大学物理

蒋英

湖南大学物理与微电子科学学院

第三篇 光学

光学是研究光的现象、光的本性和光与物质相互作用的学科，是物理学的一个重要分支。光的研究已有3000余年的历史；20世纪60年代激光问世后，光学有了飞速的发展，形成了现代光学。

光学通常分为以下三部分：

几何光学：以光的直线传播规律为基础研究各种光学仪器的理论。

波动光学：研究光的电磁性质和传播规律，特别是干涉、衍射、偏振的理论和应用。

量子光学：以光的量子理论为基础，研究光与物质相互作用的规律。

第6章 光的干涉

第6章 光的干涉

6.1 光的相干性　杨氏双缝干涉实验

*6.2 光源对干涉条纹的影响

6.3 光程与光程差

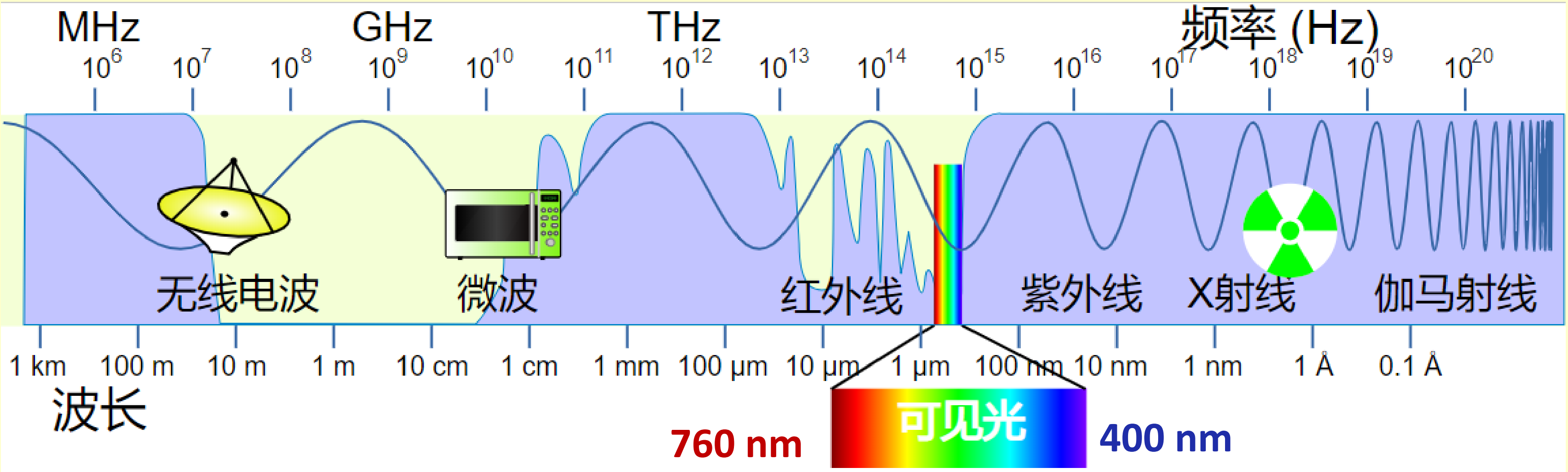
6.4 薄膜干涉

6.5 迈克尔逊干涉仪

光的干涉——光的相干性

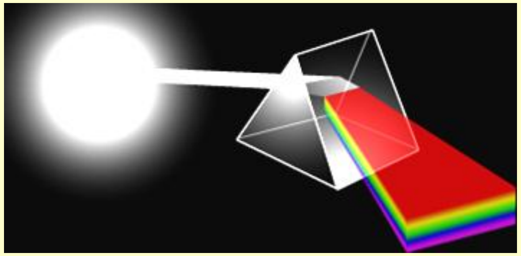
通常意义上的光指可见光，它是一种能引起人眼视觉效应的电磁波。

可见光：波长为400~760nm之间的电磁波；频率在$3.9*10^{14}$ ~ $8.6*10^{14}$ Hz之间的电磁波。



单色性：具有同一频率的光为单色光。

太阳光(复色光)⇒通过三棱镜⇒各种频率的光⇒光谱。



光的干涉——光的相干性

一、光源

光源定义：能发光的物体。

光源分类：

- 普通光源：日光灯、白炽灯、蜡烛、太阳等。
- 激光光源：激光笔、连续激光器、脉冲激光器等。

注意：两个普通光源如照明灯泡发出的光在空间相遇时不会产生明暗相间的干涉图样，即使是同一个灯泡上不同点发出的光相遇时也不会产生干涉，**这说明两个普通光源或同一普通光源上不同部分发出的光波不是相干光。**

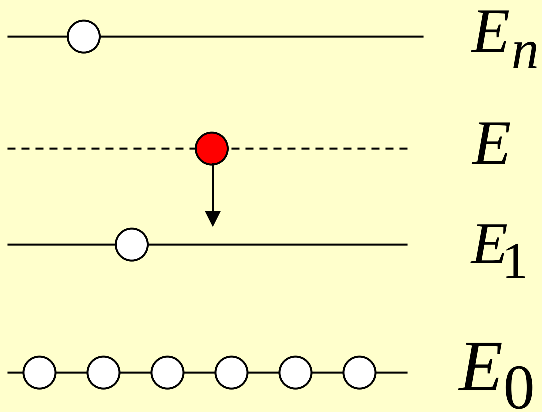
⇩ **为何不是相干光?**

其根源需要从微观上考察普通光源的发光机理！

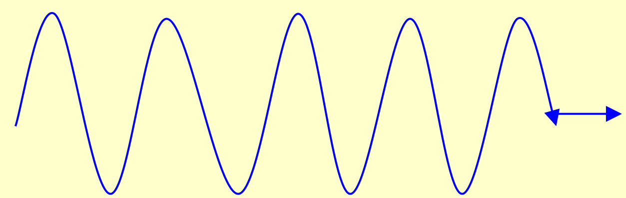
光的干涉——光的相干性

二、普通光源的发光机理——自发辐射

自发辐射：光源中众多分子、原子或离子等微观粒子在通常情况下都处于能量较低的状态，从外界吸收能量后可以跃迁到能量较高的状态，高能态的微观粒子是不稳定的，即使没有外界影响，也会自发地向低能态跃迁，在跃迁过程中发出一列光波，每次发出的光都是一段长度有限的正弦波或余弦波，称为光波列，这一过程即为自发辐射。



能级跃迁-自发辐射



光波列示意图

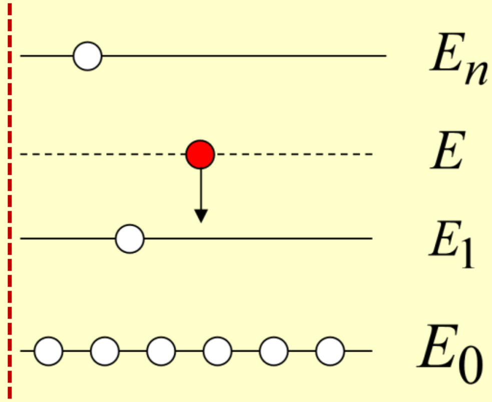
自发辐射的特点：独立性、随机性、间歇性。

光的干涉——光的相干性

自发辐射的特点：独立性、随机性、间歇性。

★**不同微观粒子**：其从外界获取能量以及从高能态跃迁至低能态的过程具有随机性，因此其发出波列的频率、振动方向和初相位各不相同，具有**随机性**。

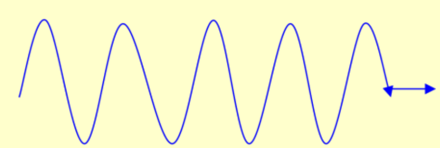
★→**同一普通光源上不同地方发出的光不是相干光，两个普通光谱发出的光也不是相干光。**



能级跃迁-自发辐射

★**同一微观粒子**：其完成一次发光之后，一般需要再次从外界获得能量跃迁至高能态才能再次发光，即微观粒子的发光行为具有**间歇性**,考虑发光的随机性。

★→同一微观粒子不同时刻发出的波列频率、振动方向和相位一般不同，**即同一微观粒子不同时刻发出的光波列一般不相干。**



光波列示意图

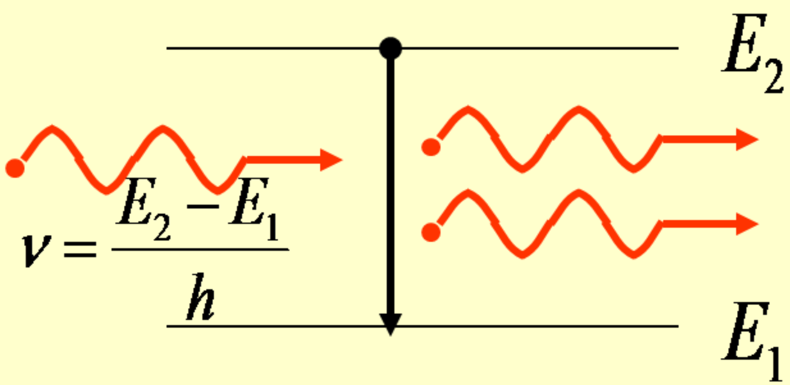
光干涉的必要条件：频率相同、振动方向相同、相位差恒定

光的干涉——光的相干性

三、激光光源的发光机理——受激辐射

激光器：激光是通过受激辐射放大的光，激光器是一种很好的相干光源。

受激辐射：光源内的微观粒子在一定频率的外来光子的“诱导”或激发下，发射出一个光子的过程。受激辐射发出的光子在频率、相位、振动方向上都与外来光子相同，是很好的相干光。



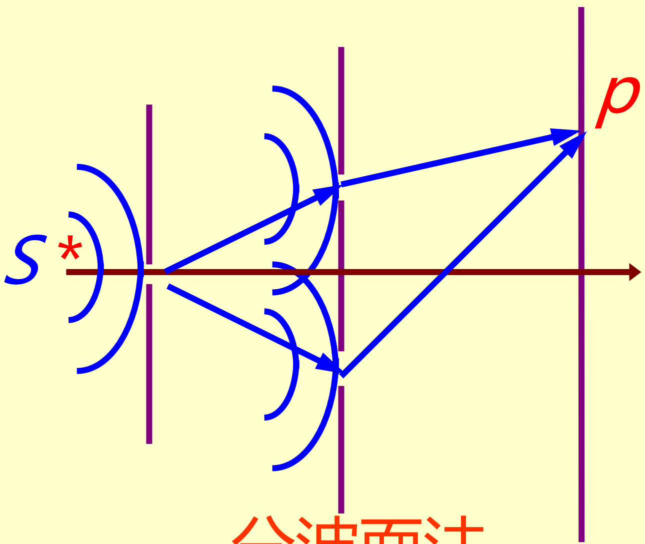
激光的相干性比普通光源要好得多，但20世界60年代才出现激光器。

光的干涉——光的相干性

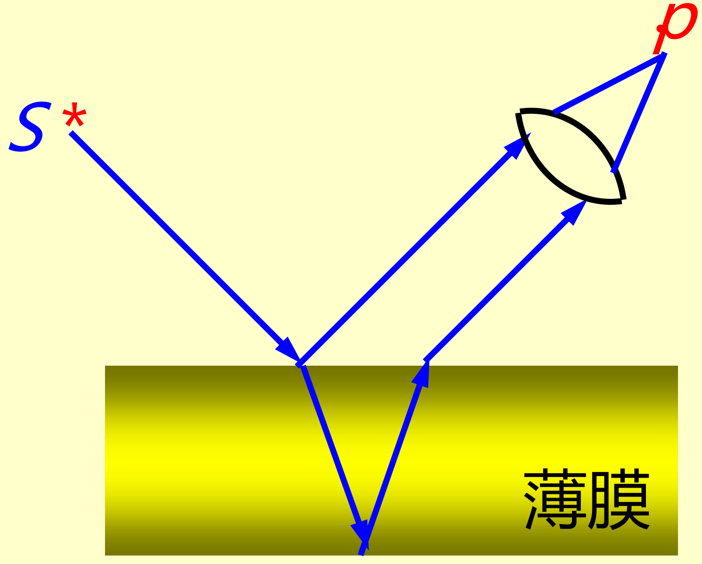
四、如何由普通光源获得相干光?

理论上：由普通光源获得相干光：将同一微观粒子(光源上同一点)发出的同一列光波分成两部分。

实验上：将普通光源上同一点发出的光波分成两部分，使它们通过不同的路径再相遇，从而产生干涉现象。最初的杨氏双缝干涉实验正是这样做的。



分波面法



分振幅法

等厚干涉+等倾干涉

光的干涉——杨氏双缝干涉

一、杨氏双缝干涉

1、杨氏简介

托马斯·杨（Thomas Young）

英国人，医生、物理学家、考古学家

光的波动说的奠基人之一

波动光学：杨氏双缝干涉实验

生理光学：三原色原理

材料力学：杨氏弹性模量

考古学 ：破译古埃及石碑上的文字

杨氏实验于1801年首次用实验的方式证实了光具有波动性。

光的干涉——杨氏双缝干涉

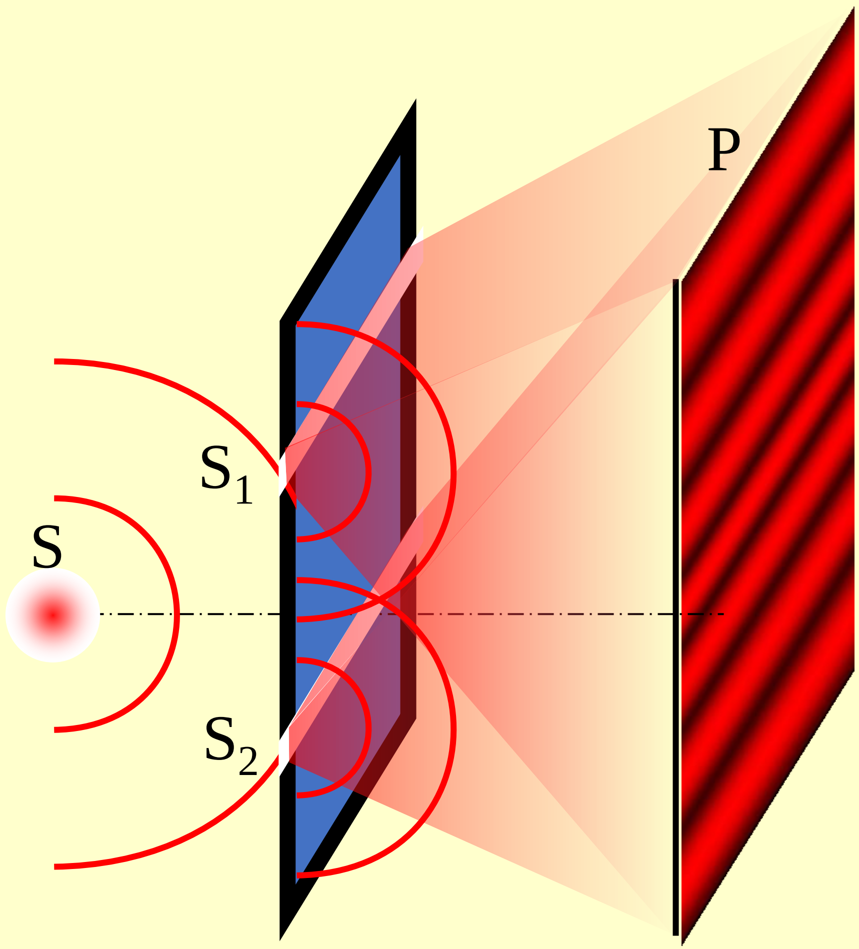
2、实验装置介绍及实验现象(flash)

