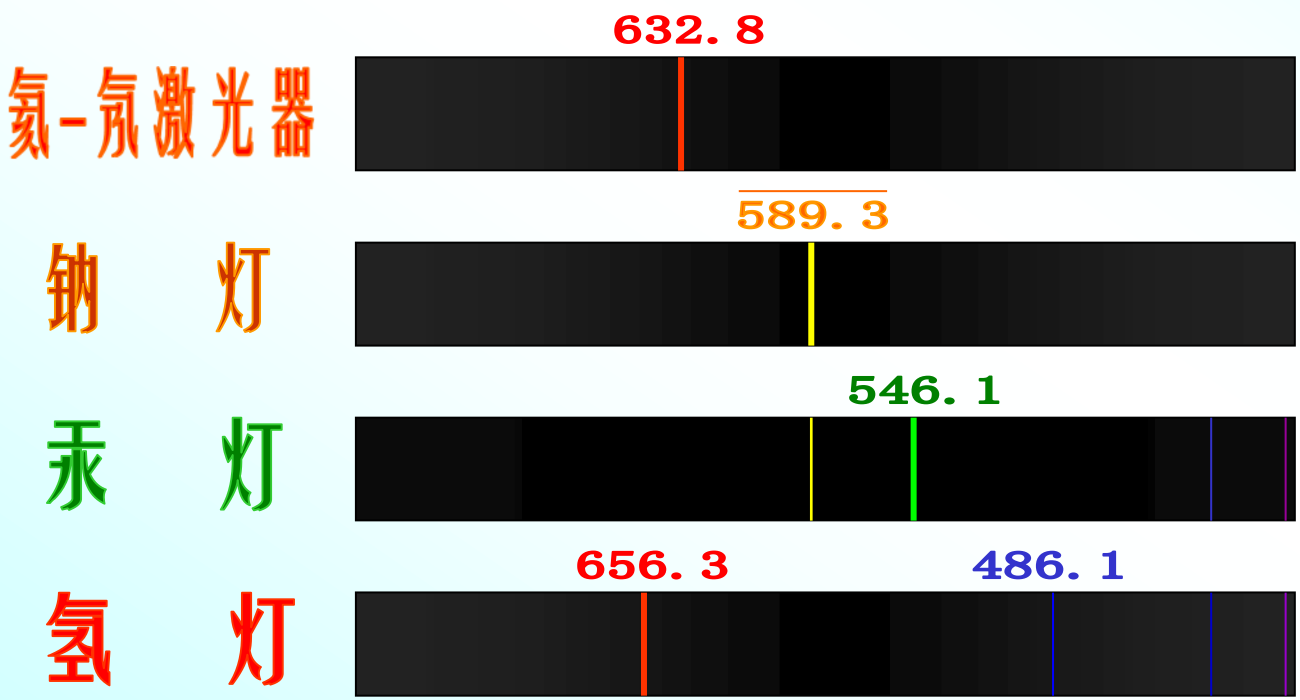
光的干涉

一、光源（普通光源、激光光源）

光源的最基本发光单元是分子、原子。

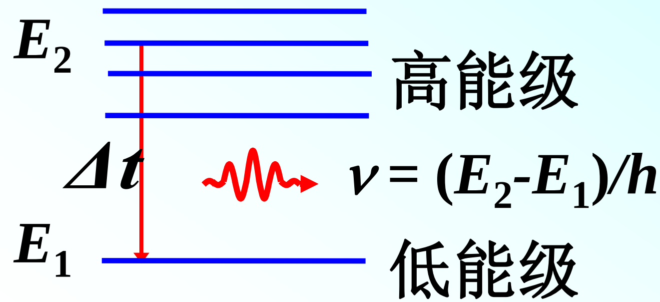
可见光是由原子外层电子的运动、电子能级的跃迁产生的。

常用单色光源及波长(nm)



