大学物理I

和差化积	积化和差
$\sin\alpha+\sin\beta=2\sin\frac{\alpha+\beta}{2}\cos\frac{\alpha-\beta}{2}\cdot$	$\sin\alpha\cos\beta=\frac{1}{2}[\sin(\alpha+\beta)+\sin(\alpha-\beta)]$
$\sin\alpha-\sin\beta=2\cos\frac{\alpha+\beta}{2}\sin\frac{\alpha-\beta}{2}\cdot$	$\cos\alpha\sin\beta=\frac{1}{2}[\sin(\alpha+\beta)-\sin(\alpha-\beta)]$
$\cos\alpha+\cos\beta=2\cos\frac{\alpha+\beta}{2}\cos\frac{\alpha-\beta}{2}\cdot$	$\cos\alpha\cos\beta=\frac{1}{2}[\cos(\alpha+\beta)+\cos(\alpha-\beta)]$
$\cos\alpha-\cos\beta=-2\sin\frac{\alpha+\beta}{2}\sin\frac{\alpha-\beta}{2}\cdot$	$\sin\alpha\sin\beta=-\frac{1}{2}[\cos(\alpha+\beta)-\cos(\alpha-\beta)]$

用$\cos{(\alpha-\beta)},\cos{(\alpha+\beta)}$展开就可得

简谐振动

由牛顿第二定律：$m\frac{\mathrm{d}x^2}{\mathrm{d}t^2}=-kx\Rightarrow\frac{\mathrm{d}x^2}{\mathrm{d}t^2}+\frac{k}{m}x=0$

令 $\frac{k}{m}=\omega^2$ 可得下二阶常系数齐次线性微分方程：$\frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2}+\omega^2x=0$

解的形式：$x=A\cos{(wt+\varphi_0)}$

匀速圆周运动在x 轴上的分量是简谐振动

简谐运动的判定条件：

(1)满足微分方程	(2)运动方程	(3)外力	(4)能量守恒
$\frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2}+\omega^2x=0$	$x=A\cos{(wt+\varphi_0)}$	$F=-kx$	$E=\frac{1}{2}kA^2$

简谐运动的参数：

1）A：振幅

2）x：相对于平衡位置的位移

3）w：角频率 rad/s

4）T：周期 s

5）ν：频率 Hz

6）φ：相位 $\varphi=wt+\varphi_0$

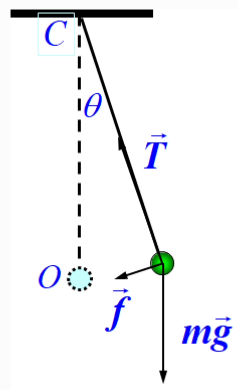
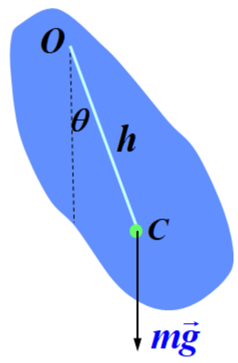
$a=\frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2}=-\omega^2x$ 对转动：$\beta=\frac{\mathrm{d}^2\theta}{\mathrm{d}t^2}=-\omega^2\theta$

若已知初始条件：$t=0,x=x_0,v=v_0$ 平方相加

$$\begin{cases}x_0=A\cos\varphi\\v_0=-Aw\sin\varphi\end{cases}\to\begin{cases}A=\sqrt{x_0^2+(\frac{v_0}{w})^2}\\\tan\varphi=-\frac{v_0}{wx_0}\end{cases}$$

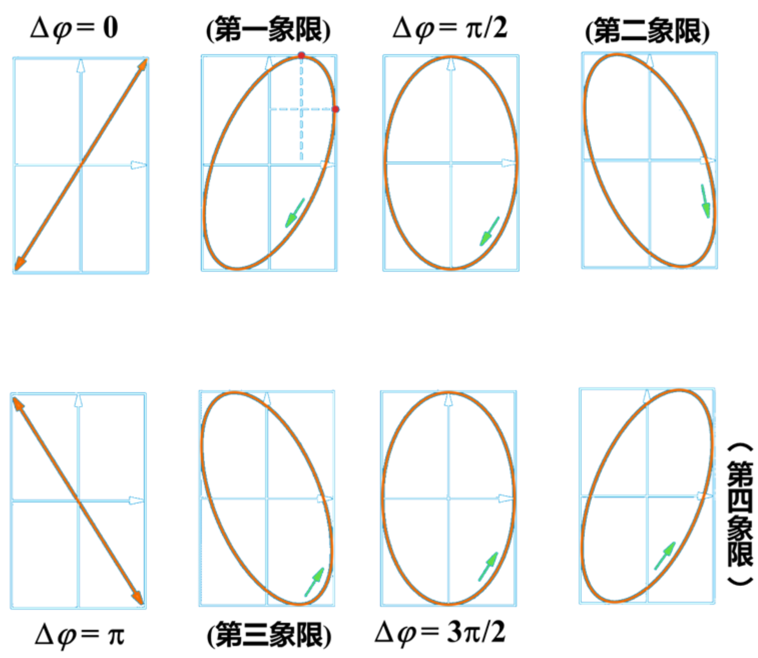
$\Delta\varphi=2k\pi$ 为同相；$\Delta\varphi=(2k+1)\pi$ 为反相