杨氏双缝干涉实验的装置示意图：

三个狭缝S，S_1和S_2的长度方向彼此平行，单缝S被照亮之后相当于一线光源，发出以S为轴的柱面波。

狭缝S_1和S_2相对于S对称放置，因而总是处于同一圆柱形波面上，可视作两个同相位的相干光源，这种获得相干光的方法，称为**分波面法**。

狭缝S_1和S_2发出的光波在屏上相遇后发生相干叠加，出现了明暗相间的干涉条纹。

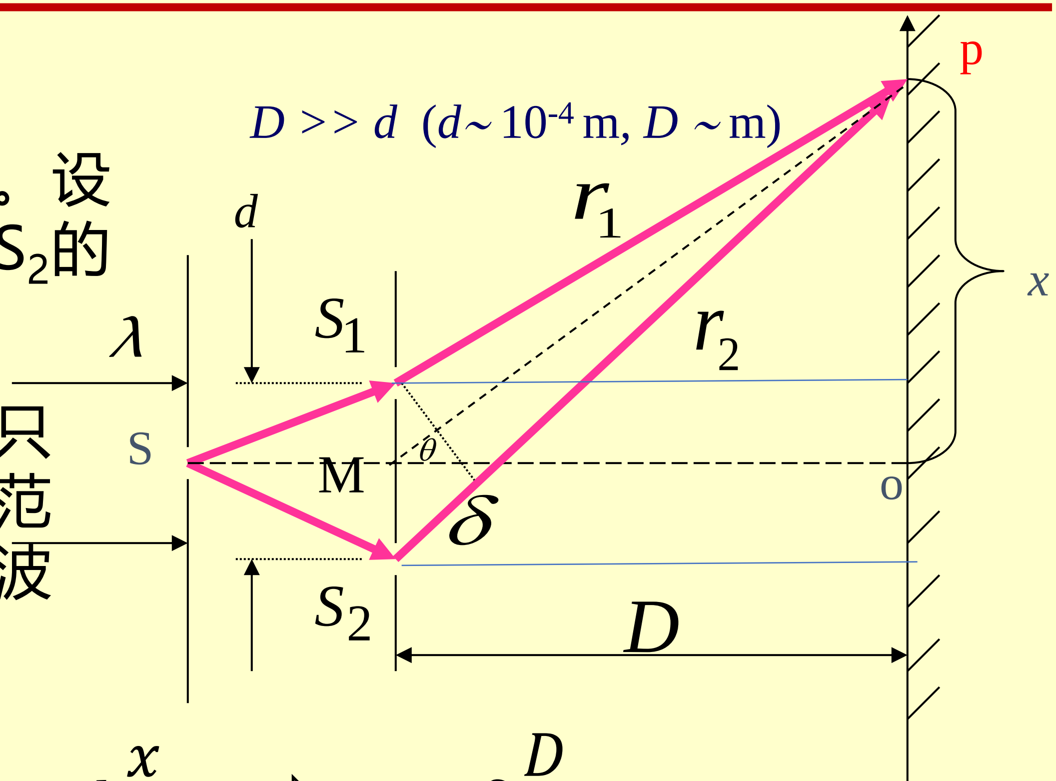


光的干涉——杨氏双缝干涉

(1) 干涉条纹的位置分布

S_1和S_2间距为d，到屏距离为D。设屏上一点P到S_1的距离为r_1，到S_2的距离为r_2。

一般情况下d<<D，干涉条纹只出现在O点附近一个不太大的范围内，即$|x| << D$，故两列光波到达相遇点P处的波程差为:



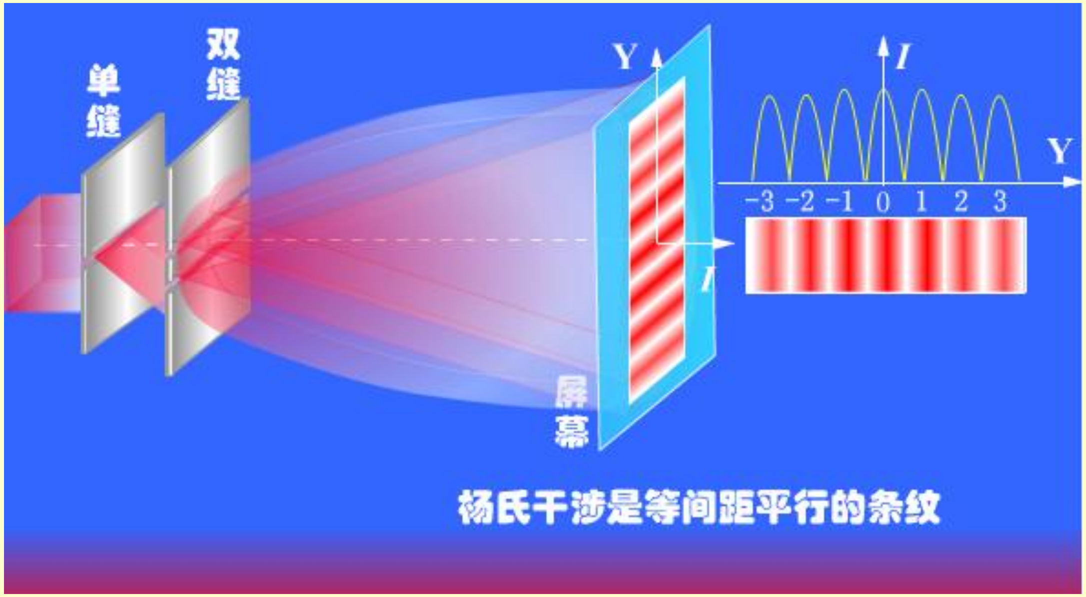
$$\delta = r_2 - r_1 \approx d sin\theta \approx d tan\theta = d\frac{x}{D} \quad \Rightarrow \quad x = \delta\frac{D}{d}$$

$$\delta = \begin{cases} \pm k\lambda & (k = 0, 1, 2, \ldots, \text{明纹}) \\ \pm(2k-1)\dfrac{\lambda}{2} & (k = 1, 2, \ldots, \text{暗纹}) \end{cases} \quad \Rightarrow \quad x_k = \begin{cases} \pm k\lambda\dfrac{D}{d} \\ \pm(2k-1)\dfrac{\lambda}{2}\dfrac{D}{d} \end{cases}$$

光的干涉——杨氏双缝干涉

条纹位置分布

$$x_k = \begin{cases} \pm k\lambda \dfrac{D}{d} \\ \pm(2k-1)\dfrac{\lambda}{2}\dfrac{D}{d} \end{cases}$$

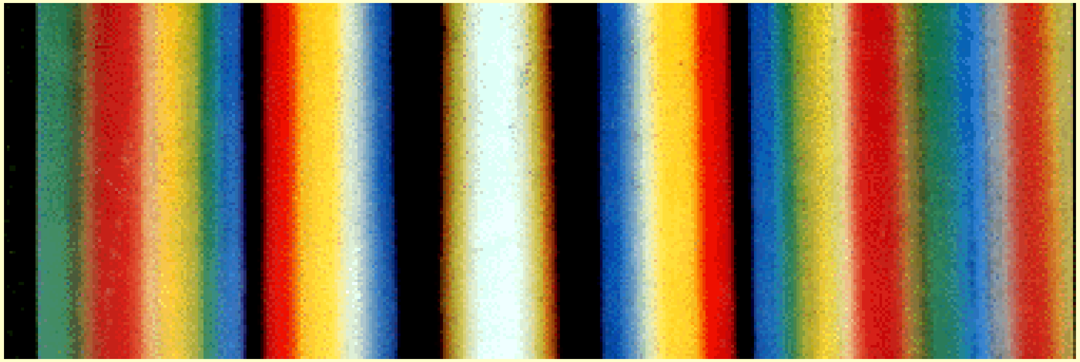


相邻明纹或暗纹的间距为：

$$\Delta x = \lambda \frac{D}{d}$$

相邻明纹或暗纹的间距与干涉条纹的级次无关，即条纹呈等间距排列。

白光入射，中央明纹为白色，其余明纹为由紫到红的彩色条纹，红光相邻条纹的间距比紫光的要大。



光的干涉——杨氏双缝干涉

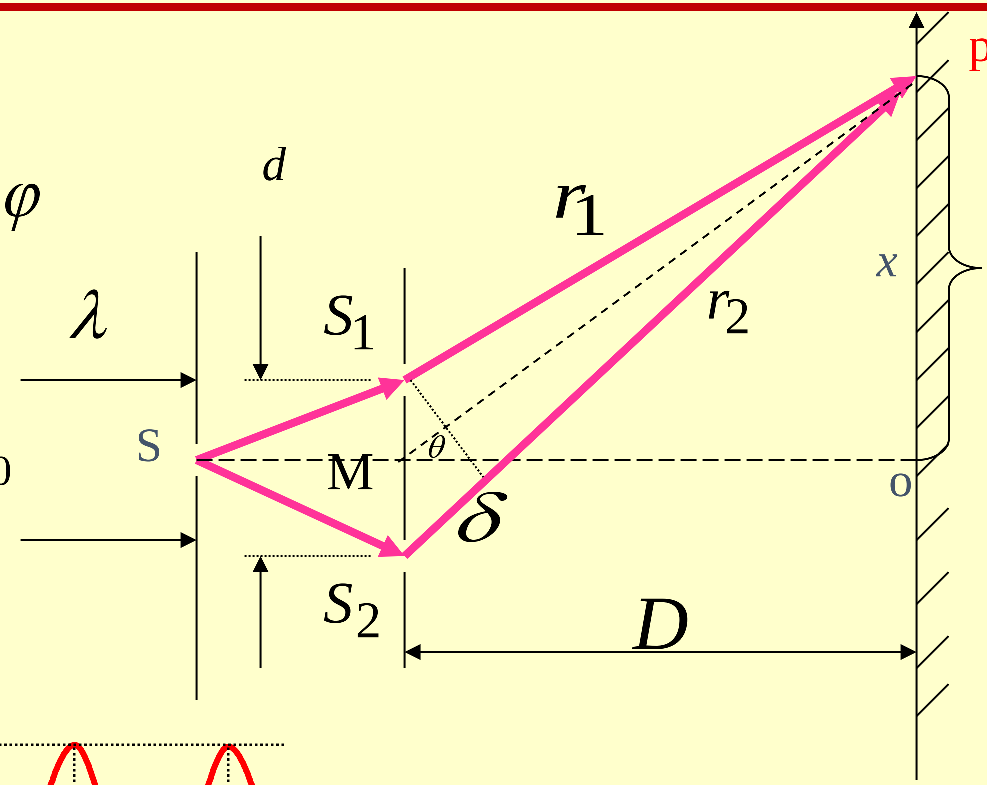
(2) 干涉条纹的强度分布

$$I \propto A_p^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2\cos\Delta\varphi$$

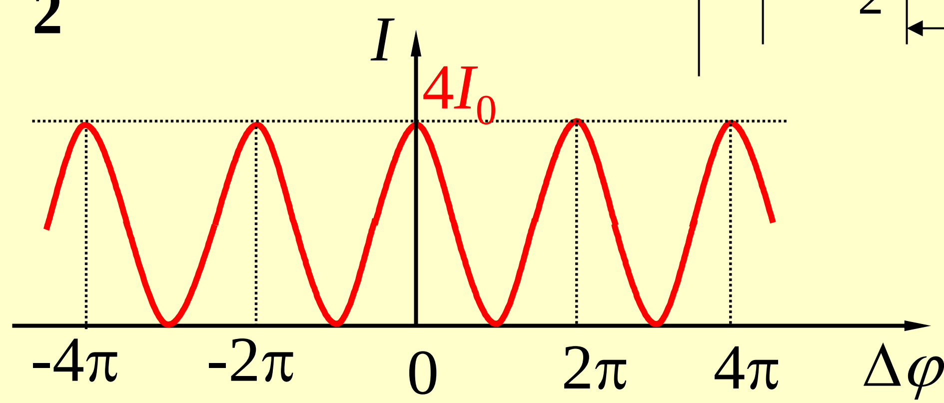
$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos\Delta\varphi$$

杨氏实验: $A_1=A_2=A,\ \ I_1 = I_2 = I_0$

$$\boldsymbol{I = 4I_0\cos^2\frac{\Delta\varphi}{2}}$$



光强曲线



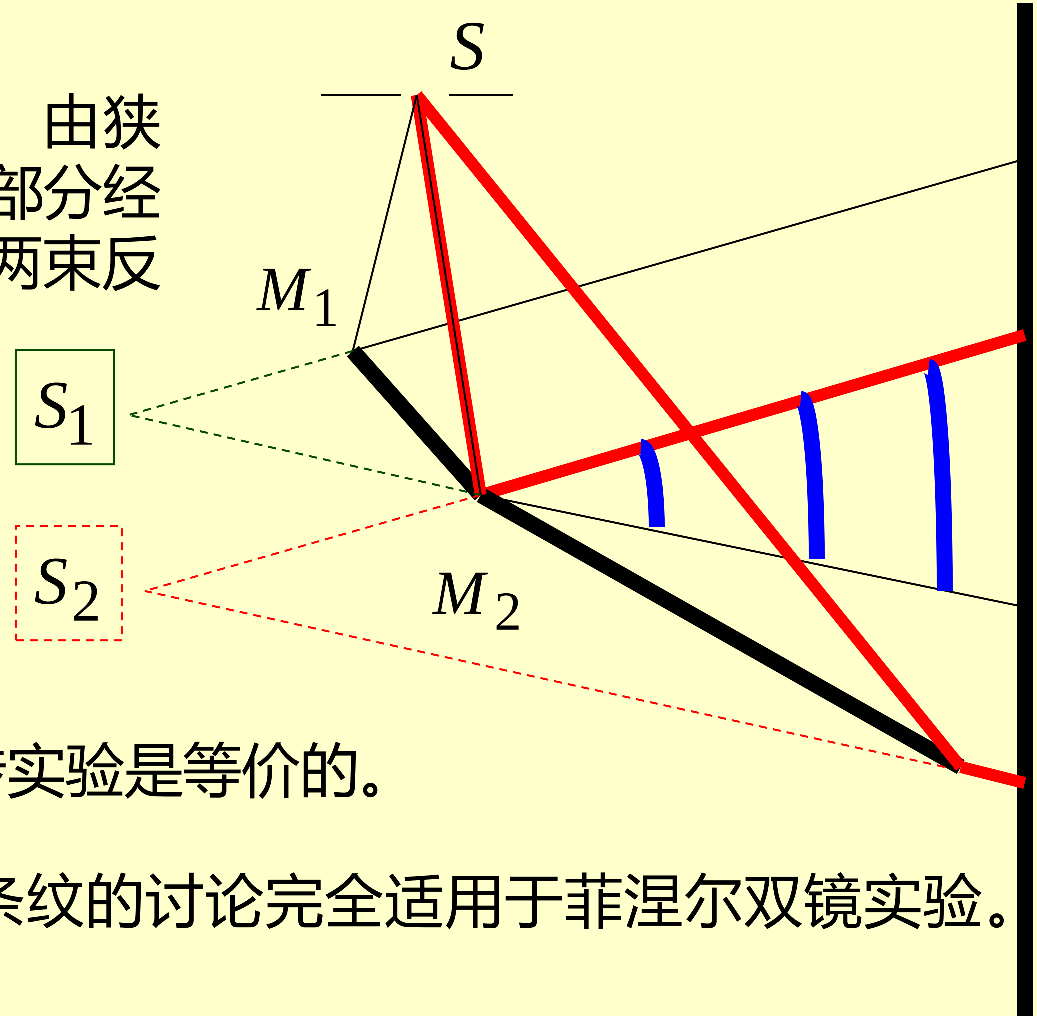
各级明纹强度分布情况相同；明纹的光强并非矩形分布，每条明纹的中心强度最大，两边强度对称性地逐渐减弱至零，故明纹有一定的宽度，通常所指的明纹位置是明纹中心的位置。