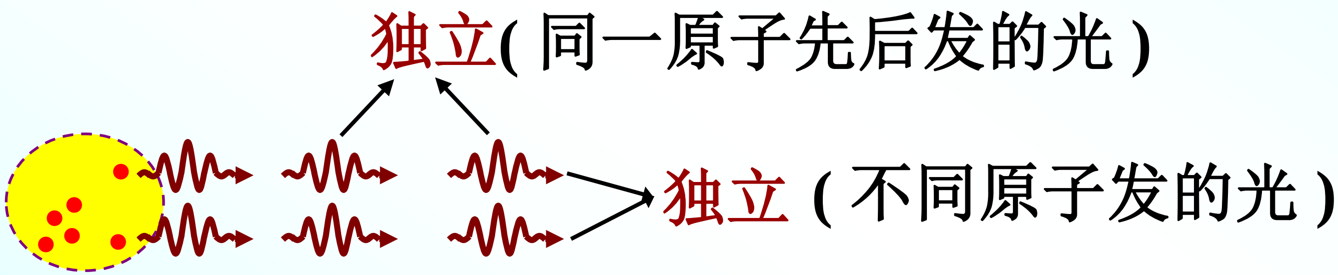
1. 普通光源

自发辐射：



$\Delta t < 10^{-8}$秒，远远小于仪器(包括人眼)的反应时间。

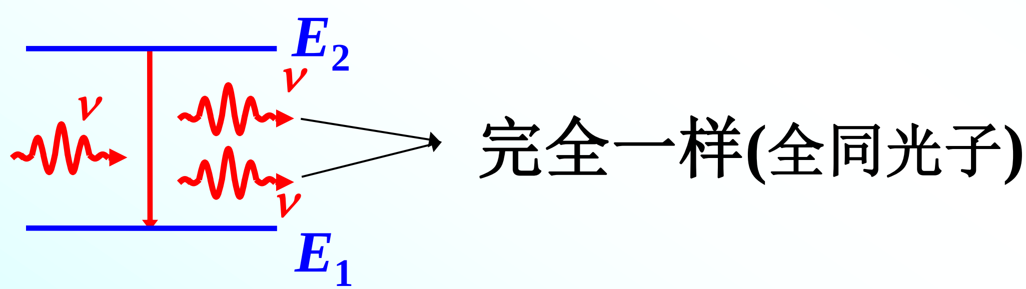
而且，哪个原子发光，发什么样的光都是随机的。



2. 激光光源

受激辐射：

$\nu = (E_2 - E_1)/h$



(频率, 位相, 振动方向, 传播方向)

二、光波的描述

1. 描述光波的光矢量 —— 电场强度矢量 $\vec{E}$

电场强度$\vec{E}$的振动称为光振动。

$$E = E_0 \cos[\omega(t - \frac{r}{u}) + \phi]$$

$$u = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$$

$$\Rightarrow E = E_0 \cos(\omega t + \phi - \frac{2\pi r}{\lambda})$$

为介质中的光速

能流密度矢量的大小:

$$\left.\begin{array}{l} \boxed{\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}} \\ \sqrt{\varepsilon} E = \sqrt{\mu} H \end{array}\right\} \Rightarrow S = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} E^2 = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} E_0^2 \cos^2(\omega t + \phi - \frac{2\pi r}{\lambda})$$

光强——平均能流密度:

$$I = \frac{1}{T}\int_0^T S dt = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} E_0^2 = \frac{1}{2} u \varepsilon E_0^2$$

光强正比于振幅的平方

2. 光程 光程差

（1）光程

介质折射率: $n=\dfrac{c}{u}$ 由介质的性质决定 $=\sqrt{\varepsilon_r\mu_r}$

此介质中波长为: $\lambda=uT=\dfrac{cT}{n}=\dfrac{\lambda_0}{n}$

光在真空中和介质中走过相同的几何距离 d 后所造成的位相变化$\Delta\phi$和 $\Delta\phi'$分别为:

$$\Delta\phi=2\pi\frac{d}{\lambda_0}=2\pi\frac{n_0 d}{\lambda_0}$$

其中 n_0=1 为真空的折射率

$$\Delta\phi'=2\pi\frac{d}{\lambda}=2\pi\frac{n\,d}{\lambda_0}$$

可见, 走过相同的几何距离后位相的变化并不相同。

可将以上两式写成相同的形式。

2. 光程 光程差

（1）光程

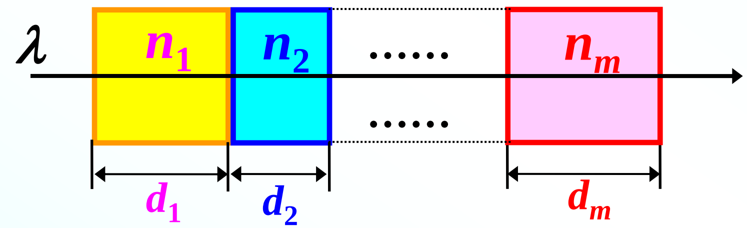
$$\Delta\phi = 2\pi\frac{d}{\lambda_0} = 2\pi\frac{n_0 d}{\lambda_0}$$

$$\Delta\phi' = 2\pi\frac{d}{\lambda} = 2\pi\frac{nd}{\lambda_0}$$

令$L=nd$ 则L 和L'相等时，位相的变化相同。

定义：光波在介质中所经历的几何路程 d 与介质折射率 n 之积 nd 称为光程。

$$L = \sum(n_i d_i)$$



$$L = \int n(x)\mathrm{d}x$$ （折射率连续变化）

(2)光程差

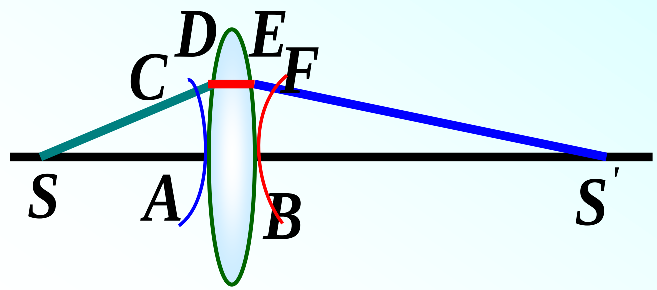
两光程之差 $\delta = L_2 - L_1 = (n_2 d_2 - n_1 d_1)$ 叫做光程差。