三角函数求导一次超前π/2 导致v超前x；a超前v

例子	公式	备注
弹簧振子	$\frac{\mathrm{d}^2x}{\mathrm{d}t^2}+\frac{k}{m}x=0,\quad T=2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}$	弹簧的串联和并联公式与电阻的串联和并联公式是相反的
单摆	$-mg\sin\theta=ml\frac{d^2\theta}{dt^2}\quad(F=ma=mr\beta)$ $\rightarrow\frac{\mathrm{d}^2\theta}{\mathrm{d}t}+\frac{g}{l}\theta=0\quad T=2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}$	 单摆的小角度摆动振动是简谐振动
复摆	$-mgh\sin\theta=I\frac{d^2\theta}{dt^2}(M=Iw)$ $\rightarrow\frac{\mathrm{d}^2\theta}{\mathrm{d}t}+\frac{mgl}{I}\theta=0\quad T=2\pi\sqrt{\frac{J}{mgl}}$	 绕不过质心的水平固定轴转动的刚体

垂直谐振动的合成

同频率垂直谐振动的合成 $\begin{cases}x=A_1\cos\left(\omega t+\varphi_1\right)\\y=A_2\cos\left(\omega t+\varphi_2\right)\end{cases}$



波动

横波：各质点振动方向与波传播方向相互垂直

> 波动粒子的运动方向 ⊥ 波传递或前进的方向
>
> 此类波动存在于固体中或液体的表面

纵波：各质点振动方向与波传播方向相互平行

> 波动粒子的运动方向 // 波传递或前进的方向
>
> 此类波动存在于固体或流体中，流体包括气体与液体

地震纵波先到达

产生机械波的条件：

1）波源——产生机械振动；

2）弹性媒质——传播振动状态

波是运动状态的传播，介质的质点并不随波传播。

描述波动的物理量

波速u

液体、气体中的纵波	固体中的横波	固体中纵波	柔绳中的横波
$u=\sqrt{\frac{B}{\rho}}$ 容变弹性模量/质量密度(惯性)	$u=\sqrt{\frac{G}{\rho}}$ 切变弹性模量	$u=\sqrt{\frac{Y}{\rho}}$ 杨氏弹性模量	$u=\sqrt{\frac{T}{\mu}}$ **绳中的张力/质量线密度**

波长、波速与频率之间的关系：（长度对应长度，角对应角度）

$$u=\frac{\lambda}{T}=\frac{\lambda w}{2\pi}\rightarrow\frac{u}{w}=\frac{\lambda}{2\pi}$$

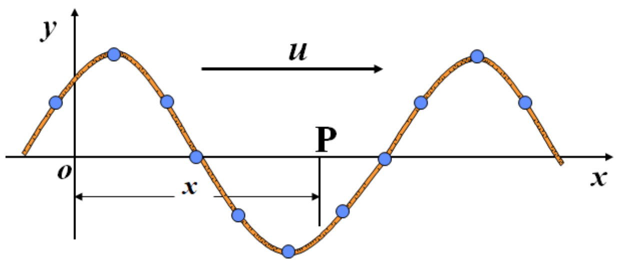
周期或频率取决于波源的振动；波速取决于介质的性质

拍频：发射波频率与反射波频率的差值

波动方程

坐标原点的振动方程为：$y=A\cos\left(wt+\varphi_0\right)$

> x表示各质点的平衡位置到坐标原点的距离；
>
> y表示各质点对平衡位置的位移



P点的位相比O点落后wx/u，所以P点的振动方程：$y=A\cos\left[\omega\left(t\mp\frac{x}{u}\right)+\varphi_0\right]$

> “-”号表示波沿x轴正方向传播；“+”号表示波沿x轴负方向传播

因为P点是任意的，所以也叫作波动方程

对比振动方程和波动方程：

1）振动方程是时间 t 的函数；波动方程是时间和空间的函数，表示波线上任一质点在任意时刻离开各自平衡位置的位移

2）波形曲线上应标明：时刻t 、传播方向；振动曲线上应标明： 哪个质元

波的能量

平面简谐机械波的能量特征是动能和势能完全相同	$\mathrm{d}E_{\mathrm{k}}=\mathrm{d}E_{\mathrm{p}}=\frac{1}{2}\rho\omega^2A^2\sin^2\omega\left(t-\frac{x}{u}\right)\mathrm{d}V$
单位体积介质内的能量称为波的能量密度	$\varepsilon=\rho\omega^2A^2\sin^2\omega\left(t-\frac{x}{u}\right)$
在一个周期内的平均值称平均能量密度	$\bar{\varepsilon}=\frac{1}{2}\rho\omega^2A^2\propto A^2$
(单位体积内的能流)平均能流密度(波的强度)正比于A^2	$I=\bar{\varepsilon}u=\frac{1}{2}\rho\omega^2A^2u$
若无能量损失，在球面传播的过程中(能流相同) 用功率记忆也可，球面分布	$I_1S_1=I_2S_2\rightarrow A_1^2r_1^2=A_2^2r_2^2$ $A_1r_1=A_2r_2$

（1）单个微元的机械能不守恒，但其平均总机械能守恒。

（2）微元的动能和势能随时间的变化是同步的。

$E_k=E_p$，导致了**机械波**的动势能变化与**简谐振动**不同。在简谐振动中，动能与势能互相转换，当动能达到最大值时，势能达到最小值

波动中的介质微元其动能、势能和总机械能总是同时达到最大值或最小值，随时间变化的步调是一致的，与简谐振动完全不同.