光的干涉——杨氏双缝干涉

二、菲涅耳双镜实验

继杨氏双缝干涉实验之后，1818年菲涅尔利用两块平面反射镜也成功地演示了光的干涉。

两块平面镜搭成近180°的角度，由狭缝S发出的光波分成两部分，一部分经M_1反射，另一部分经M_2反射，两束反射光在重叠区相遇发生干涉。



经M_1和M_2反射的光可看作是两个虚光源S_1和S_2(它们是S通过M_1和M_2所成的虚像)发出的。

菲涅尔双镜实验和杨氏双缝干涉实验是等价的。

杨氏双缝干涉实验中关于干涉条纹的讨论完全适用于菲涅尔双镜实验。

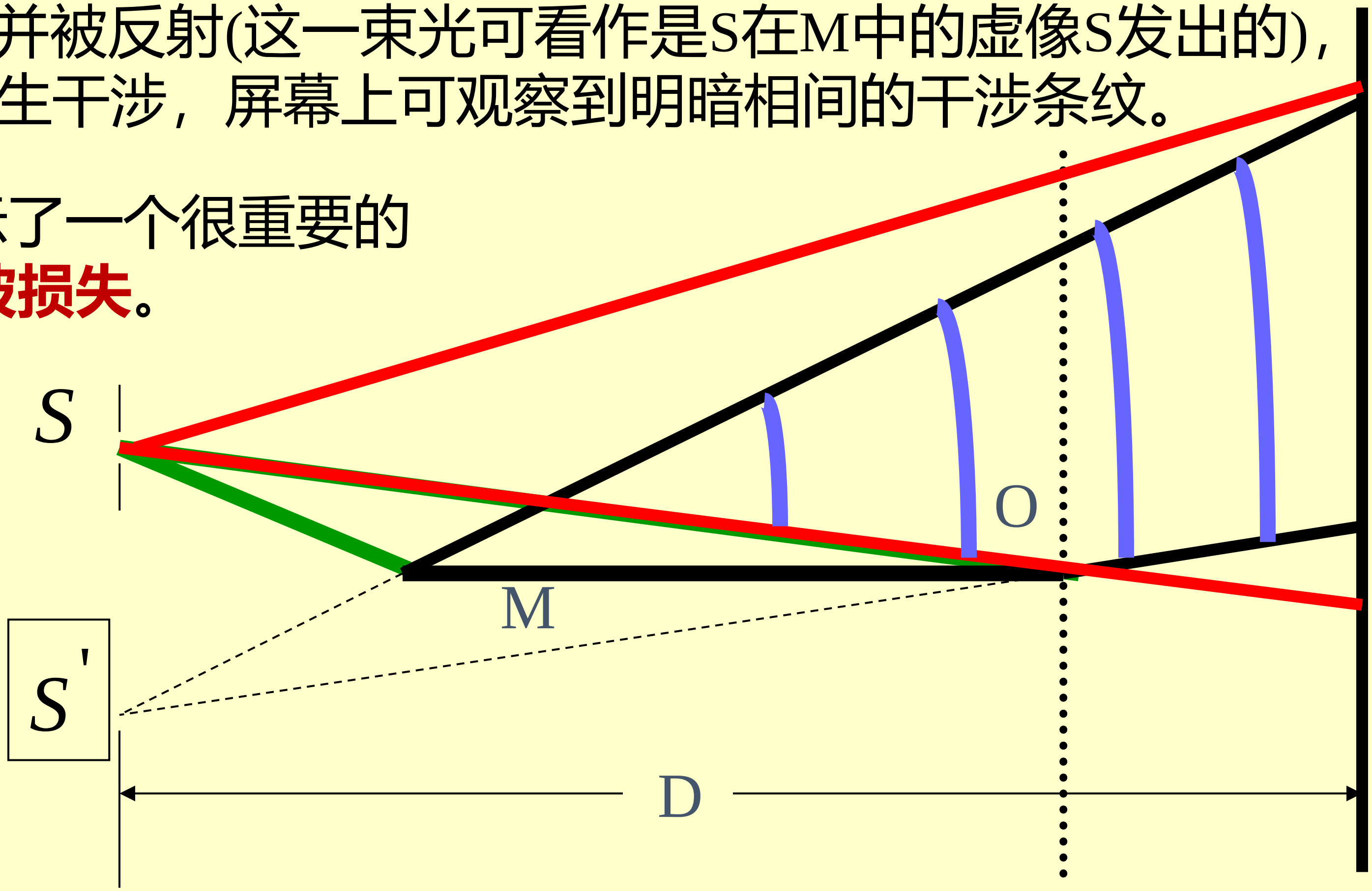
光的干涉——杨氏双缝干涉

三、劳埃德镜实验

菲涅尔双镜实验可进一步简化，只用一块平面镜，并减少光源到镜面的垂直距离，这就成为劳埃德镜实验。

线光源S发出的光，一部分直接向前传播，另一部分以接近90°的角度入射到平面镜M上并被反射(这一束光可看作是S在M中的虚像S发出的)，两束光在重叠区发生干涉，屏幕上可观察到明暗相间的干涉条纹。

劳埃德镜实验揭示了一个很重要的现象——**光的半波损失**。



光的干涉——杨氏双缝干涉

三、劳埃德镜实验

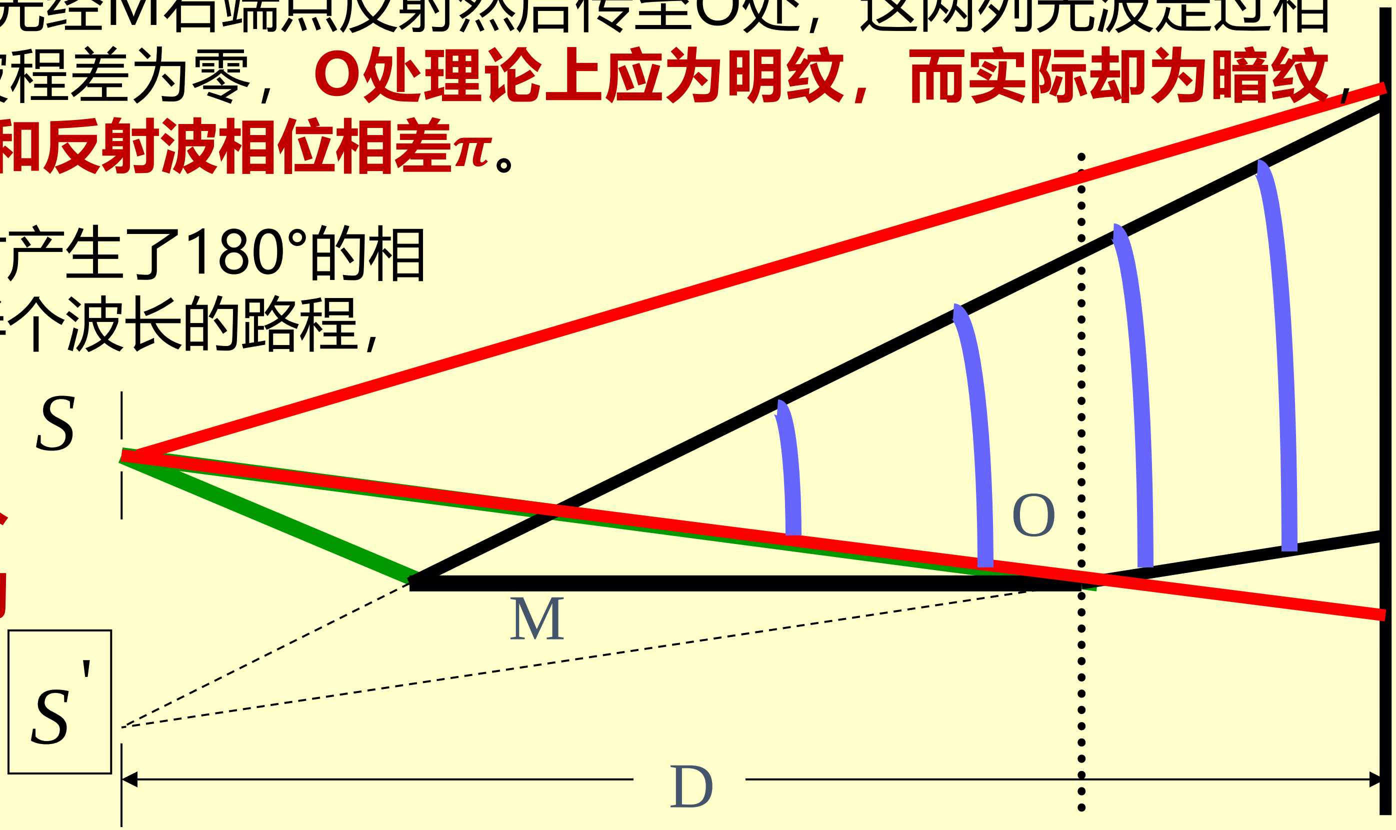
P159: 自主学习例7.1

实验发现，将光屏紧靠平面镜M时，屏镜接触的O处出现**暗纹**。

理论分析,O处的干涉条纹由两列光波叠加而成，一列光波从S直接传至O处，另一列光波先经M右端点反射然后传至O处，这两列光波走过相同的几何路程，波程差为零，**O处理论上应为明纹，而实际却为暗纹，这说明O处入射波和反射波相位相差π**。

光经平面镜反射时产生了180°的相位突变，相当于半个波长的路程，即**半波损失**现象。

S和S'可看作两个相位差始终为π的光源。



半波损失：光从光疏媒质垂直或掠入射至光密媒质的表面发生反射时

光的干涉——杨氏双缝干涉

[思考]单缝不在二狭逢中心，屏上干涉条纹将如何变化？

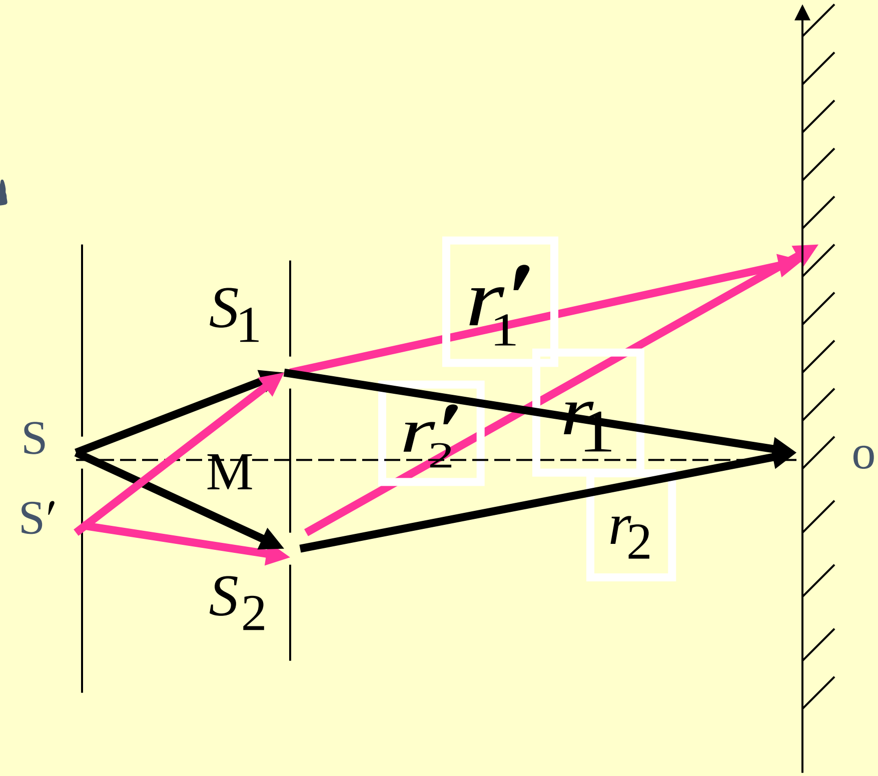
看中央明纹朝什么方向变化

$\delta = 0$

$S'S_2 + r_2' - (S'S_1 + r_1') = 0$

$r_2' - r_1' = S'S_1 - S'S_2$

单逢下移，屏上条纹朝上移动



[思考]光源非单色性对干涉条纹会有怎样的影响？

光的干涉——多缝干涉

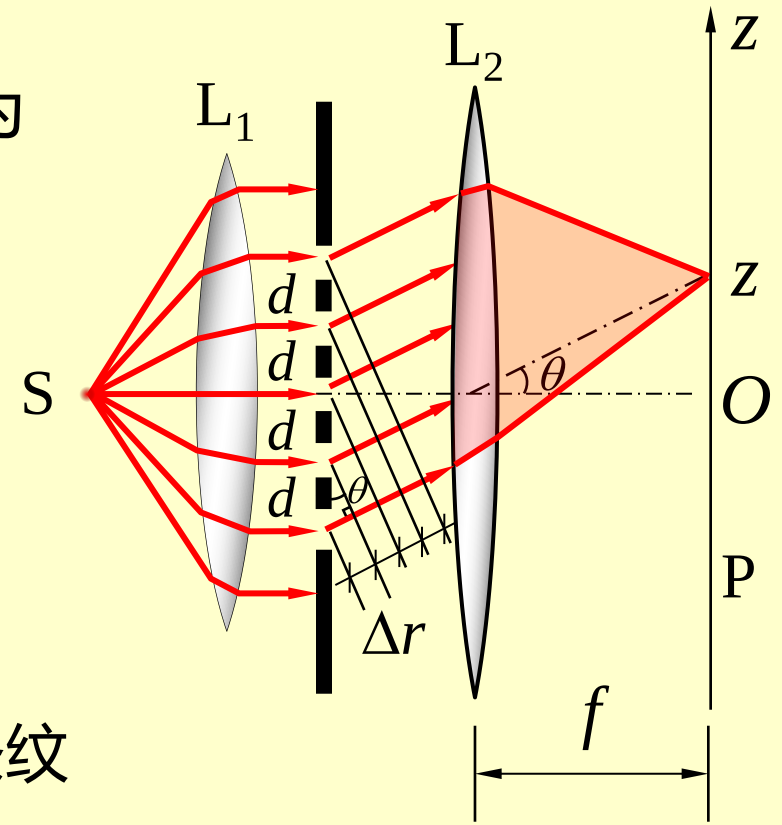
多缝干涉

(1) 相邻两缝的光线到达P点的光程差为

$$\Delta r = d\sin\theta \approx d\tan\theta = d\frac{z}{f}$$

(2) 干涉明条纹的位置坐标

$$z_k = k\lambda_n \frac{f}{d}, k = 0, \pm 1, \pm 2, \cdots \quad \text{明条纹}$$



光的干涉——光程和光程差

一、光传播的几何路程和光程

为定量研究光的干涉，需要计算两列光波在相遇点产生的合振动的**振幅**，而这一振幅又取决于**分振动的相位差**。

★振幅A $$A=\sqrt{A_1^2+A_2^2+2A_1A_2\cos[\varphi_{20}-\varphi_{10}-2\pi(r_2-r_1)/\lambda]}$$

★相位差 $$\boxed{\Delta\varphi=\varphi_{20}-\varphi_{10}-\frac{2\pi}{\lambda}(r_2-r_1)}$$