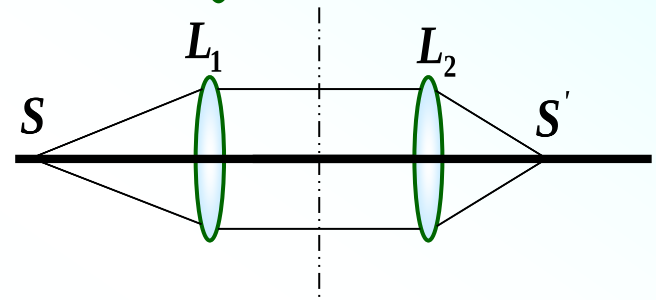
位相差：$\Delta\phi = 2\pi \dfrac{(L_2 - L_1)}{\lambda_0}$ 即：$\boxed{\Delta\phi = \dfrac{2\pi}{\lambda_0}\delta}$

注：（1）一般取空气的 $n \approx 1$

（2）透镜成象的等光程性

$$\begin{cases} SC = SA \\ S'B = S'F \\ CD + n\cdot DE + EF = n\cdot AB \end{cases}$$

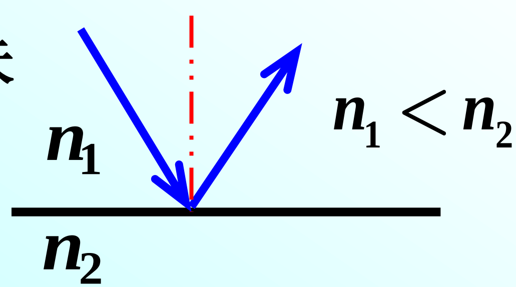


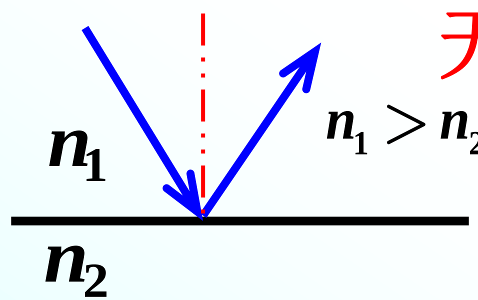


$\Rightarrow$ 透镜或透镜组在光路中不会带来附加的光程差。

（3）半波损失

有半波损失





无半波损失

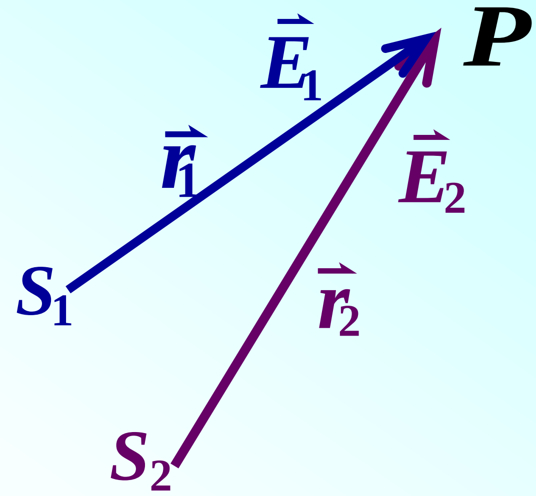
3. 光的相干性

（1）光波叠加

在两列单色平面光波的任意相遇点P ：

$$\vec{E}_1(p,t)=\vec{E}_{10}\cos(\omega_1 t+\phi_1-2\pi r/\lambda_1)$$

$$\vec{E}_2(p,t)=\vec{E}_{20}\cos(\omega_2 t+\phi_2-2\pi r_2/\lambda_2)$$

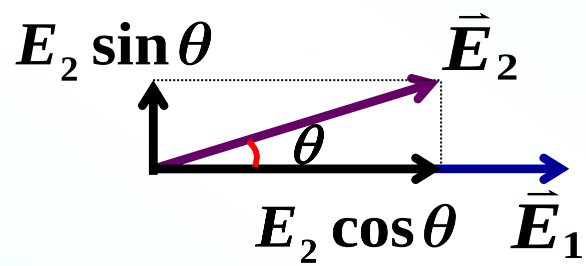


E_1，E_2的振动方向有可能不平行，则可以将E_2分解为：

垂直于 $\vec{E}_1$方向的振动为 $E_2\sin\theta$

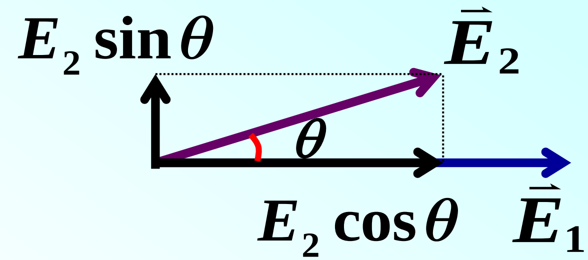
相应的光强 $I'\propto|E_{20}\sin\theta|^2$(背景光)

平行于 $\vec{E}_1$方向的振动为 $E_2\cos\theta$



则两个同方向振动可以合成，合成振动振幅为：

$$E_0{}^2 = E_{10}^2 + E_{20}^2\cos^2\theta + 2E_{10}\cdot E_{20}\cos\theta\cdot\cos\Delta\phi$$



其中$\Delta\phi$为两光波的位相差：

$$\Delta\phi = [\underbrace{(\omega_2-\omega_1)t}_{\text{频率差的贡献}} + \underbrace{(\phi_2-\phi_1)}_{\text{初位相差的贡献}} \underbrace{- 2\pi(\frac{r_2}{\lambda_2}-\frac{r_1}{\lambda_1})}_{\text{光程差的贡献}}]$$