波动中质元的势能不是由位移决定，而是由形变(相对位移)来决定的（我的理解：位移的变化率（看v））

位移情况	能量
位移最小	$E_k = E_p = \frac{1}{2}\rho A^2 w^2$ 达最大值
位移最大	$E_k = E_p = 0$ 达极小值

惠更斯原理(波的衍射)：媒质中波动传播到的各点，都可以看作是发射子波的波源，其后任一时刻，这些子波的包迹就是新的波阵面。

> 根据惠根斯原理得到光的折射定律

波的特性：

1）叠加性：在相遇区合振动为分振动的合成；

2）独立性： 相遇时直接合成，分开后传播情况与未相遇时相同，互不干扰

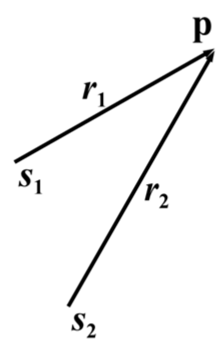
波的干涉

相干条件：

①振动方向平行；②频率相同；③相位差恒定

设两个相干波源的振动方程分别为：

$$y_{10} = A_1 \cos(wt + \varphi_1)$$
$$y_{20} = A_2 \cos(wt + \varphi_2)$$



定义	公式
P点的合振动	$y = y_1 + y_2 = A\cos(wt + \varphi)$
合振幅	$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos\Delta\varphi}$
波强	$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2}\cos\Delta\varphi$
相位差	$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 - \frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1)$

干涉的强弱取决于两列波的相位差

驻波

驻波条件：$l = n\frac{\lambda}{2}$

特殊干涉： 两列振幅相等、传播方向相反的相干波进行叠加，就会形成驻波

1）有些点始终不振动，称波节

2）有些点振动最强，称波腹

3）时、空周期性

和差化积看减得那一项

$$
y_1 = A\cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}x\right)
$$
$$
y_2 = A\cos\left(\omega t + \frac{2\pi}{\lambda}x\right)
$$
$$
y = y_1 + y_2 = A\left[\cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}x\right) + \cos\left(\omega t + \frac{2\pi}{\lambda}x\right)\right] = \left(2A\cos\frac{2\pi}{\lambda}x\right)\cos\omega t
$$

名词	公式	备注
波腹	$\cos\frac{2\pi}{\lambda}x = 1$	$x = k\frac{\lambda}{2}$，相邻差$\lambda/2$
波节	$\cos\frac{2\pi}{\lambda}x = 0$	$x = (2k+1)\frac{\lambda}{4}$

相邻的波腹与波节 相差$\lambda/4$;

两个波节之间相位相同 一个波节两侧相位差π;

1. 先写出初始波的方程
2. 计算反射处的振动方程，关注是否半波损失
3. 写出反射波的波动方程（都是利用超前+落后-）
4. 计算合成波的方程，和差化积
5. 关注减的那一项有x，根据x来判断波腹波节

半波损失

反射波在反射时，如果入射为光疏介质，反射界面为光密介质，则突变π

多普勒效应

$$
\nu_R = \frac{u + v_r}{u - v_s}\nu_s
$$

物体以速率v远离观察者而去，观察者向该物体发射出频率为30kHz的超声波，发现反射波与自己发射的超声波的拍频为100Hz.

已知超声波波速为340m/s,求物体的运动速率

> 注意物体接受一次声波又反射一次，当了一次接收器又当了一次发送器

$$
f_1 = \frac{u - v}{u}f_0
$$
$$
f_2 = \frac{u}{u + v}f_1
$$
$$
f_{\text{拍}} = f_0 - f_2
$$

光学

可见光范围390nm-780nm;

光是一种电磁波 真空中的光速$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}$

平面电磁波方程$\begin{cases} E = E_0\cos\left[\omega\left(t - \frac{r}{u}\right)\right] \\ H = H_0\cos\left[\omega\left(t - \frac{r}{u}\right)\right] \end{cases}$

$$
\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}
$$

波的能流(坡印廷矢量)，但引起眼睛视觉效应和光化学效应的是光波中的电场，所以我们把光波中的电场强度E称为光矢量(或光振动)

光强$I = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}E^2$ 相对光强$E = I^2$

光的干涉

相干条件：

①频率相同（w相同）

②振动方向相周；（横纵）

③有固定的相位差

合振动的振幅为：$E^2=E_1^2+E_2^2+2E_1E_2\cos\Delta\varphi$

相干叠加：$I=I_1+I_2+2\sqrt{I_1I_2}\cos\Delta\varphi$

相位差$\Delta\varphi=2\pi\delta/\lambda$

条纹	条件
明纹	$\delta=k\lambda \qquad \Delta\varphi=\pm 2k\pi$
暗纹	$\delta=(k+\frac{1}{2})\lambda \qquad \Delta\varphi=\pm(2k+1)\pi$