波程差$\delta=r_2-r_1$

$\varphi_{20}-\varphi_{10}$：**两相干波源的初相位差**

$2\pi(r_2-r_1)/\lambda$：**波程差引起的相位差**

由于相干光源的初相位差始终恒定不变，故它们在相遇点所引起的分振动的相位差完全由光波从光源传至相遇点的过程中所引起的相位变化决定。

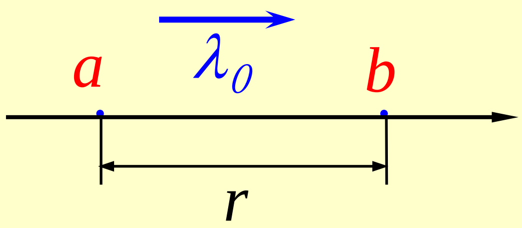
相位变化“$2\pi(r_2-r_1)/\lambda$”适用于光在真空中传播的情况，请问光在不同介质中传播时引起的相位变化仍为这种形式吗？

光的干涉——光程和光程差

1、光程

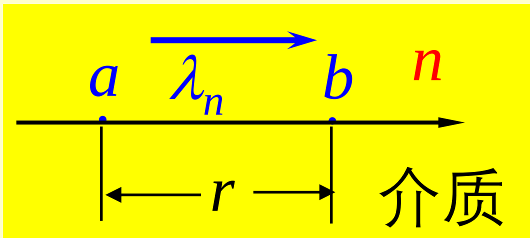
在折射率为n的媒质中,光速为 $v=c/n$, 波长变为 $\lambda_n=vT=cT/n=\lambda_0/n$

真空中:



$$\Delta\varphi=\frac{2\pi}{\lambda_0}r$$

介 质 中 :



$$\Delta\varphi=\frac{2\pi}{\lambda_n}r=\frac{2\pi}{\lambda_0}nr$$

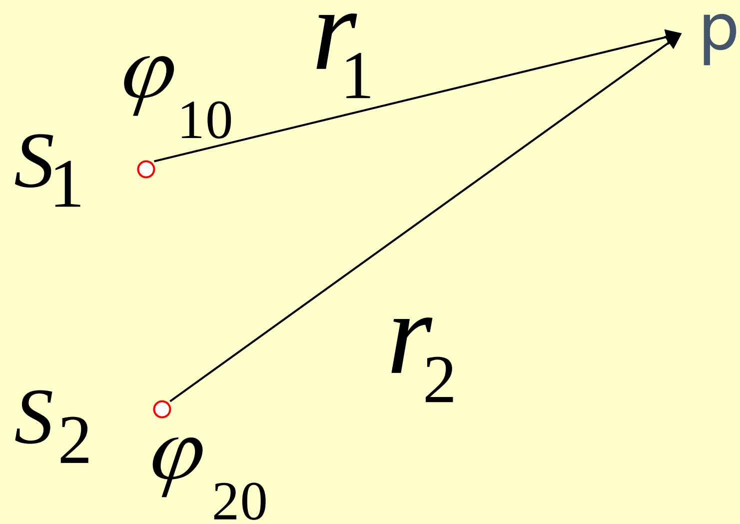
这表明，光在介质中传播路程 ***r*** 和在真空中传播路程 ***nr*** 引起的相位差相同。称 ***nr*** 为介质中与路程 ***r*** 相应的光程。

光程=介质的折射率×几何路程　　即　$D=n\cdot r$

光的干涉——光程和光程差

2、光程差

$$\delta = D_2 - D_1 = nr_2 - nr_1$$



$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$$

$$\Delta\varphi = \varphi_{20} - \varphi_{10} - \frac{2\pi}{\lambda_0}(D_2 - D_1)$$

$$\Delta\varphi = \begin{cases} \pm 2k\pi & (k = 0, 1, 2, \ldots, \text{明纹}) \\ \pm(2k+1)\pi & (k = 0, 1, 2, \ldots, \text{暗纹}) \end{cases}$$

两列光波在P点的光振动相位分别为

$$\varphi_1 = \varphi_{10} - \frac{2\pi}{\lambda_0} D_1$$

$$\varphi_2 = \varphi_{20} - \frac{2\pi}{\lambda_0} D_2$$

对同位相相干光源：$\varphi_{20} = \varphi_{10}$

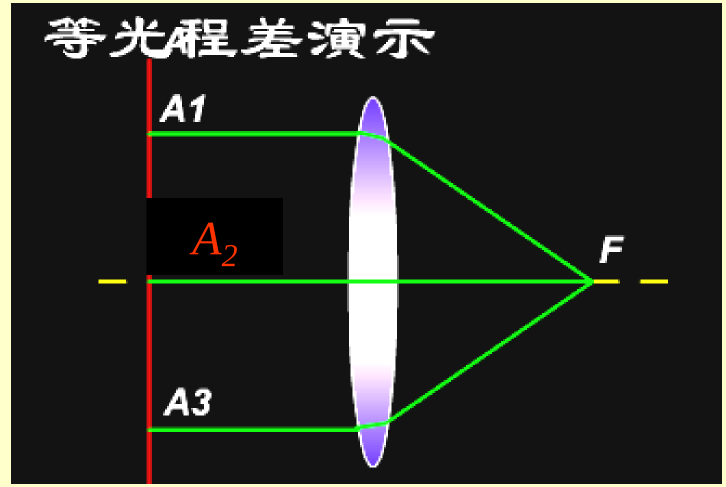
$$\delta = \begin{cases} \pm k\lambda_0 & (k = 0, 1, 2, \ldots, \text{明纹}) \\ \pm(2k+1)\dfrac{\lambda_0}{2} & (k = 0, 1, 2, \ldots, \text{暗纹}) \end{cases}$$

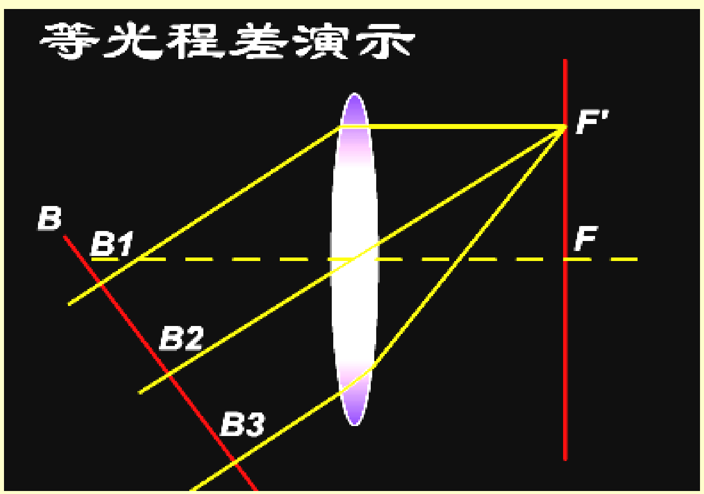
光的干涉——光程和光程差

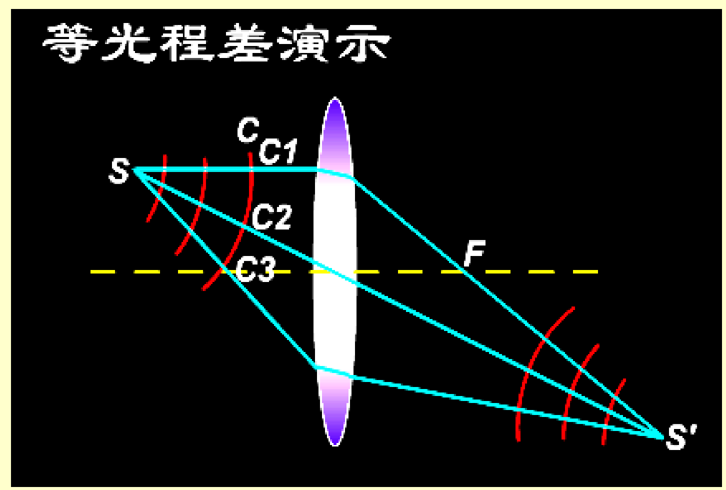
3、透镜和附加光程差

平行光通过透镜达到聚焦地点过程中，走过的光程相同；从物点到象点，各条光线的光程相同.

使用透镜不会产生附加的光程差。







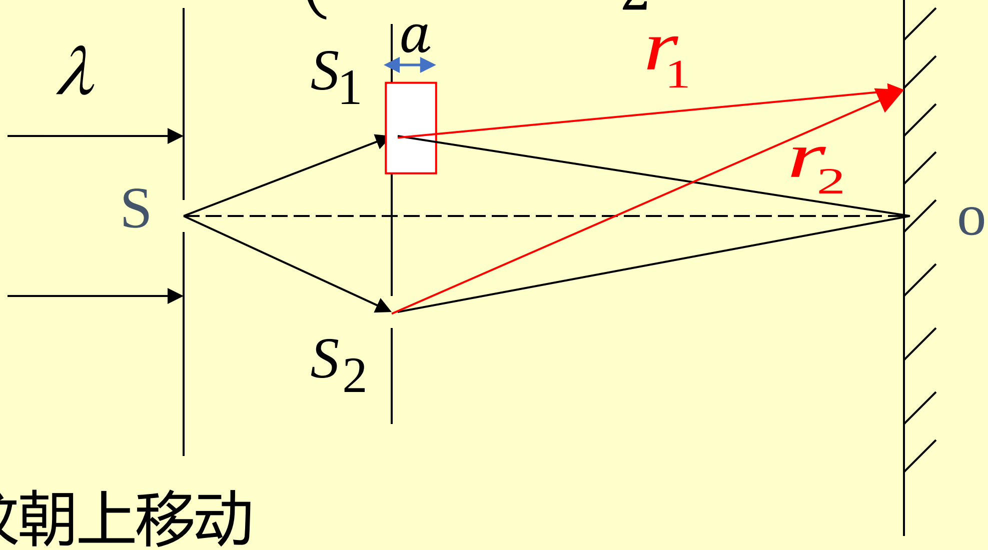
光的干涉——杨氏双缝干涉&光程差

例6.1：杨氏实验中

(1) 用透明介质膜片盖住二狭逢之一，屏上干涉条纹将如何变化。

(2)设加上膜片后，中央明纹移至原第三级明纹处，已知 $n = 1.5$，$\lambda = 500\ nm$，求膜的厚度。

$$\delta = D_2 - D_1 = \begin{cases} \pm k\lambda_0 & (\text{明纹}) \\ \pm(2k+1)\dfrac{\lambda_0}{2} & (\text{暗纹}) \end{cases}$$



解：(1) 膜片加在上狭逢，屏上条纹朝上移动

膜片加在下狭逢，屏上条纹朝下移动

(2) 两列光的光程差满足 $r_2 - (r_1 - a + na) = 0$，且 $r_2 - r_1 = 3\lambda$

$$(n-1)a = 3\lambda \Rightarrow a = \frac{3\lambda}{n-1} = \frac{3\times500\times10^{-9}}{1.5-1} = 3\times10^{-6}(\text{m})$$

光的干涉——作业1

1. 练习册B（第6章 光的干涉）

选择：1-4；填空：1-4; 计算：1-3；

大学物理

蒋英

湖南大学物理与微电子科学学院

第6章 光的干涉

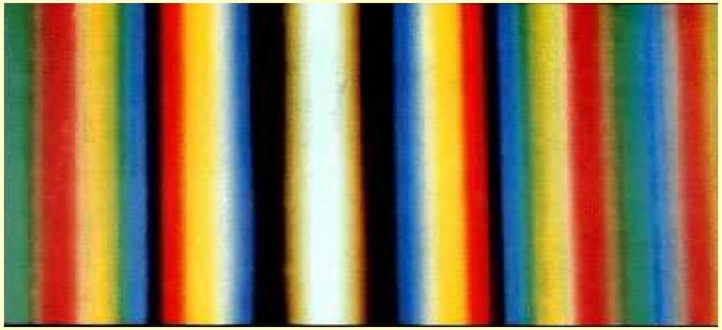
6.1 光的相干性　杨氏双缝干涉实验

*6.2 光源对干涉条纹的影响

6.3 光程与光程差

6.4 薄膜干涉

6.5 迈克尔逊干涉仪



光的干涉——薄膜干涉

薄膜：透明介质膜，薄膜的厚度比光波不能相差太大。

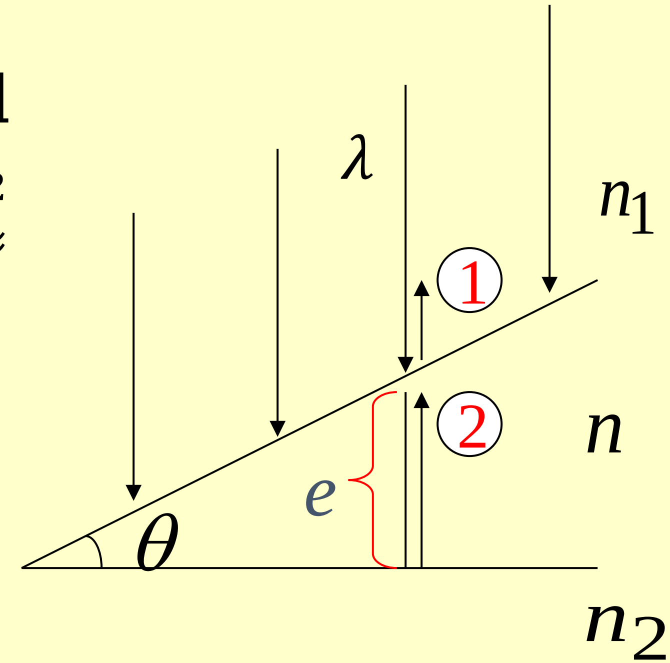
薄膜干涉

- **等厚干涉**：光入射到厚度分布不均匀的薄膜产生的干涉，比如劈尖干涉、牛顿环。
- **等倾干涉**：光入射到厚度均匀的薄膜产生的干涉，比如迈克耳逊干涉。

光的干涉——等厚干涉

一、劈尖干涉

设有一劈尖状薄膜，由折射率为n的透明介质组成，薄膜上、下方介质的折射率分别为n_1和n_2，不妨设$n_1 < n < n_2$。劈尖夹角非常小，$\theta \approx 10^{-4} \sim 10^{-4} rad$，竖直入射可近似为垂直入射。



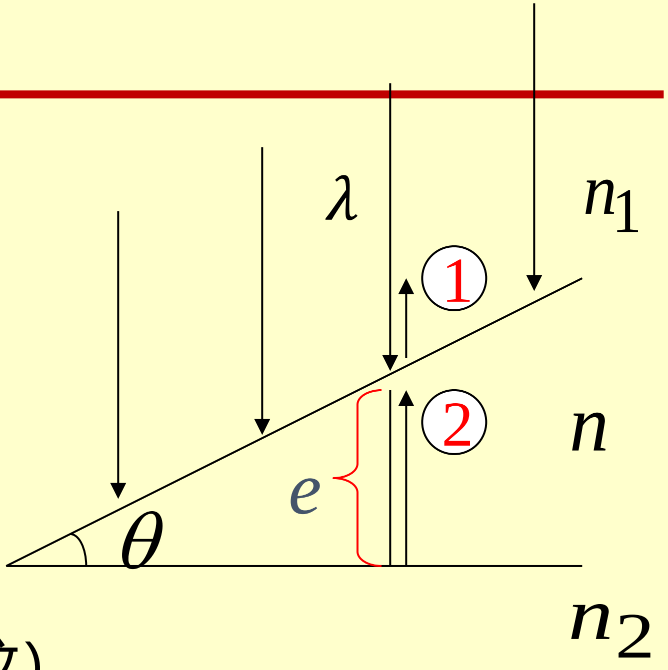
波长为**λ**(**真空中波长**)的单色光沿竖直方向入射，在薄膜上表面发生反射和透射，反射光近似逆着入射方向传播，用①表示；透射光传至薄膜下表面被反射，用②表示。