合成振动在P处的光强：$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\ \cdot\overline{(\cos\Delta\phi)_T}$

(对时间平均值)

讨论：

A、两光波的位相差不稳定：$\Delta\phi\neq$常量

$$\overline{\cos\Delta\phi} = \frac{1}{T}\int_t^{t+T}(\cos\Delta\phi)\,\mathrm{d}t = 0$$

相遇点的光强：$I=I_1+I_2$ 两光强简单相加。 两光波不相干

$$\boxed{I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\ \cdot \overline{(\cos\Delta\phi)}_T}$$

$$\boxed{\Delta\phi = [(\omega_2-\omega_1)t + (\phi_2-\phi_1) - 2\pi(\frac{r_2}{\lambda_2}-\frac{r_1}{\lambda_1})]}$$

讨论：

B、两光波的位相差稳定：$\Delta\phi =$ 常量

$$\overline{\cos\Delta\phi} = \frac{1}{T}\int_t^{t+T}(\cos\Delta\phi)\,\mathrm{d}t = \cos\Delta\phi$$

相遇点的光强： $\boxed{I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\ \cdot(\cos\Delta\phi)}$

当 $\begin{cases} \Delta\phi = 2k\pi & \Rightarrow I > I_1 + I_2 \\ \Delta\phi = (2k+1)\pi & \Rightarrow I < I_1 + I_2 \end{cases}$

光强加强

光强减弱

称之为相干叠加

若$I_1=I_2$，有：

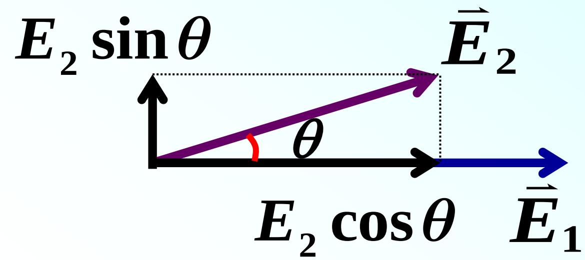
$$\begin{cases} \Delta\phi = 2k\pi & \Rightarrow I = 4I_1 = 4I_2 \\ \Delta\phi = (2k+1)\pi & \Rightarrow I = I_1 - I_2 = 0 \end{cases}$$

（2）光波的相干条件： 两光波的位相差稳定 $\Delta\phi=$ 常量

$$\Delta\phi=[(\omega_2-\omega_1)t+(\phi_2-\phi_1)-2\pi(\frac{r_2}{\lambda_2}-\frac{r_1}{\lambda_1})] = \text{常量}$$

- *a.* 两列波的频率相等： $\omega_1=\omega_2$
- *b.* $\phi_2-\phi_1=$ 常量，两列波的初相位差恒定。
- *c.* 两列波有相互平行的电振动分量，

即： $\cos\theta\neq 0$



当两列波的振幅相等时，干涉现象最明显。

获得相干光的方法： (如何由普通光源获得)