获得相干光的方法：振幅分割法；波阵面分割法

杨氏双缝干涉

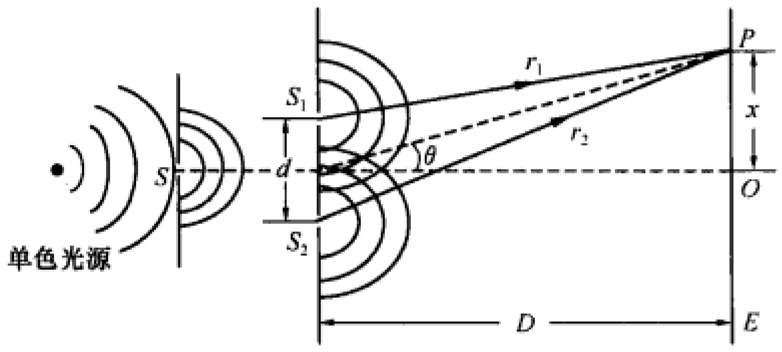


图 13.3.1 杨氏双缝实验

满足D>>d，D>>x，角度极小

光程差：$\delta=r_2-r_1\approx d\sin\theta\approx d\tan\theta=\frac{dx}{D}$

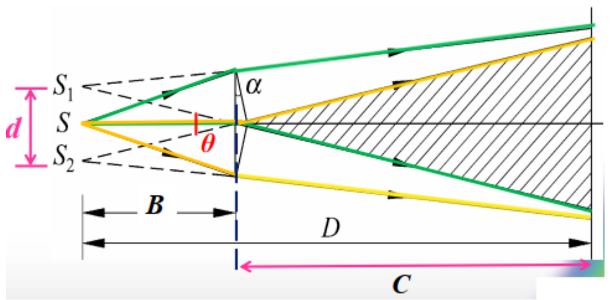
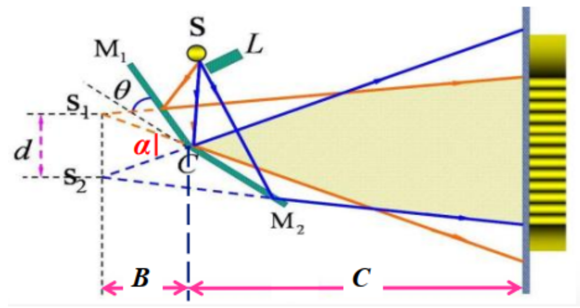
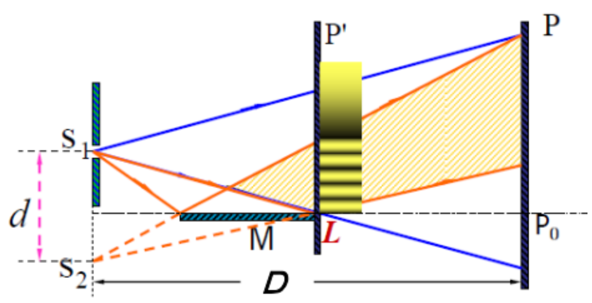
条纹特征：

(1) 干涉条纹是平行双缝的直线条纹。中央为零级明纹，上下对称，明暗相间，均匀排列

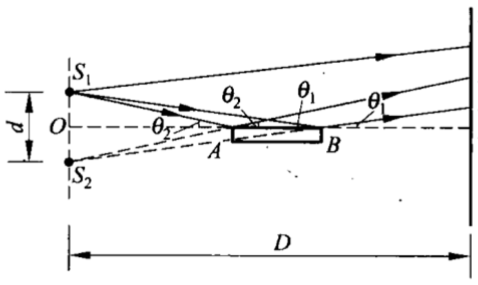
(2) 相邻亮纹(或暗纹)间的距离为：$\Delta x=\frac{D}{d}\lambda$

(3) 如用白光作实验，则除了中央亮纹仍是白色的外，其余各级条纹形成从中央向外由紫到红排列的彩色条纹

(4) 条纹可见度（衬比度）$V=\frac{I_{max}-I_{min}}{I_{max}+I_{min}}$

菲涅尔双棱镜	菲涅尔双面镜	洛埃镜
		
$e=\frac{D}{\theta B}\lambda=\frac{B+C}{2(n-1)\alpha B}\lambda$	$e=\frac{B+C}{\alpha B}\lambda=\frac{B+C}{2\theta B}\lambda$	$e=\frac{D}{d}\lambda$

5-5 在如图 5-55 所示的洛埃镜实验装置中，光源 S_1 到观察屏的距离为 2 m，光源到洛埃镜面的垂直距离为 2.5 mm。洛埃镜长 40 cm，置于光源和屏的中央。若光波波长为 500 nm，条纹间距为多少？在屏上可看见几条条纹？



S_1和S_2可视为产生干涉的两个光源，条纹间距为 $e=\frac{D}{d}\lambda$

干涉区域在P_1P_2范围内

$P_1P_0 = BP_0\,\mathrm{tg}\,\theta_1 = BP_0\frac{S_1O}{OB} = 800\mathrm{mm}\times\frac{2.5\mathrm{mm}}{1200\mathrm{mm}}\approx 1.67\mathrm{mm}$