①和②两列光波是从同一列光波中分出的两部分，是相干光(分振幅法)。这两列光波在薄膜上表面相遇后发生相干叠加，产生明暗相间的干涉条纹，明纹和暗纹的位置由两列光波的光程差决定。

计算光程差需考虑两点：一是由于光经过的路程及介质不同而致的光程差；二是由于**光在薄膜上、下两个表面上反射时可能产生的半波损失**。

光的干涉——等厚干涉

$n_1 < n < n_2$，①和②两列光波都是由光疏介质垂直入射到光密介质的分界面上反射回来的，半波损失相互抵消，故两列光波的光程差仅由透射光在薄膜中一个来回的几何路程$2e$引起，其光程差值为：$\boldsymbol{\delta = 2ne}$。



根据干涉加强和干涉减弱的条件，有：

$$\delta = 2ne = \begin{cases} k\lambda & (k = 0, 1, 2, \ldots, \text{明纹}) \\ (2k-1)\dfrac{\lambda}{2} & (k = 1, 2, \ldots, \text{暗纹}) \end{cases}$$

若两列光波在界面反射存在半波损失，对应$\lambda/2$，则有：

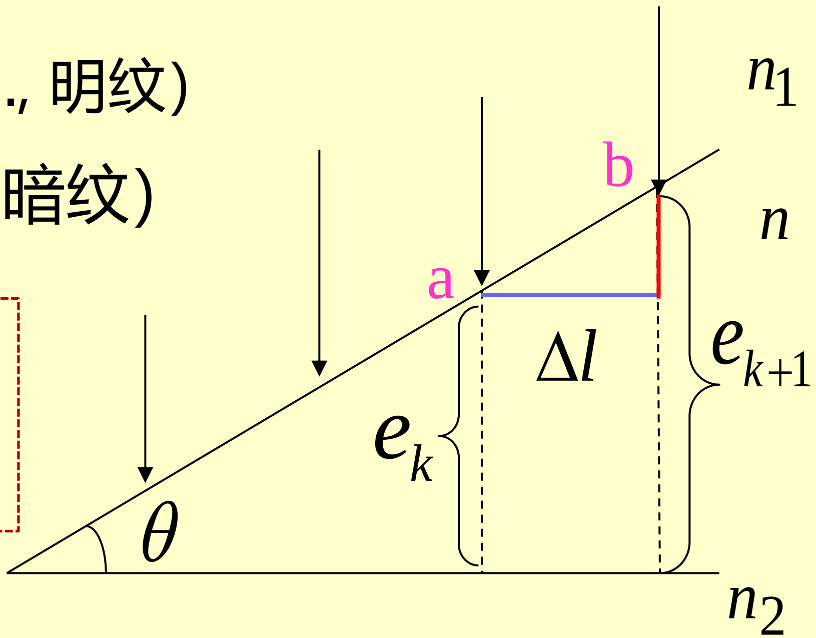
$$\delta = 2ne + \frac{\lambda}{2} = \begin{cases} k\lambda & (k = 1, 2, 3, \ldots, \text{明纹}) \\ (2k+1)\dfrac{\lambda}{2} & (k = 0, 1, 2, \ldots, \text{暗纹}) \end{cases}$$

问题：为什么叫等厚干涉？λ是光在哪里的波长？

光的干涉——等厚干涉

根据干涉加强和干涉减弱的条件，有：

$$\delta = 2ne = \begin{cases} k\lambda & (k = 0, 1, 2, \ldots,\ 明纹) \\ (2k-1)\dfrac{\lambda}{2} & (k = 1, 2, \ldots,\ 暗纹) \end{cases}$$

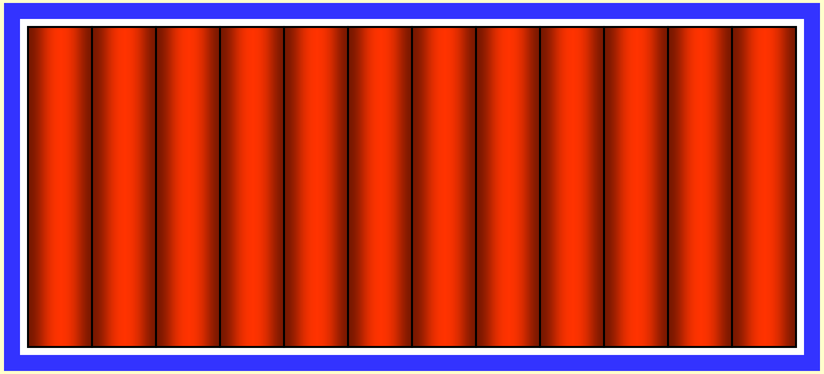


厚度相同的地方，光程差相同，干涉级次相同，处在同一条纹上，因此这种薄膜干涉称为**等厚干涉**。

相邻明纹或暗纹处对应的薄膜厚度差Δe：

$$\delta_{k+1} - \delta_k = 2ne_{k+1} - 2ne_k$$
$$= (k+1)\lambda - k\lambda$$
$$= \lambda$$

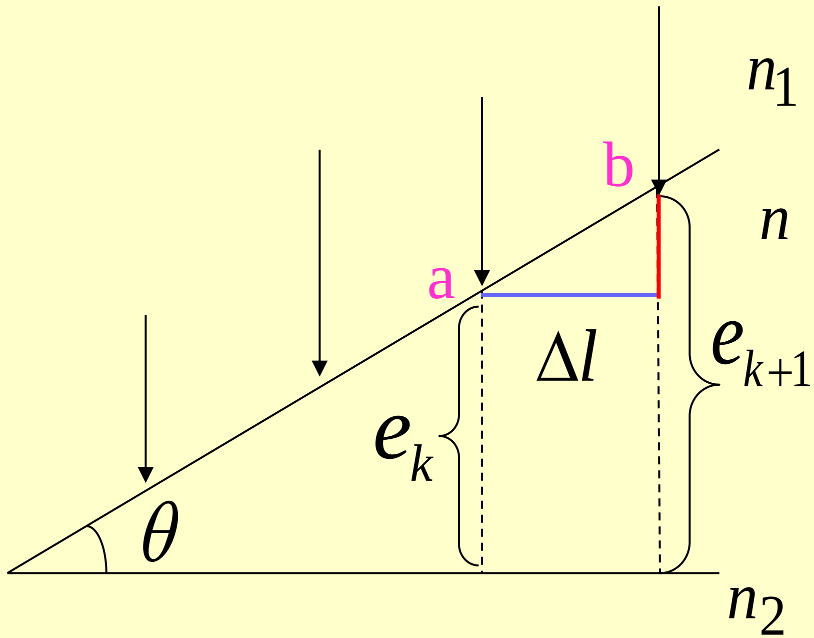
$$\boxed{\Delta e = e_{k+1} - e_k = \frac{\lambda}{2n}}$$



光的干涉——等厚干涉

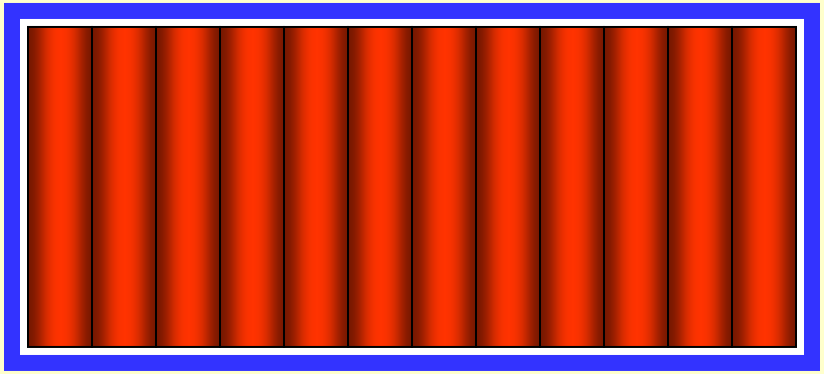
相邻明纹或暗纹处对应的薄膜厚度差Δe：

$$\boxed{\Delta e = e_{k+1} - e_k = \frac{\lambda}{2n}}$$



薄膜上表面相邻明纹或暗纹间距 Δl_{ab} ，劈尖角θ很小，$\Delta l_{ab} \approx \Delta l$

$$sin\theta = \frac{\Delta e}{\Delta l} \approx \theta \quad \rightarrow \quad \Delta l = \frac{\lambda}{2n\theta}$$



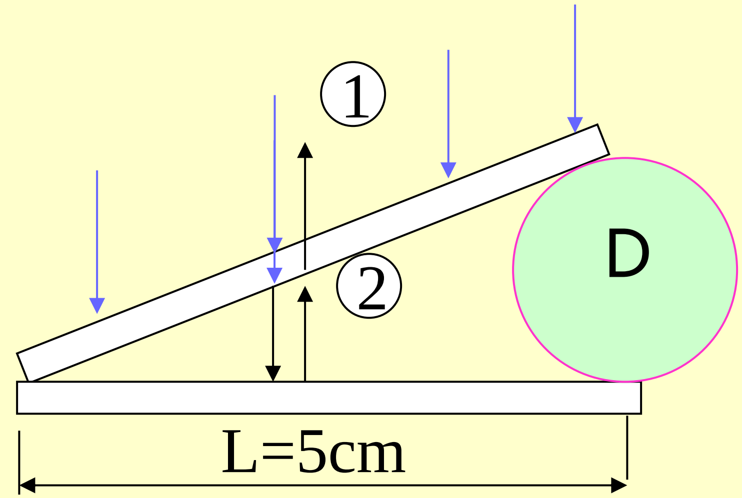
①等厚干涉条纹呈等间距均匀分布，明暗相间的直条纹（平行于棱边）

②相邻条纹对应的厚度差为半个波长

$\Delta e = \frac{\lambda}{2n} = \frac{\lambda_n}{2}$（介质中的波长为$\lambda_n = \frac{\lambda}{n}$）

光的干涉——等厚干涉

劈尖干涉应用1：测细径



例6.2: 用细丝塞入两玻璃板间形成空气劈尖，单色光垂直入射产生干涉条纹.

已知：$\lambda = 500\ \text{nm},\quad \Delta x = 2\ \text{mm}$

求解：(1) 细丝的直径 D为多少?

(2)第三条明纹处，空气膜的厚度为多少?

解：(1) 相邻明纹或暗纹间距 $\Delta x = \dfrac{\lambda}{2n\theta} \Rightarrow \theta = \dfrac{\lambda}{2n\Delta x}$ $\quad \theta \approx \text{tg}\,\theta = \dfrac{D}{L}$

$$D = L\,\theta = \frac{500\times10^{-9}}{2\times1\times2\times10^{-3}}\times5\times10^{-2} = 6.25\times10^{-6}(\text{m})$$

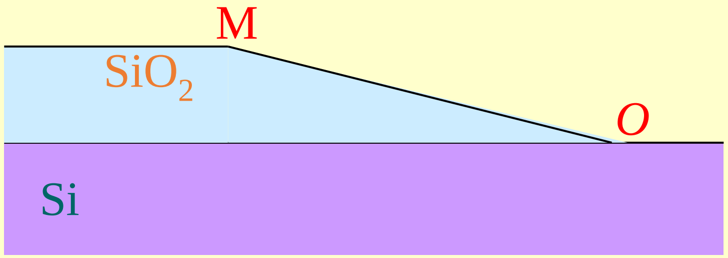
(2) $$\delta = 2nd \boxed{+\frac{\lambda}{2}} = 3\lambda \Rightarrow d = \frac{5\lambda}{4n} = 6.25\times10^{-7}(\text{m})$$

P166: 自主学习例7.3

光的干涉——等厚干涉

劈尖干涉应用2：测厚度

例6.3: 在半导体元件生产中，为了测定硅片上SiO_2薄膜的厚度，将该膜的一端腐蚀成劈尖状，已知SiO_2 的折射率n =1.46，用波长λ =5893埃的钠光照射后，观察到劈尖上出现9条暗纹，且第9条在劈尖斜坡上端点M处，Si的折射率为3.42。试求SiO_2薄膜的厚度。



解：由暗纹条件(由题意知半波损失抵消)

$$\delta = 2ne = (2k\text{-}1)\lambda/2 \quad (k=1,2\ldots)$$

知,第9条暗纹对应于k =9,代入上式得

$$e = (2k+1)\lambda/4n = 1.72(\mu m)$$

所以SiO_2薄膜的厚度为1.72μm。

P167: 自主学习例7.5

光的干涉——等厚干涉

劈尖干涉应用3: 检查工件表面的粗糙度

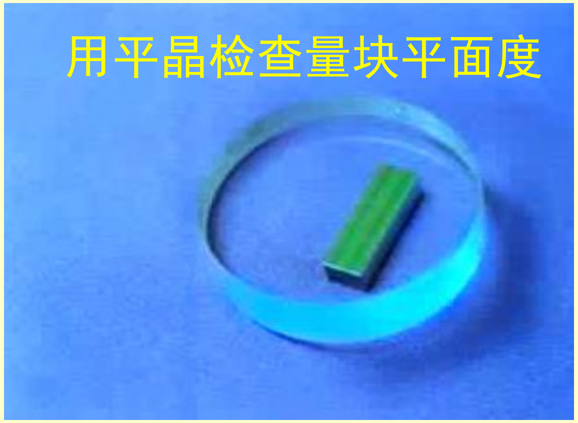
利用空气劈尖的等厚干涉条纹可以检测工件表面的极小的加工纹路。

在经过精密加工的工件表面上放一光学平面玻璃，使其间形成空气劈形膜。

用波长为 λ 的单色光照射玻璃表面，并在显微镜下观察到干涉条纹。

试根据干涉条纹弯曲方向，
（1）判断工件表面是凹的还是凸的；
（2）求工件表面凹凸深度。

检查工件表面的粗糙度仪器



光的干涉——等厚干涉

（1）判断工件表面是凹的还是凸的

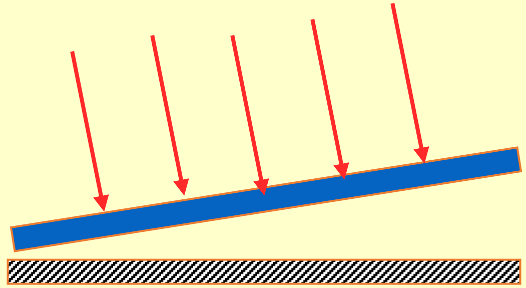
图乙：如果被检表面是平的，那么空气层厚度相同的各点就位于一条直线上，产生的干涉条纹就是平行的直条纹；

图丙：条纹有畸变，A、B处的凹凸情况可以这样分析：

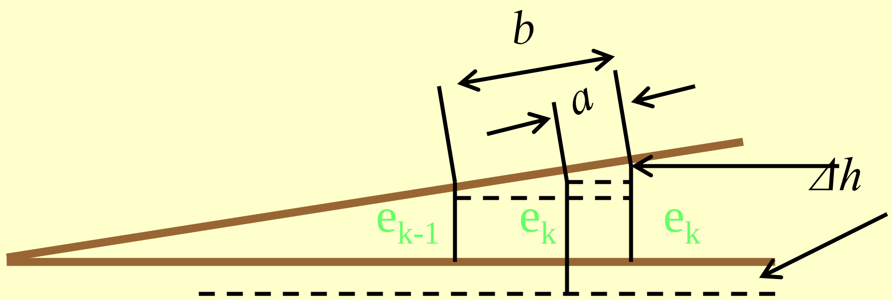
由丙图知，P、Q两点位于同一条亮纹上，故甲图中与P、Q对应的位置空气层厚度相同。由于Q位于P的右方(即远离楔尖)，如果被检表面是平的，Q处厚度应该比P处大，所以，只有当A处凹陷时才能使P与Q处深度相同。同理可以判断与M对应的B处为凸起。