1. **分波阵面的方法—— 杨氏干涉**
2. **分振幅的方法 —— 等倾干涉、等厚干涉**
3. **分振动面的方法—— 偏振光干涉**

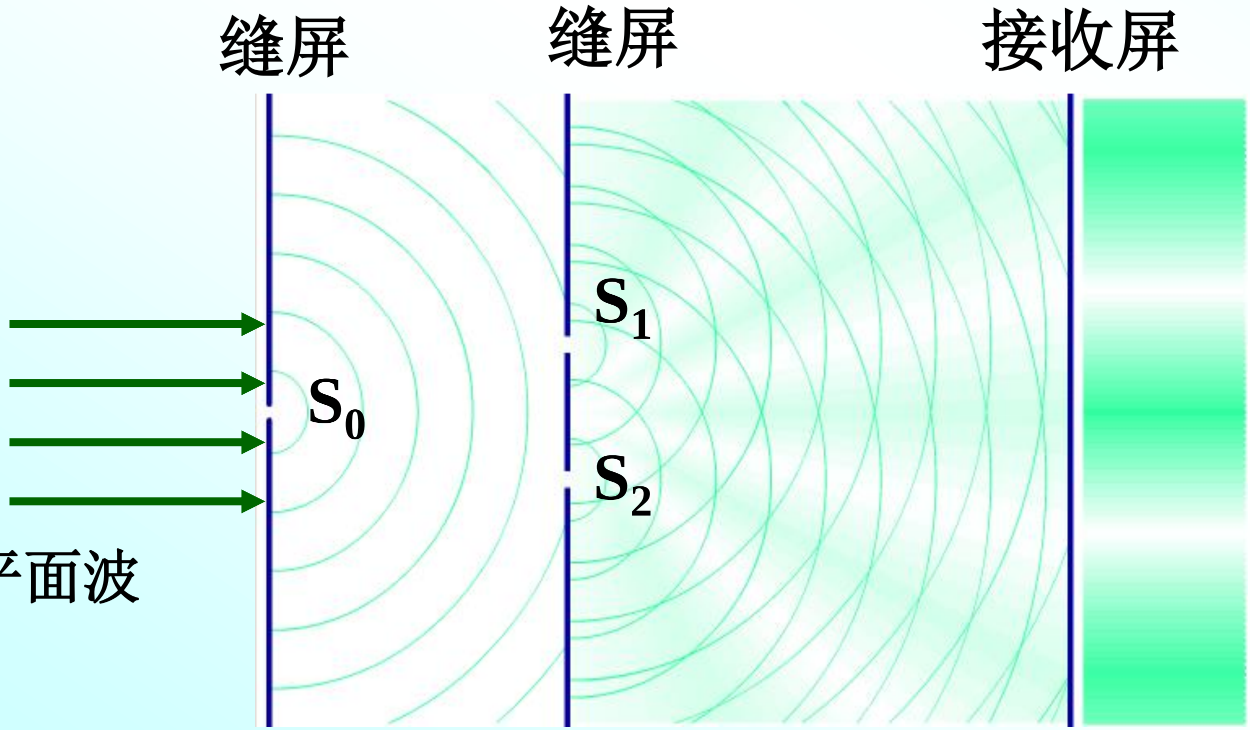
三、分波阵面干涉

$$\boxed{\Delta\phi=[(\omega_2-\omega_1)t+(\phi_2-\phi_1)-2\pi(\frac{r_2}{\lambda_2}-\frac{r_1}{\lambda_1})]\ =\text{常量}}$$

英国物理学家托马斯·杨

1.杨氏双缝干涉(1801年)