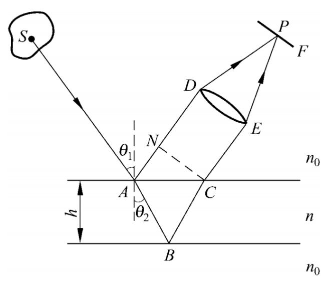
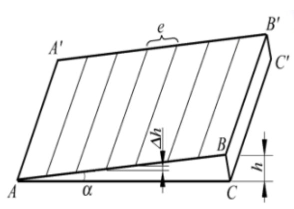
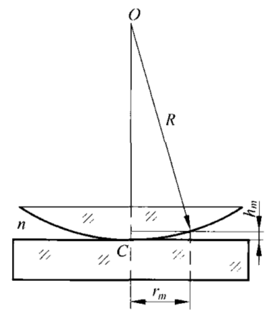
$P_2P_0 = AP_0\,\mathrm{tg}\,\theta_2 = AP_0\frac{S_1O}{OA} = 1200\mathrm{mm}\times\frac{2.5\mathrm{mm}}{800\mathrm{mm}} = 3.75\mathrm{mm}$

由于经平面镜反射的光波有π的相位差，若P_0在干涉区内它应该有一条暗条纹通过

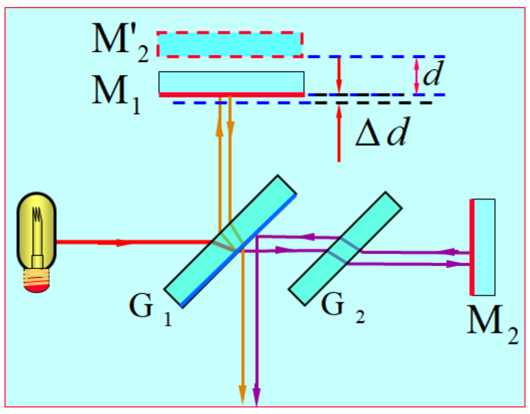
P_1P_0内包含的暗条纹数量为$N_1=\frac{P_1P_0}{e}=1.67/0.2=8.4$

∴P_1P_2区域内可看见10个暗条纹，9个亮条纹

P_2P_0内包含的暗条纹数量为$N_2=\frac{P_2P_0}{e}=3.75/0.2=18.8$

薄膜干涉	劈尖干涉（等厚干涉）	牛顿环(n通常取1)(等厚干涉)
		 $R^2=(R-h_m)^2+r_m^2 \Rightarrow h_m\approx\frac{r_m^2}{2R}$
$\delta=2h\sqrt{n_2^2-n_1^2\sin^2 i}+n\lambda/2$	$\delta=2nh+\lambda/2$	$\delta=2nh_m+\lambda/2$(反射图样)
	相邻条纹间厚度差：$\Delta h=h_{m+1}-h_m=\frac{\lambda}{2n}$	亮环$\begin{cases}h_{mb}=\frac{1}{2}\left(m-\frac{1}{2}\right)\lambda\\ r_{mb}=\sqrt{(m-1/2)R\lambda}\end{cases}$ 暗环$\begin{cases}h_{md}=\frac{1}{2}m\lambda\\ r_{md}=\sqrt{mR\lambda}\end{cases}$
	$e=\frac{\Delta h}{\sin\alpha}\approx\frac{\lambda}{2n\alpha}$	$\Delta r_m=\frac{1}{2}\sqrt{\frac{R\lambda}{m-1}}$
中心光程差大，级次高，色散强； 条纹中疏边缘密； 同级次里→外，红色→紫色	$h=0$为暗条纹 同级次里→外，紫色→红色 只有靠近楔棱的几级有彩色条纹 高级次因为交叠使得色彩条纹消失	$h=0$为暗条纹 同级次圆环，里→外，紫色→红色 同等倾干涉，内疏外密，但 中心级次低，色散弱；
		平凸透向上移动，反射光形成的牛顿环向中心收缩，环心呈明暗交替变换 中心的级次低，向上抬让中心的级次上升，外级次比中心高

迈克尔逊干涉仪：



若N条条纹移过，M1移动的距离是：$\Delta d=N\lambda/2$

光的衍射

光在传播路径中遇到障碍物时，能绕过障碍物边缘而进入几何阴影传播，并且产生强弱不均的光强分布，这种现象称为光的衍射。

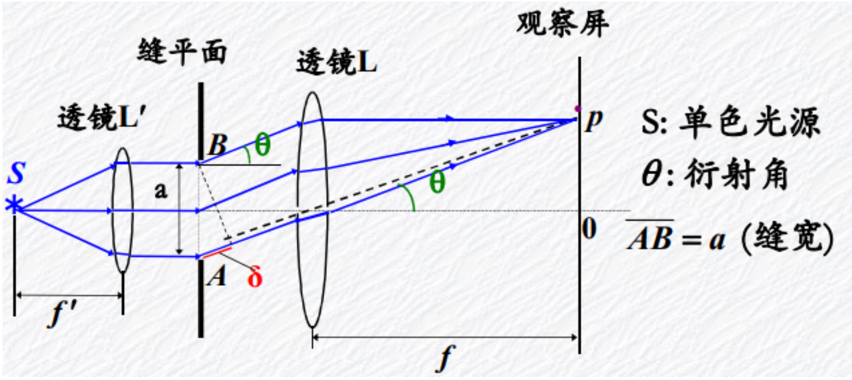
惠更斯原理： 每一个波前的点形同与另一个点波源 狭缝$d\leq\lambda$

惠更斯-菲涅耳原理：

波前上的每一点都可作为新的波源发出相干子波，在空间各点相遇时，其强度分布是**相干叠加**的结果.