光的干涉——等厚干涉

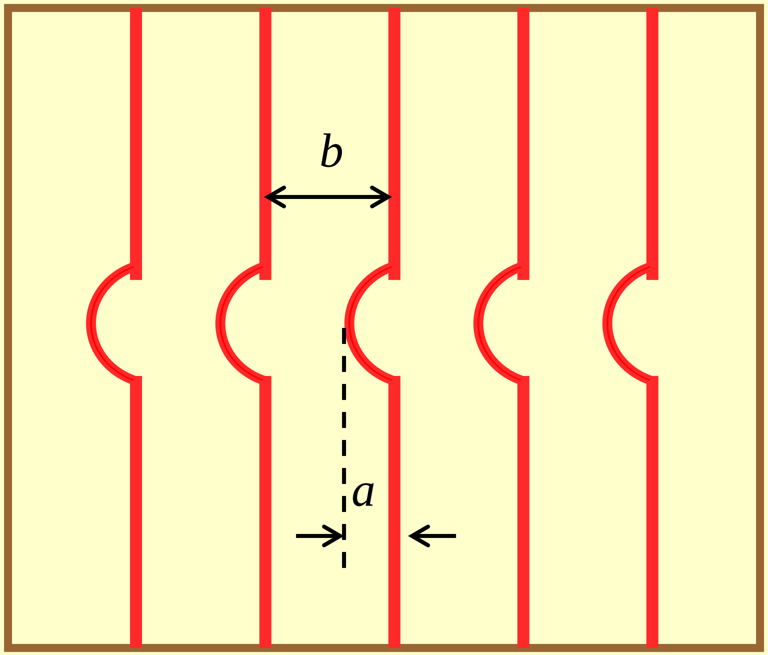
(2) 求工件表面凹凸深度



图(1)



图(3)



图(2)

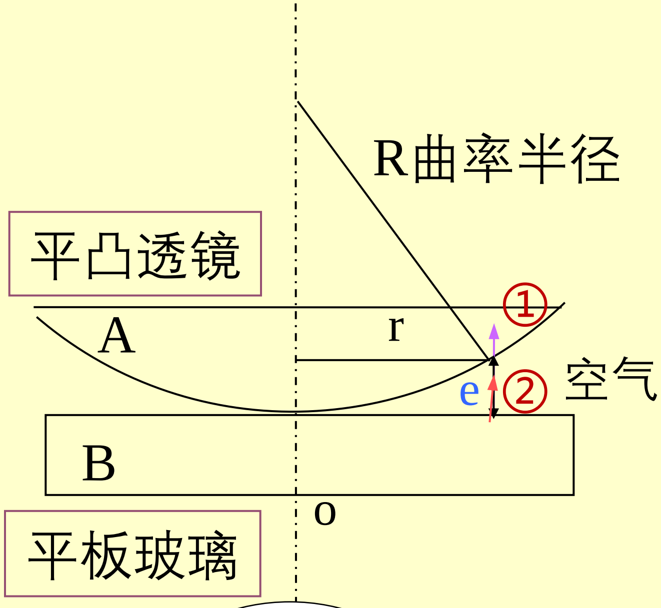
$$\frac{a}{b}=\frac{\Delta h}{e_k-e_{k-1}}=\frac{\Delta h}{\lambda/2} \Rightarrow \Delta h=\frac{a}{b}\frac{\lambda}{2}$$

P166: 自主学习例7.4

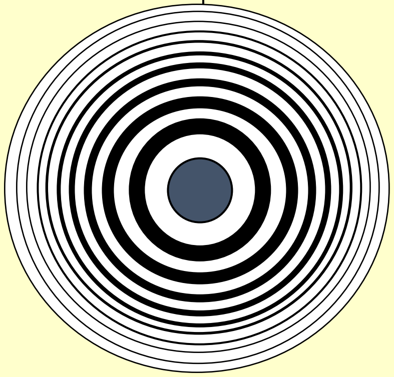
光的干涉——等厚干涉

二、牛顿环

平凸透镜的球形凸面和平板玻璃之间形成一空气薄膜，如右图所示。



用波长λ的单色光垂直照射，可观测到一系列以接触点O为中心的明暗相间的同心圆环。这一现象首先被牛顿观察到，故称**牛顿环**。



单色光垂直入射时，入射光经平凸透镜的凸面(空气膜的上表面）产生反射光①，经平板玻璃的上表面(空气膜的下表面)产生反射光②，①和②两束相干光干涉产生明暗条纹。

①和②两束光在空气膜厚为e处的光程差为$\delta = 2e + \boldsymbol{\lambda/2}$，产生明环和暗环的条件为：

$$\delta = 2e + \frac{\lambda}{2} = \begin{cases} k\lambda & (k = 1, 2, 3, \ldots, \text{明纹}) \\ (2k+1)\dfrac{\lambda}{2} & (k = 0, 1, 2, \ldots, \text{暗纹}) \end{cases}$$

同心圆环

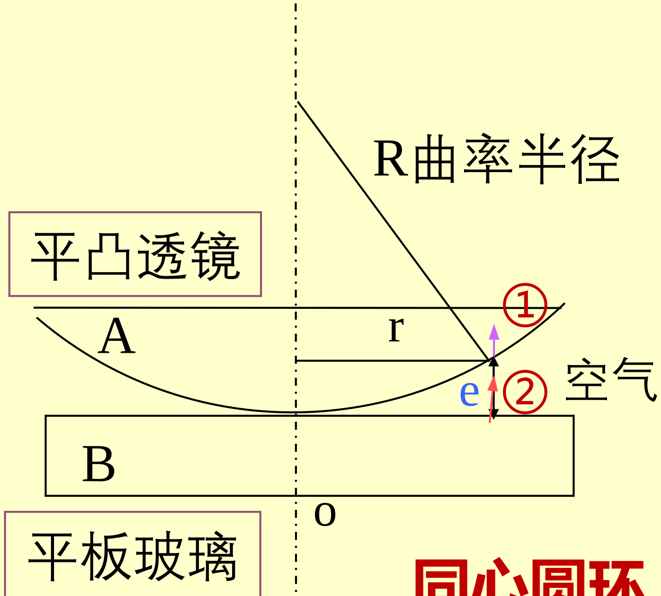
等厚干涉

光的干涉——等厚干涉

二、牛顿环

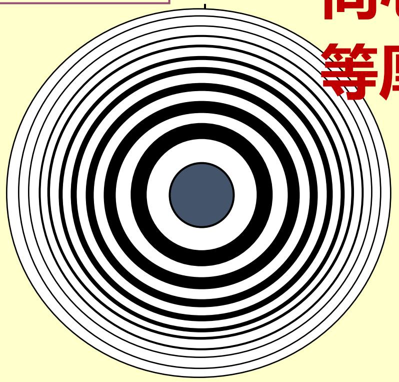
$$\delta = 2e + \frac{\lambda}{2} = \begin{cases} k\lambda & (k = 1, 2, \ldots, \text{明纹}) \\ (2k+1)\dfrac{\lambda}{2} & (k = 0, 1, \ \ldots, \text{暗纹}) \end{cases}$$

k越大，要求e也越大，偏离中心就越远，牛顿环中，圆环条纹的**干涉级次由里及外是递增的**。



空气薄膜可看作是由很多微小劈尖构成的，空气劈尖**由里及外**越来越陡，由$\Delta l = \dfrac{\lambda}{2n\theta}$可知，**相邻条纹的间距越来越小，条纹越来越密**。

同心圆环
等厚干涉



可定量求出第 k 级明纹和暗纹的半径($R \gg e$)：

几何关系$r^2 = R^2 - (R-e)^2 = 2Re - e^2 \approx 2Re$

第k级明纹：$r_k = \sqrt{(k-1/2)R\lambda}, \quad k = 1,2,\ldots$

第k级暗纹：$r_k = \sqrt{kR\lambda}, \quad k = 0,1,2,\ldots$

$k\uparrow \Rightarrow r_k\uparrow$

条纹间距↓

光的干涉——等厚干涉

特别说明：当入射角等于零（垂直入射）时

- **反射(若有半波损失)**

$$\Delta\delta_{\mathrm{r}} = 2ne_k + \frac{\lambda_0}{2}$$

$$= \begin{cases} k\lambda_0, & k = 1, 2,\ 3,\ \cdots \text{明纹, 干涉极大} \\ (2k+1)\dfrac{\lambda_0}{2}, & k = 0, 1, 2, \cdots \text{暗纹, 干涉极小} \end{cases}$$

第k级明纹： $r_k = \sqrt{(k-1/2)R\lambda}$, $k = 1,2,\ldots$

第k级暗纹： $r_k = \sqrt{kR\lambda}$, $k = 0,1,2,\ldots$

- **透射(则无半波损失)**

$$\Delta\delta_{\mathrm{t}} = 2ne_k$$

$$= \begin{cases} k\lambda_0, & k = 0, 1, 2, \cdots \text{明纹, 干涉极大} \\ (2k-1)\dfrac{\lambda_0}{2}, & k = 1, 2,\ 3,\ \cdots \text{暗纹, 干涉极小} \end{cases}$$

第k级明纹： $r_k = \sqrt{kR\lambda}$, $k = 0,1,2,\ldots$

第k级暗纹： $r_k = \sqrt{(k-1/2)R\lambda}$, $k = 1,2,\ldots$

光的干涉——等厚干涉

随堂小议

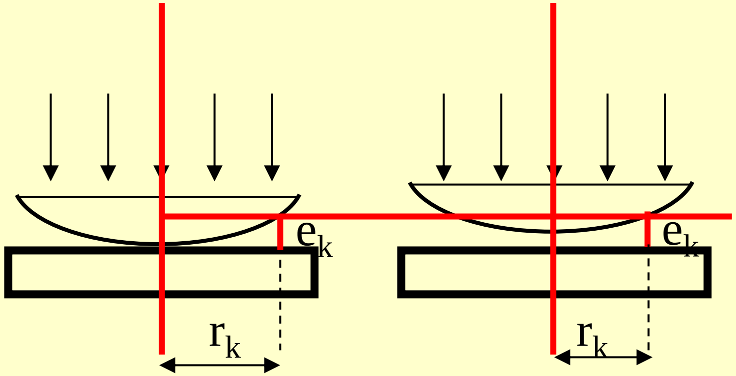
如图，用单色光垂直照射在观察牛顿环的装置上，当平凸透镜垂直向上缓慢平移而远离平面玻璃时， 可以观察到这些环状干涉条纹

（A）向右平移.（B）向中心收缩.

（C）向外扩张.（D）静止不动.

（E）向左平移.

[B]



r_k减小，

光的干涉——等厚干涉

例6.4：为了检测凸透镜片的半径，将其放在一平板玻璃上，用波长为$\lambda_0 = 589.3nm$的纳光从下方垂直照射，则形成牛顿环干涉。为避免从中心数起条纹的麻烦，在读数显微镜下测得透射侧第k级和第k+5级明环半径分别为4.35mm和6.28mm，求凸透镜的半径。

解：所测牛顿环条纹在透射侧，所以透射侧的明条纹须使用反射侧的暗条纹公式

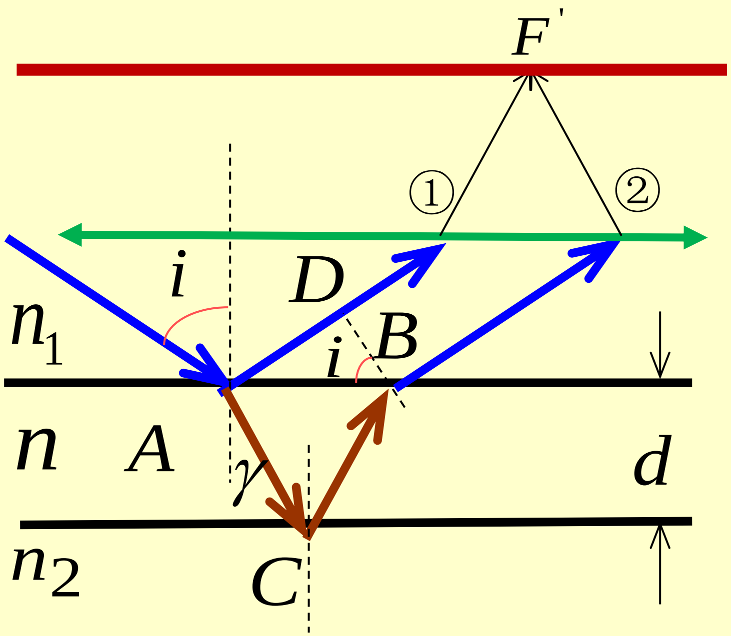
$$r_k^2 = k\frac{R\lambda_0}{n_0}, \quad k = 0, 1, 2, \cdots$$

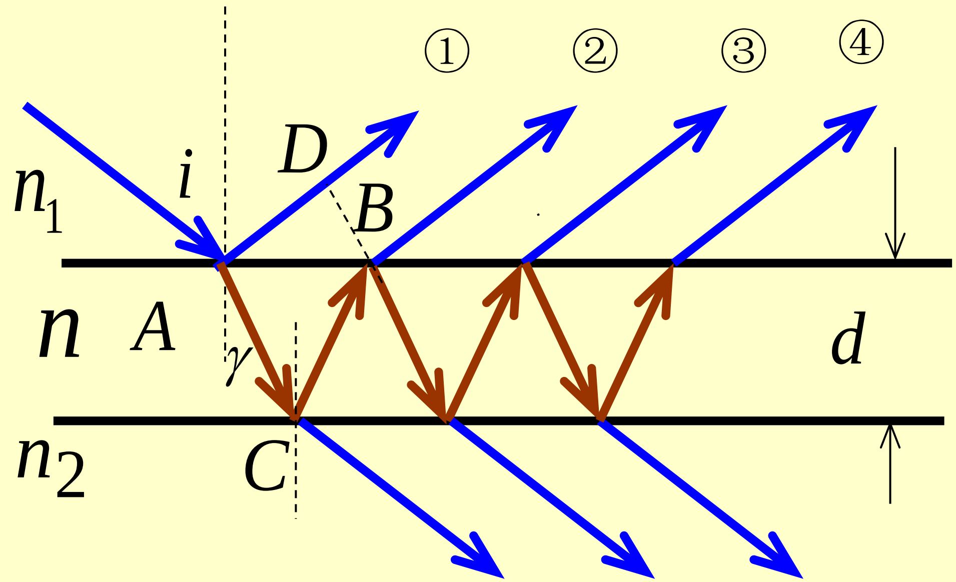
其中k=0为透射侧中心亮斑，根据测量数据，

$$r_{k+5}^2 - r_k^2 = (k+5)\frac{R\lambda_0}{n_0} - k\frac{R\lambda_0}{n_0} = 5\frac{R\lambda_0}{n_0}$$

$$R = n_0\frac{r_{k+5}^2 - r_k^2}{5\lambda_0} = 1.00029\times\frac{(6.28\times10^{-3})^2 - (4.35\times10^{-3})^2}{5\times589.3\times10^{-9}} = 6.96\text{m}$$

光的干涉——等倾干涉(厚度均匀薄膜)