（1）实验原理

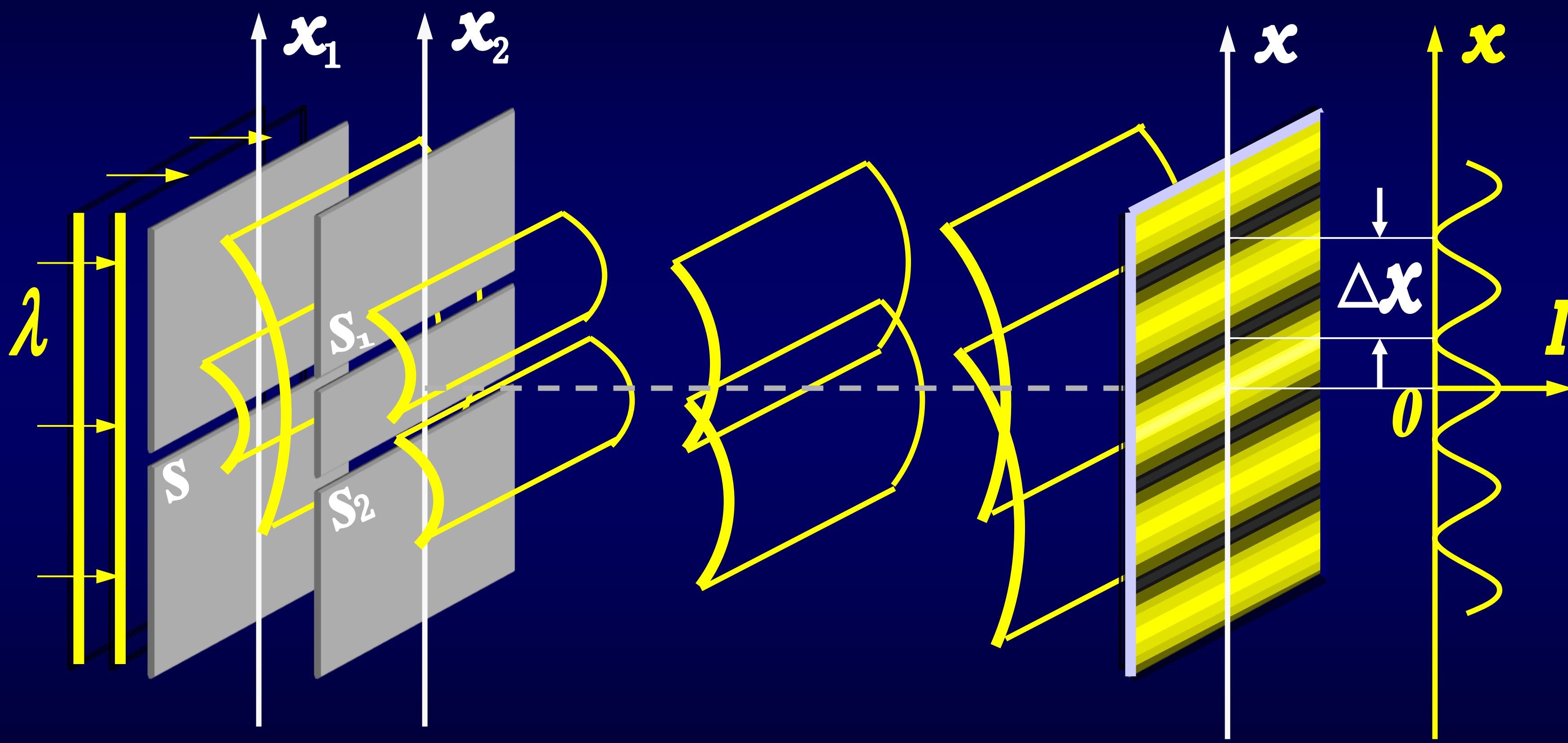


是关于中央明纹对称的明暗相间的直条纹

视频：双缝干涉

分波阵面干涉例

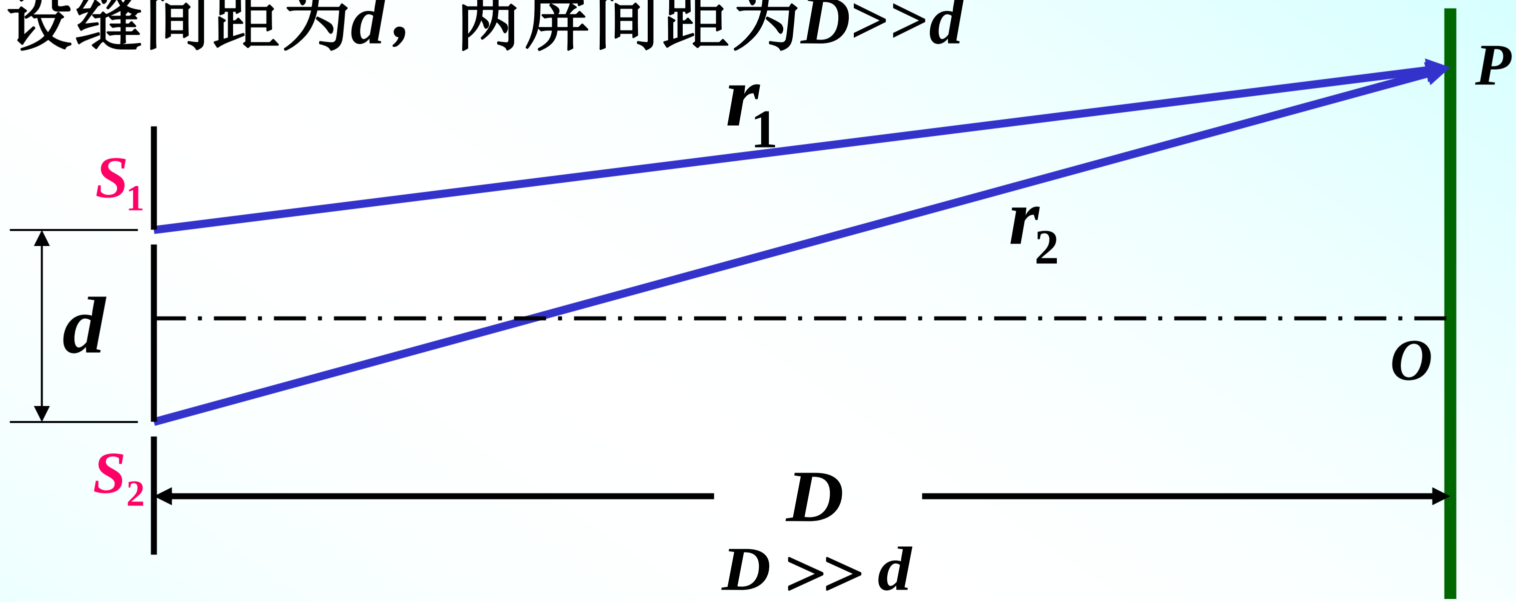
杨氏双缝干涉实验



两列相干柱面波的干涉

（2）明暗条纹的位置（真空中）

设缝间距为d，两屏间距为$D>>d$



出现明暗条纹的条件：

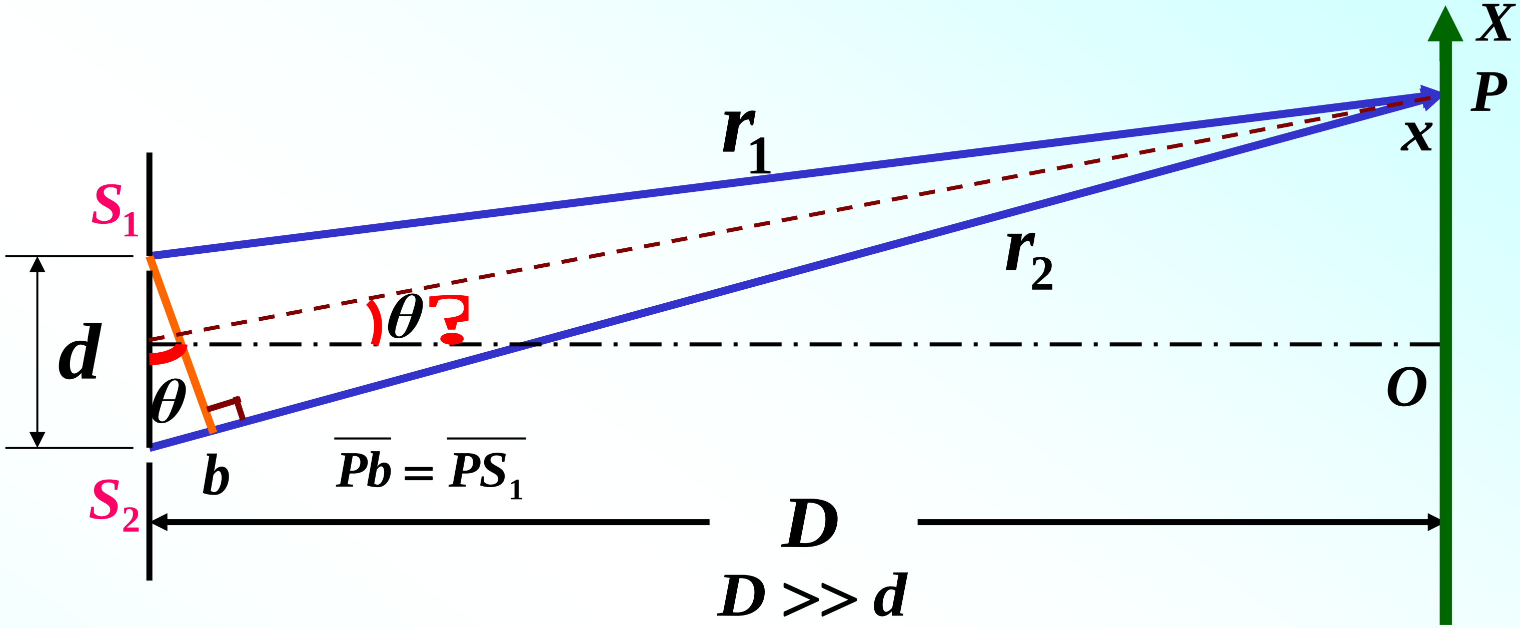
明纹：干涉极大 ⟹ $\Delta\phi=\pm 2k\pi$

暗纹：干涉极小 ⟹ $\Delta\phi=\pm(2k+1)\pi$

$(k=0,1,2\ldots)$

对任意点P：位相差为 $\Delta\phi=\dfrac{\Delta r}{\lambda}2\pi$

$$\Rightarrow \Delta r=r_2-r_1=\begin{cases}\pm k\lambda & \text{干涉极大，出现明纹}\\ \pm(2k+1)\dfrac{\lambda}{2} & \text{干涉极小，出现暗纹}\end{cases}$$