菲涅尔衍射：近场衍射；夫琅禾费衍射：远场衍射

夫琅禾费衍射



半波带法求得光程差$\delta = a\sin\theta$

极大值条件	极小值条件	暗点位置	相邻暗点之间距离	条纹角宽度
$a\sin\theta = \frac{1}{2}(2m+1)\lambda$	$a\sin\theta = m\lambda \; m = \pm1, \pm2\cdots$	$x_m = fm\lambda/a$	$\Delta x = \lambda f/a$	$\Delta\theta = \lambda/a$

条纹的变化：

（1）单缝宽度变窄，条纹变宽

（2）波长λ越大，θ越大，条纹越宽衍射效应越明显

（3）单缝上下微小移动，根据透镜成像原理衍射图不变

计算到原点的距离：

1. 计算δ，根据题目给的第几级暗亮纹，中心亮纹宽度为第一级暗纹处
2. 求到中心的距离，由$\delta = a\sin\varphi$计算出$\sin\varphi$的表达式
3. $\sin\varphi \approx \tan\varphi$
4. $f\tan\varphi = \triangle x$

衍射和衍射的联系与区别：

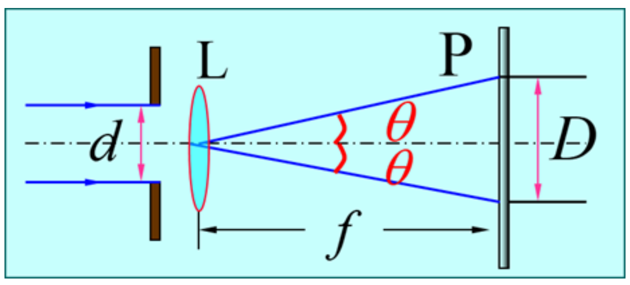
从本质上讲并无区别，干涉和衍射都是波的相干叠加；

干涉是有限多个分立光束的相干叠加，衍射是波阵面上无限多个子波的相干叠加。二者又常出现在同一现象中。

圆孔的夫琅和费衍射

中心圆形光斑称为艾里斑

瑞利判据：对于两个强度相等的不相干的点光源（物点），一个点光源的衍射图样的主极大刚好和另一点光源衍射图样的第一极小相重合，这时两个点光源（或物点）恰为这一光学仪器所分辨



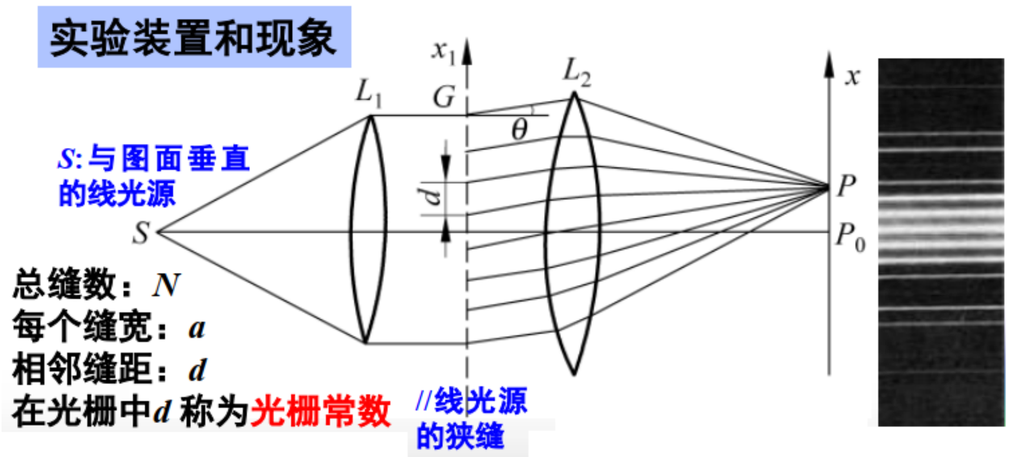
$$d\sin\theta \approx 1.22\lambda \qquad \theta = 1.22\frac{\lambda}{D}$$

最小分辨角的倒数称为光学仪器的分辨本领，用R表示 $R = \dfrac{D}{1.22\lambda}$

提高R选择增加仪器孔径或减小波长

光栅衍射

光栅：大量等宽的平行狭缝等距离地排列而形成的光学器件



a —透光缝宽度

b —不透光部分宽度

d=(a+b) —光栅常数

$I(P)=I_0\cdot(\frac{\sin\alpha}{\alpha})^2\cdot\left[\frac{\sin\frac{N}{2}\delta}{\sin\frac{\delta}{2}}\right]^2$ 单缝衍射因子 多光束干涉因子 公式表明多缝衍射是衍射和干涉两种效应共同作用的结果