上表面一系列出射光振幅比：

①：②：③：④=0.2A：0.192A：0.00768A：1.2×10^{-5}A

光①与光②的干涉由其光程差δ决定(注意有无半波损失)：

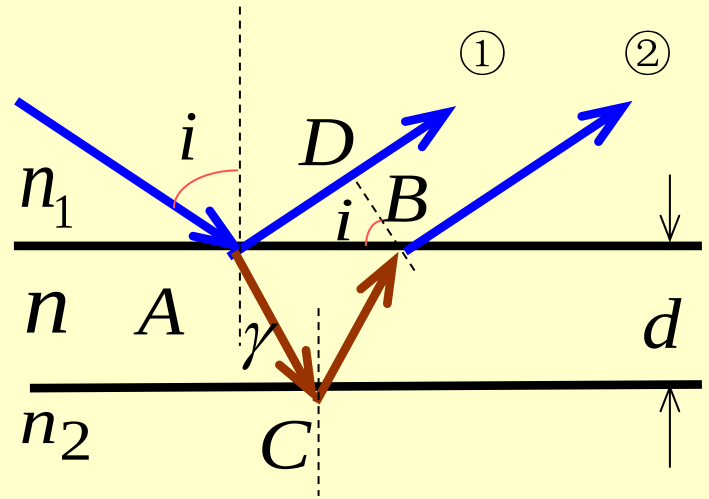
$$\boxed{\delta = (AC + BC)n - ADn_1 + \delta'}$$

$$\delta' = \begin{cases} \lambda/2 & \text{有半波损失} \\ 0 & \text{无半波损失} \end{cases}$$

光的干涉——等倾干涉

光①与光 ②的干涉由其光程差δ决定：

$$\boxed{\delta = (AC + BC)n - ADn_1 + \boldsymbol{\delta'}}$$



由折射定律和几何关系可得出：

$$n_1 \sin i = n \sin \gamma \qquad AD = AB \sin i$$

$$AB = 2d \tan \gamma \qquad AC = BC = d / \cos \gamma$$

$n > n_1, n_2$

$n < n_1, n_2$

得出：$$\delta = 2d\sqrt{(n^2 - n_1^2 \sin^2 i)} + \delta'$$

即：$$\boxed{\delta = 2nd \cdot cos\gamma + \boldsymbol{\delta'}}$$

$$\boldsymbol{\delta'} = \begin{cases} \lambda/2 & \text{有半波损失} \\ 0 & \text{无半波损失} \end{cases}$$

光的干涉——等倾干涉

$$\boxed{\delta = 2nd \cdot \cos\gamma + \boldsymbol{\delta'}}$$

$$\boldsymbol{\delta'} = \begin{cases} \lambda/2 & \text{有半波损失} \\ 0 & \text{无半波损失} \end{cases}$$

若无半波损失

$$\delta = 2nd \cdot \boldsymbol{\cos\gamma} = \begin{cases} \boldsymbol{k}\lambda & (k = 0, 1, 2, \ldots, \text{明纹中心}) \\ (2\boldsymbol{k} - 1)\dfrac{\lambda}{2} & (k = 1, 2, \ldots, \text{暗纹中心}) \end{cases}$$

若有半波损失

$$\delta = 2nd \cdot \boldsymbol{\cos\gamma} + \boldsymbol{\frac{\lambda}{2}} = \begin{cases} \boldsymbol{k}\lambda & (k = 1, 2, 3, \ldots, \text{明纹中心}) \\ (2\boldsymbol{k} + 1)\dfrac{\lambda}{2} & (k = 0, 1, 2, \ldots, \text{暗纹中心}) \end{cases}$$

光的干涉——等倾干涉

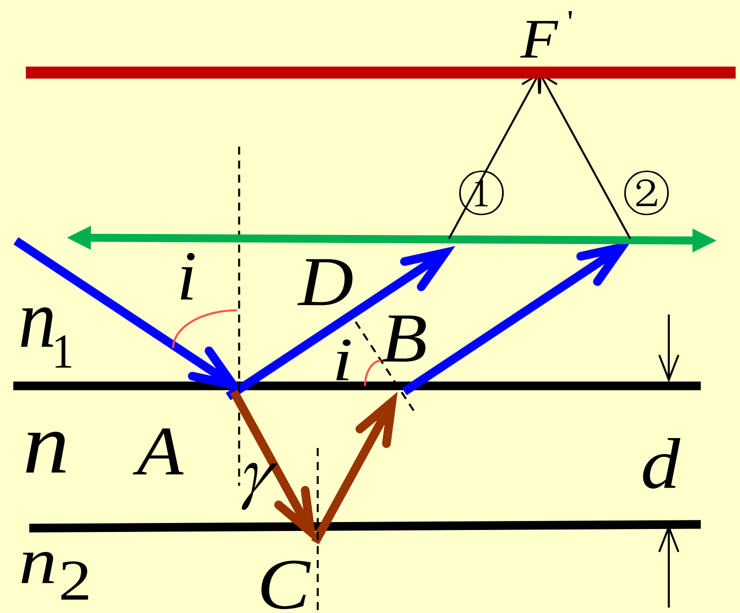
以有半波损失为例

$$\delta = 2nd \cdot \cos\gamma + \frac{\lambda}{2} = \begin{cases} k\lambda & (k = 1,2,3,\ldots,\text{明纹中心}) \\ (2k+1)\dfrac{\lambda}{2} & (k = 0,1,2,\ldots,\text{暗纹中心}) \end{cases}$$

光①与光 ②在透镜焦平面上相遇干涉，观察它们的相干结果。

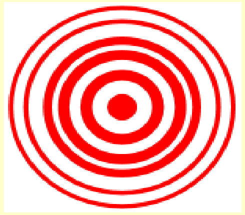
相同入射角对应同一级条纹。因此，称它为**薄膜等倾干涉**。

干涉条纹为同心圆。



⭐倾角r越大，等倾干涉圆环半径越大，但$\cos\gamma$越小，即δ越小，相应的干涉级次k也越小。

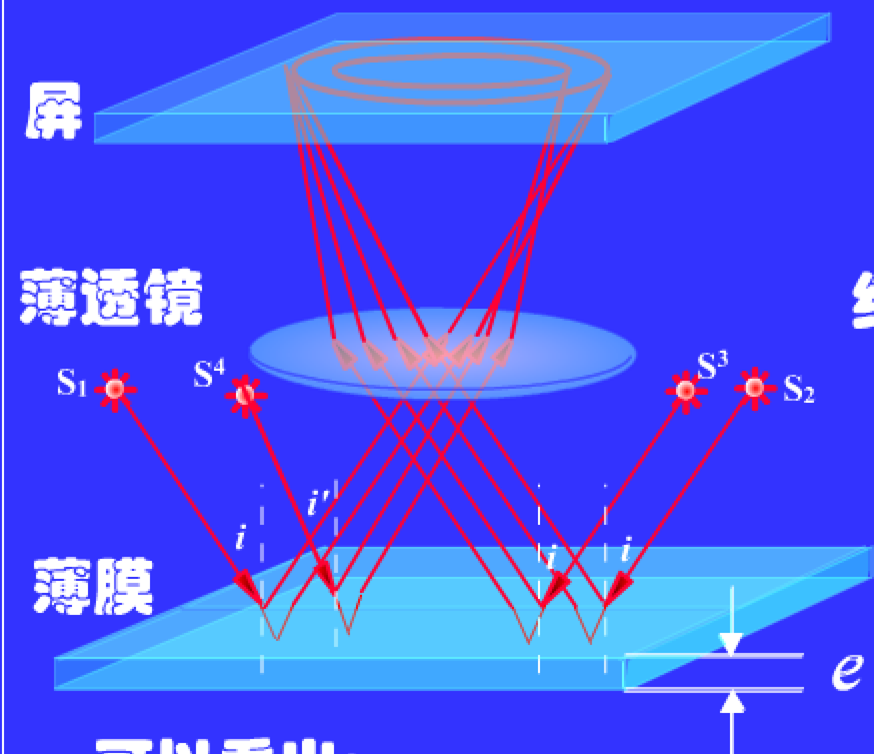
⭐反之，等倾干涉圆环半径越小，其干涉级次k越大。



光的干涉——等倾干涉

等倾干涉

等倾干涉条纹的成因



可以看出：
入射角越小的干涉条纹越靠近条纹的中心位置

干涉公式：

$$\delta = 2e\sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 i} + \lambda / 2$$

$$= \begin{cases} k\lambda & \text{明纹} \\ (2k+1)\,\lambda / 2 & \text{暗纹} \end{cases}$$

结论：

1、当膜厚和折射率一定时，干涉级仅决定于入射角，故称等倾干涉。

2、入射角越小光程差越大，故越靠中心的条纹干涉级越高。

3、扩展光源成为观察等倾干涉条纹的有利条件。

光的干涉——等倾干涉

应用：增透(射)膜和增反射膜

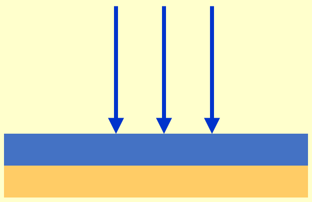
 

在光学仪器上镀膜，使某种波长的反射光或透射光因干涉而加强或减少，以提高仪器反射率或透射率。

利用薄膜干涉使反射光减小，这样的薄膜称为增透膜；

利用薄膜干涉使反射光加强，这样的薄膜称为增反膜。

空气



镀膜

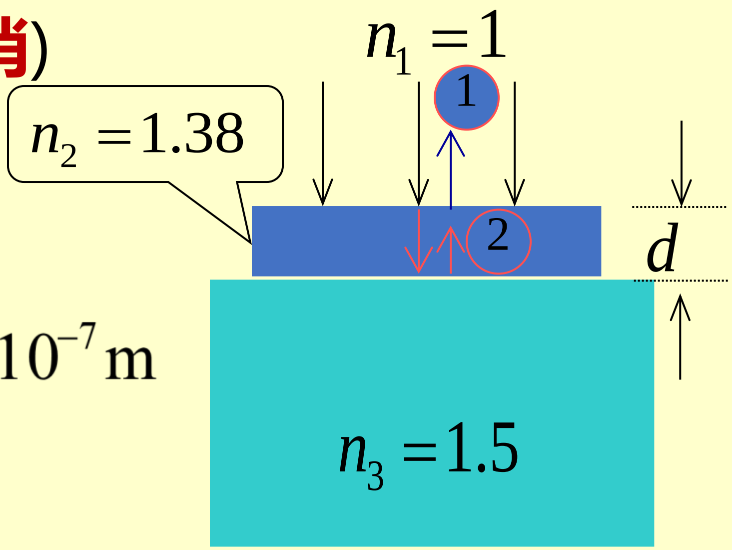
基片

$$n_0 < n < n_{基}$$

光的干涉——等倾干涉

例6.5：在照相机镜头(n_3=1.5)上涂一层 n_2=1.38的 氟化镁增透膜，λ=500nm 光线垂直入射。问：要使该波长的光全部透过去，膜的厚度为多少？此时，白光垂直入射，镜头表面呈什么颜色.

解：反射光干涉相消的条件(**半波损失抵消**)



$$2n_2d=(2k-1)\lambda/2 \quad k=1,2,\ldots$$

取**k=2** $d=\dfrac{3\lambda}{4n_2}=\dfrac{3\times550\times10^{-9}}{4\times1.38}=2.982\times10^{-7}\,\mathrm{m}$