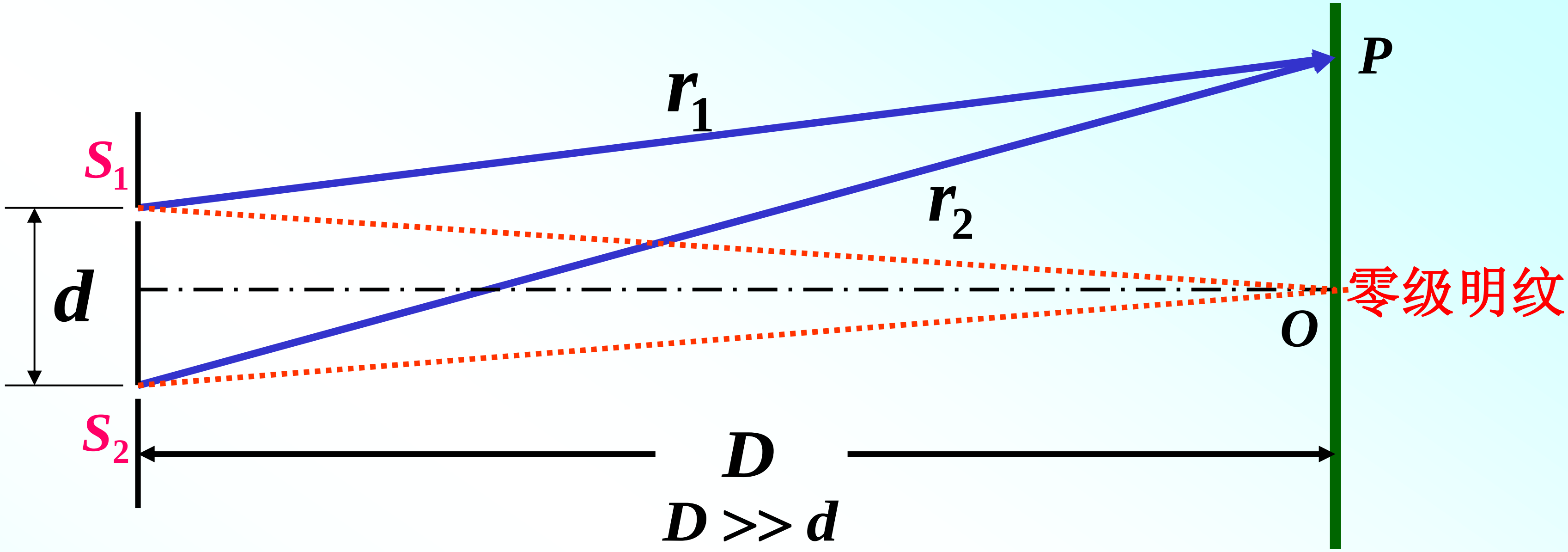


$$\begin{cases} \Delta r = r_2 - r_1 = d\sin\theta \text{（实际上}\theta\text{ 角非常小）} \\ P\text{ 点的坐标为}x\text{：}x = D\mathrm{tg}\theta \approx D\sin\theta \quad \Rightarrow \sin\theta \approx \dfrac{x}{D} \end{cases}$$

$$\Rightarrow x = \frac{D}{d}\Delta r$$

所以极大极小的位置（明暗条纹的位置）：

$$\begin{cases} \boxed{x = \pm k\dfrac{D}{d}\lambda} \text{——明条纹} \\ \boxed{x = \pm(2k+1)\dfrac{D}{d}\dfrac{\lambda}{2}} \text{——暗条纹} \end{cases} \quad (k = 0,1,2\cdots)$$