光栅衍射成象是单缝衍射和多缝干涉合成的结果

主极大	干涉极小
$d\sin\theta=m\lambda$(m为主极大级次)	$d\sin\theta=\left(m+\frac{m'}{N}\right)\lambda$ 在相邻主极大之间存在$(N-1)$个极小，$(N-2)$个次极大
$I(P)=N^2I_0(\frac{\sin\alpha}{\alpha})^2$ $I(P_0)=N^2I_0$	$I(P)=0$
主极大间距： $\Delta\sin\theta=\sin\theta_{m+1}-\sin\theta_m=\lambda/d$ 仅由缝距d决定，与缝宽a、缝数N无关	条纹角宽度：两相邻极小之间的角距离 $\Delta\theta=\frac{\lambda}{Nd\cos\theta_{m'}}$ 与Nd(总的有效长度)成反比，与缝宽a无关 零级主极大，半角宽度为：$\Delta\theta_0=\frac{\lambda}{Nd}$

当干涉明纹与衍射暗纹叠加就是光栅缺级

缺级条件：$k=k'(d/a)$

光的偏振

自然光(非偏振光，例如太阳光)：

在垂直于传播方向的平面内，各种取向的光矢量都有且振幅相等

一束自然光可分解为两个振动方向相互垂直的、等幅的、无固定相位关系的光振动

完全偏振光：

线偏振光：光矢量始终在一固定平面(振动面)内、沿一固定方向振动

椭圆偏振光、圆偏振光：在垂直于传播方向的平面内光矢量绕着传播方向旋转

部分偏振光：

自然光+线偏振光，部分偏振光可分解为两束振动方向相互垂直的、不等幅的、无固定相位关系的光矢量

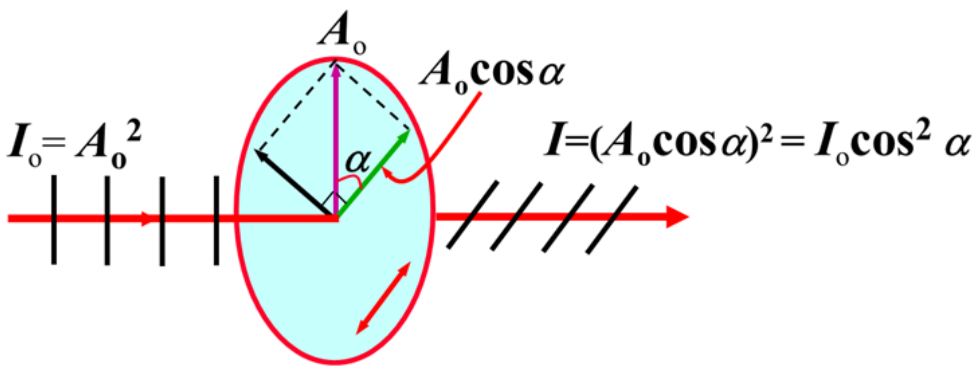
通常把光分为五种：自然光，线偏振光，椭圆偏振光，圆偏振光，部分偏振光；

偏振片

只让某一方向（偏振化方向）振动的光通过，而对垂直于该方向的其他光振动都有很强的吸收

马吕斯定律：

强度为I_0的**线偏振光**通过检偏片后仍为线偏振光，且透射光的强度(不考虑吸收)为 $I=I_0\cos^2\alpha$



注意：如果自然光经过第一个偏振片那么光强已经变成1/2

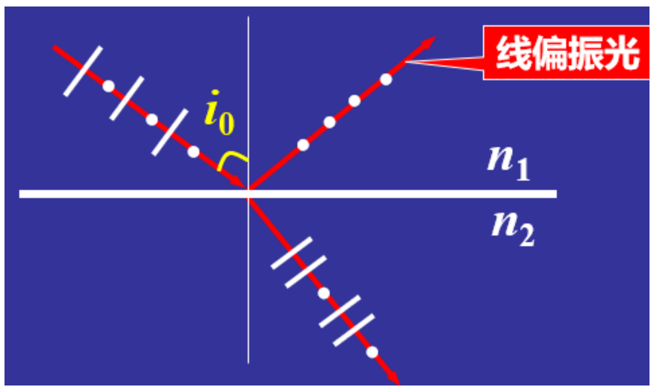
反射与折射

- 在反射光中，**垂直振动**多于平行振动
- 在折射光中，**平行振动**多于垂直振动

布鲁斯特定律：

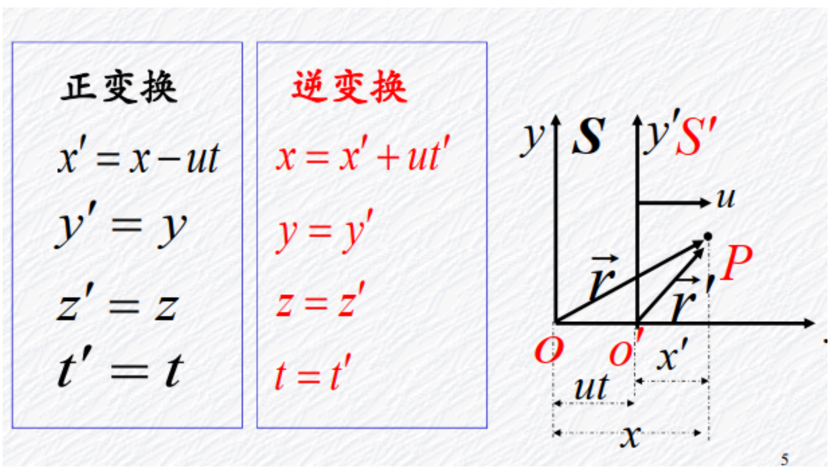
当入射角i_0满足$\tan i_0 = \frac{n_2}{n_1}$反射光成为只有垂直振动的线偏振光。而折射光仍为部分偏振光

布儒斯特角(又叫起偏角)，以布鲁斯特角入射时，反射光线⊥折射光线，折射角为$r_0, i_0 + r_0 = 90^\circ$



相对论

伽利略变换（低速世界）



相对论基本假设

1. 一切物理规律在任何惯性系中形式相同（相对性原理）
2. 光在真空中的速度与发射体的运动状态无关,速度相等（光速不变原理）

洛伦兹变换

正变换	逆变换
$x' = \frac{x - ut}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}$	$x = \frac{x' + ut'}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}$
$y' = y$	$y = y'$
$z' = z$	$z = z'$
$t' = \frac{t - \frac{u}{c^2}x}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}$	$t = \frac{t' + \frac{u}{c^2}x'}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}$

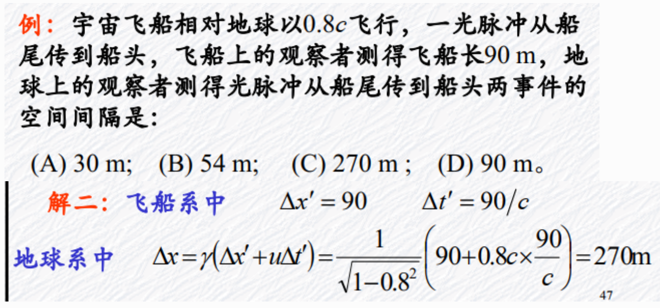
令$\beta = u/c \qquad \gamma = \dfrac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$

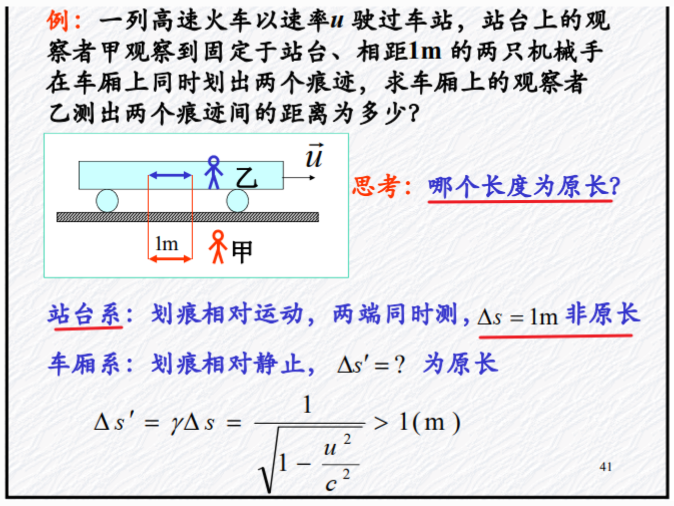
对于有因果联系的事件，若它们相互作用的传播速度不大于光速

$$\frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1} \le c \quad \Rightarrow \quad t_2' - t_1' \ge \frac{(t_2 - t_1)}{\sqrt{1-\beta^2}}\left(1 - \frac{u}{c}\right) > 0$$

则有因果联系的事件不会发生时序的颠倒

效应	**公式**
尺缩效应	$l = l_0\sqrt{1-\beta^2}$
时钟延缓	$\Delta t' = \dfrac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}\Delta t$
质增效应	$m = \dfrac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} m_0$





速度变换

正变换	**逆变换**
$v_x' = \dfrac{v_x - u}{1 - \dfrac{uv_x}{c^2}}$	$v_x = \dfrac{v_x' + u}{1 + \dfrac{uv_x'}{c^2}}$
$v_y' = \dfrac{v_y\sqrt{1-u^2/c^2}}{1 - \dfrac{uv_x}{c^2}}$	$v_y = \dfrac{v_y'\sqrt{1-u^2/c^2}}{1 + \dfrac{uv_x'}{c^2}}$
$v_z' = \dfrac{v_z\sqrt{1-u^2/c^2}}{1 - \dfrac{uv_x}{c^2}}$	$v_z = \dfrac{v_z'\sqrt{1-u^2/c^2}}{1 + \dfrac{uv_x'}{c^2}}$

相对论质量： $m = \dfrac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}} = \gamma m_0$

相对论能量：$E = E_0 + E_k, E_0 = m_0c^2$

动能：$E_k = mc^2 - m_0c^2$

总能量：$E^2 = P^2c^2 + m_0^2c^4$

质能关系：$\Delta E = c^2\Delta m$