注：O点处 $\Delta r = 0$ $(k = 0)$ 是**中央明纹**（零级明纹）

如果P点的光程差 $\begin{cases} \Delta r \neq k\lambda \\ \Delta r \neq (2k+1)\dfrac{\lambda}{2} \end{cases}$

则P点为明暗条纹的过渡区

$$\boxed{x=\pm k\frac{D}{d}\lambda}\ 明纹\qquad \boxed{x=\pm(2k+1)\frac{D}{d}\frac{\lambda}{2}}\ 暗纹\qquad (k=0,1,2\cdots)$$

讨论：

1）相邻两条明（暗）纹的间距：$\Delta x=\dfrac{D}{d}\lambda$

干涉图样是等间距明暗相间的直条纹。

2）D、λ 一定，$\Delta x\propto\dfrac{1}{d}$。

$d\downarrow\Rightarrow\Delta x\uparrow$ 条纹间距越大，条纹越清晰；

$d\uparrow\Rightarrow\Delta x\downarrow$ d大到一定程度，条纹全部集中到屏中心。

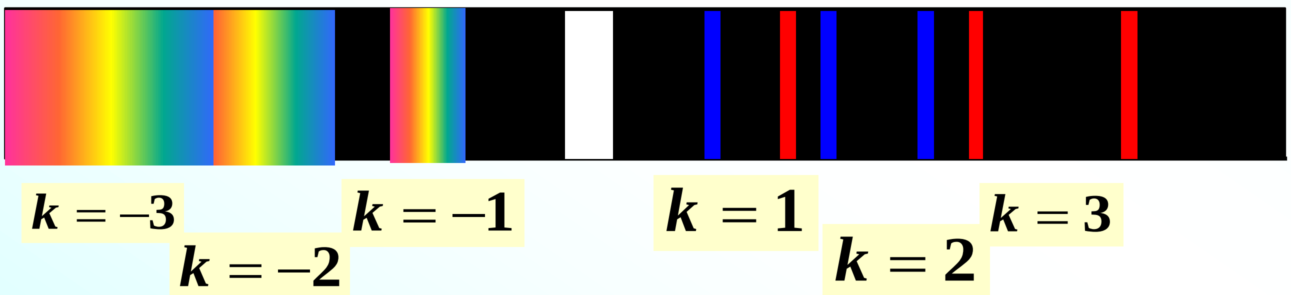
3）$\lambda=\dfrac{\Delta x\cdot d}{D}$ **由此，可测出各种光波的波长。**

$$\boxed{x=\pm k\frac{D}{d}\lambda}\ \text{明纹}\qquad \boxed{x=\pm(2k+1)\frac{D}{d}\frac{\lambda}{2}}\ \text{暗纹}\qquad (k=0,1,2\cdots)$$

4）D、d 一定, $x_k\propto\lambda$,

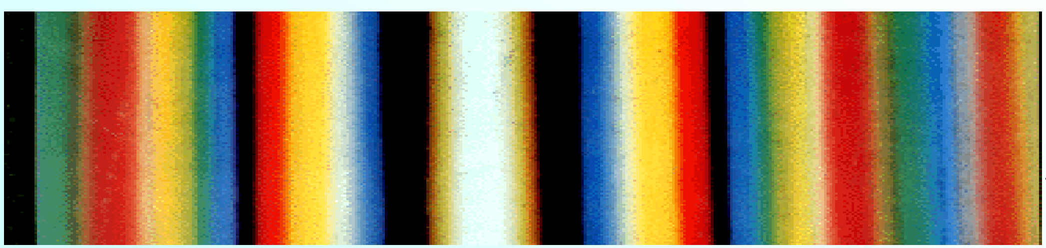
同一级上，波长越大，明纹坐标越大 （中央极大除外）

若复色光入射，每一级都是**彩色条纹**分布 ——**色散**



杨氏干涉条纹是等间距的直条纹。

比如白光入射：



白光入射的杨氏双缝干涉照片

$$x = \pm k\frac{D}{d}\lambda$$ 明纹

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

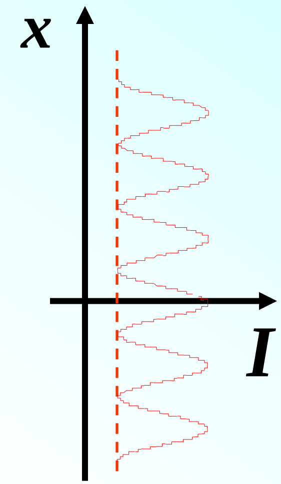
$(k = 0,1,2\cdots)$

5) 把其中一条缝加宽，条纹如何变化？

若 d不变，则条纹位置不变。

$E_{10} \neq E_{20}$ $\begin{cases}\text{则暗纹强度不为0，} \\ \text{明纹强度也变大}\end{cases}$

条纹反差小（有衬底）。



6) 若把S向上移，条纹如何变化？