反射光干涉加强的条件：$2n_2d=k\lambda$

$k=1 \qquad \lambda_1=855\ \mathrm{nm}$

$k=2 \qquad \lambda_2=412.5\ \mathrm{nm}$

$k=3 \qquad \lambda_3=275\ \mathrm{nm}$

可见光波长范围 400~700nm，

波长412.5nm的可见光有增反。

P171: 自主学习例7.7

光的干涉——作业2

1. 练习册B（第6章 光的干涉）

选择：5-9；填空：5-8；计算：4-7；

大学物理

蒋英

湖南大学物理与微电子科学学院

第6章 光的干涉

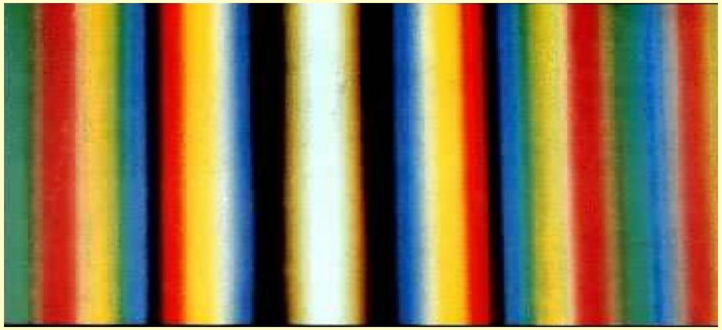
6.1 光的相干性　杨氏双缝干涉实验

*6.2 光源对干涉条纹的影响

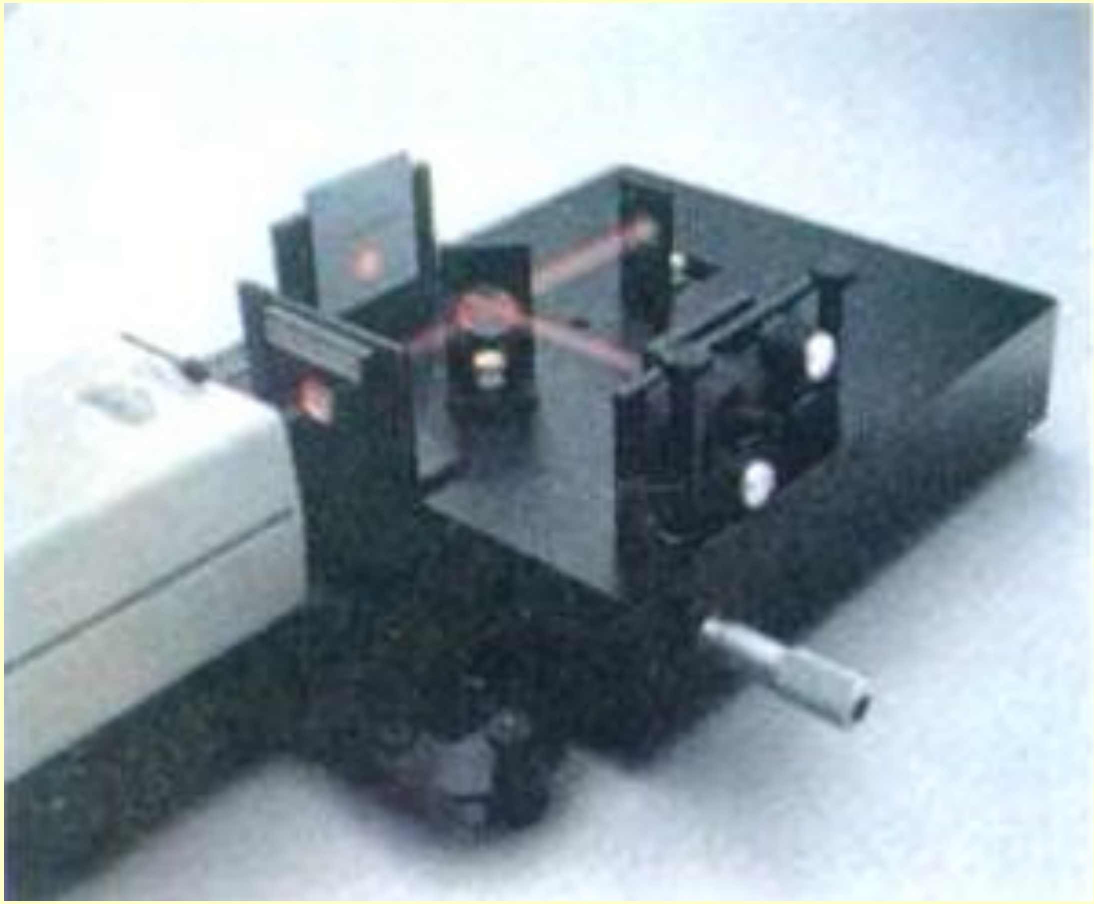
6.3 光程与光程差

6.4 薄膜干涉

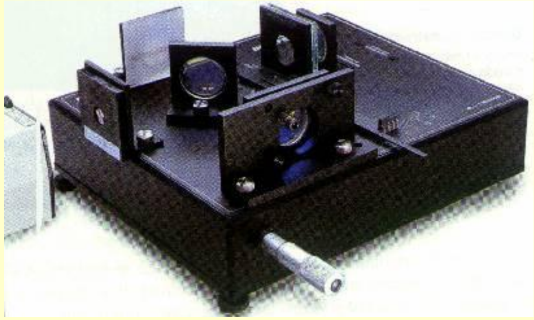
6.5 迈克尔逊干涉仪



光的干涉——迈克耳逊干涉仪



迈克耳逊



迈克耳逊干涉仪是薄膜干涉在光学仪器中的重要应用。它虽出现在100多年前，但现代仍有许多应用，而且许多现代的干涉仪其核心结构，仍是迈克耳逊干涉仪。

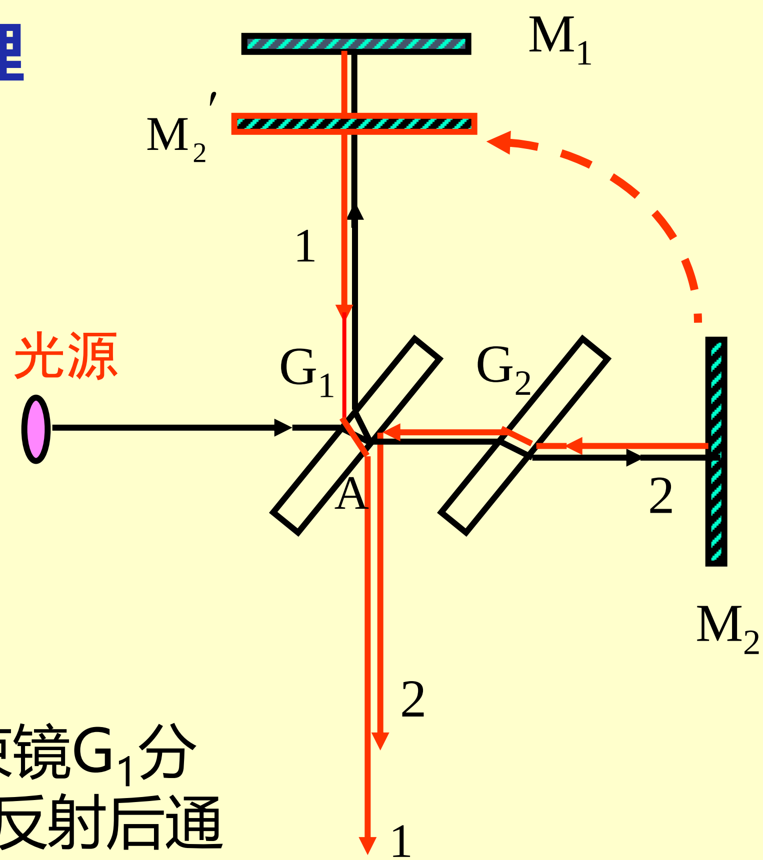
光的干涉——迈克耳逊干涉仪

- 迈克耳逊的名字是和迈克耳逊干涉仪及迈克耳逊 - 莫雷实验联系在一起的，实际上这也是迈克耳逊一生中最重要的贡献。随后有10多人前后重复这一实验，历时50年之久。对它的进一步研究，导致了物理学的新发展。
- 迈克耳逊的另一项重要贡献是对光速的测定。迈克耳逊从不满足已达到的精度，总是不断改进，精益求精，整整花了近半个世纪（40年）的时间，最后在一次精心设计的光速测定过程中，不幸因中风而去世，他确实是用毕生的精力献身于光速的测定工作。
- 迈克耳逊在基本度量方面也作出了贡献。1893年，他用自己设计的干涉仪测定了红镉线的波长，于是，他提出用此波长为标准长度，来核准基准米尺，用这一方法订出的基准长度经久不变。因此它被世界所公认，一直沿用到1960年。
- 1907年诺贝尔物理学奖授予芝加哥大学的迈克耳逊（1852 - 1931）,以表彰他对光学精密仪器及用之于光谱学与计量学研究所作的贡献。

光的干涉——迈克耳逊干涉仪

一、迈克耳孙干涉仪的的结构和原理

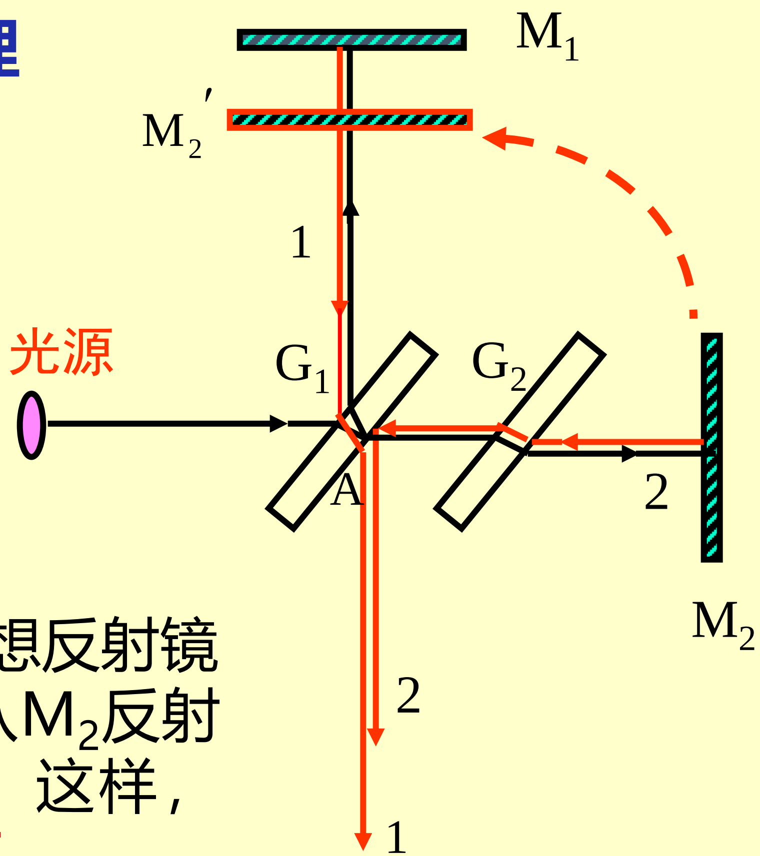
- G_1和G_2是两块材料相同厚薄均匀、几何形状完全相同的透明玻璃板。
- G_1一侧镀有半透半反的薄银层(分束镜)。与水平方向成45°角放置；G_2称为补偿板。
- M_1和M_2是两块高反射率的平面反射镜，M_1可做微小移动。



- 从光源S上一点发出的光波首先经分束镜G_1分成两半，一半经G_1反射向M_1，再经M_1反射后通过G_1成为光线①；另一半透射出去经G_2射向M_2，经M_2反射后通过G_2，再经G_1反射成光线②。
- G_2作用是使光线②也在玻璃板中往返一次，以补偿光线①在玻璃板G_1中通过两次的光程，G_2称为补偿板。光线①和光线②相遇后发生相干叠加。

光的干涉——迈克耳逊干涉仪

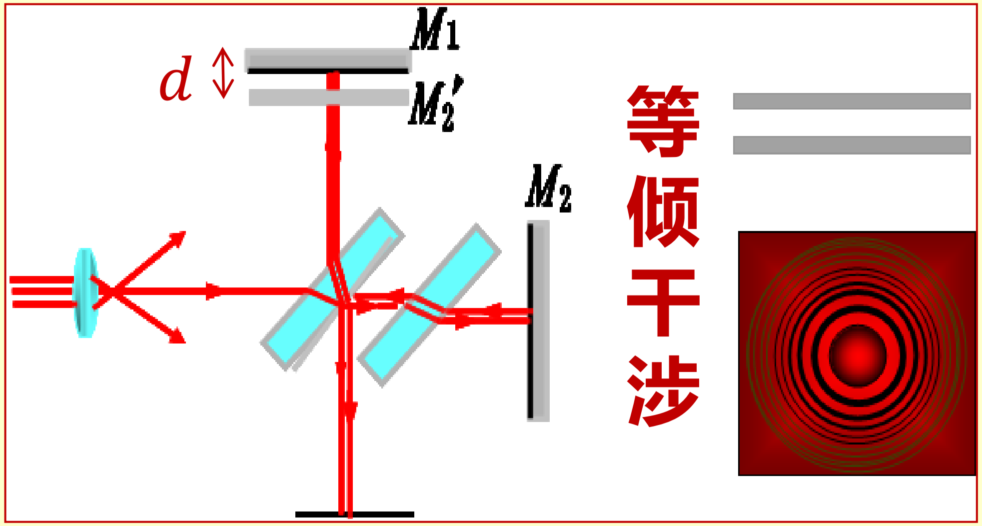
一、迈克耳孙干涉仪的的结构和原理

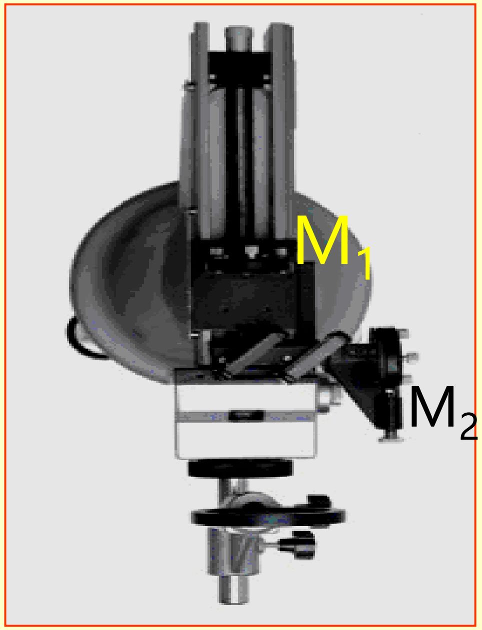


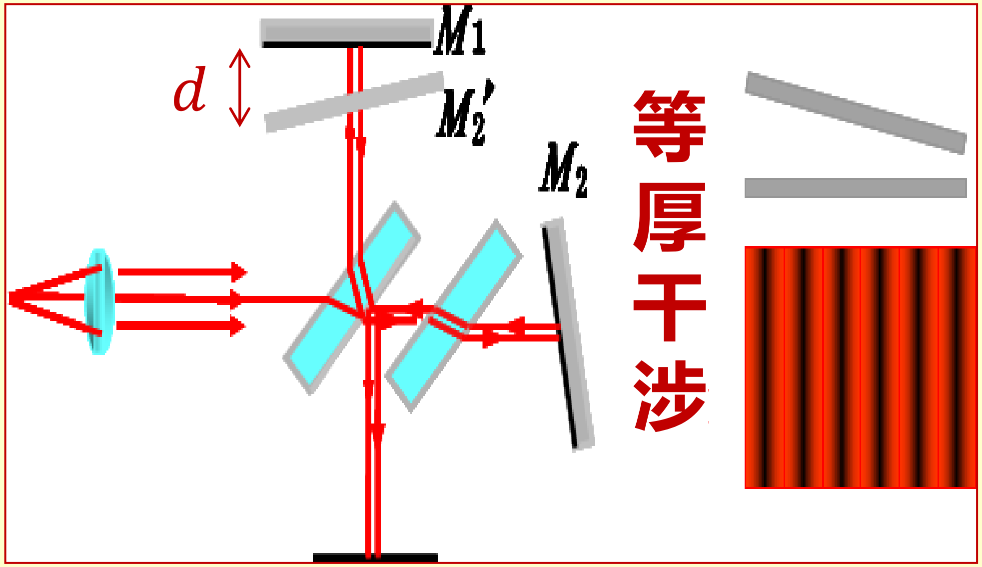
- 光线①和光线②在玻璃板G_1和G_2的光程相等。
- 光线①和光线②在反射镜M_1和M_2的半波损失抵消。
- **光线①和光线②的光程差仅由其几何路程差决定。**
- 为了简化这一几何路程差分析：可设想反射镜M_2经分束镜G_1薄银层成一虚像M_2'，从M_2反射回来的光可看作是从M_2'反射回来的。这样，**M_1和M_2'之间构成一个虚拟的空气薄膜。**
- 因此，从光源S上一点发出的光经M_1和M_2反射回来所产生的干涉，可以等价地看成是**经M_1和M_2'所构成的空气薄膜反射产生的干涉。**
- **空气薄膜类型(调M_1)**：**劈尖薄膜(等厚干涉)、厚度均匀薄膜(等倾干涉)。**

光的干涉——迈克耳逊干涉仪

干涉的结果是薄膜干涉条纹。调节M_1就有可能得到 d=常数对应的薄膜等倾干涉条纹，或$d\neq$常数（如劈尖）对应的薄膜等厚干涉条纹。

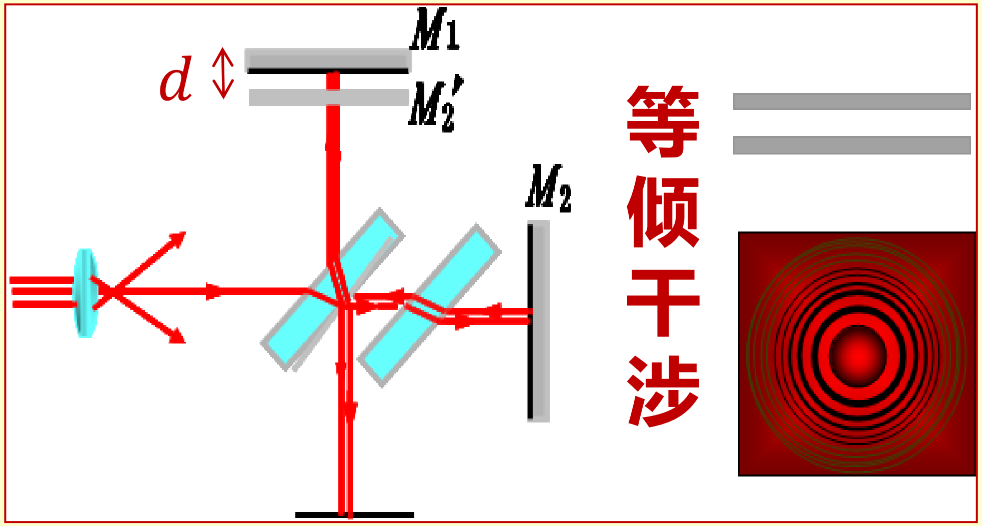






二、迈克耳逊干涉仪的干涉条纹

1、 d=常数，等倾干涉。



等倾干涉，干涉条纹为明暗相间的同心圆环；外环干涉级次k较小，内环干涉级次k较大。

等倾干涉加强和减弱的条件：（无半波损失时）

$$\delta = 2nd \cdot \cos\gamma = \begin{cases} \boldsymbol{k}\lambda & (k = 0, 1, 2, \ldots, \text{明纹中心}) \\ (2\boldsymbol{k}-1)\dfrac{\lambda}{2} & (k = 1, 2, \ldots, \text{暗纹中心}) \end{cases}$$

迈克耳逊等倾干涉加强和减弱的条件（$n = 1;\ \gamma = 0,\ \cos\gamma = 1$）：

$$\delta = 2d = \begin{cases} \boldsymbol{k}\lambda & (k = 0, 1, 2, \ldots, \text{明纹中心}) \\ (2\boldsymbol{k}-1)\dfrac{\lambda}{2} & (k = 1, 2, \ldots, \text{暗纹中心}) \end{cases}$$

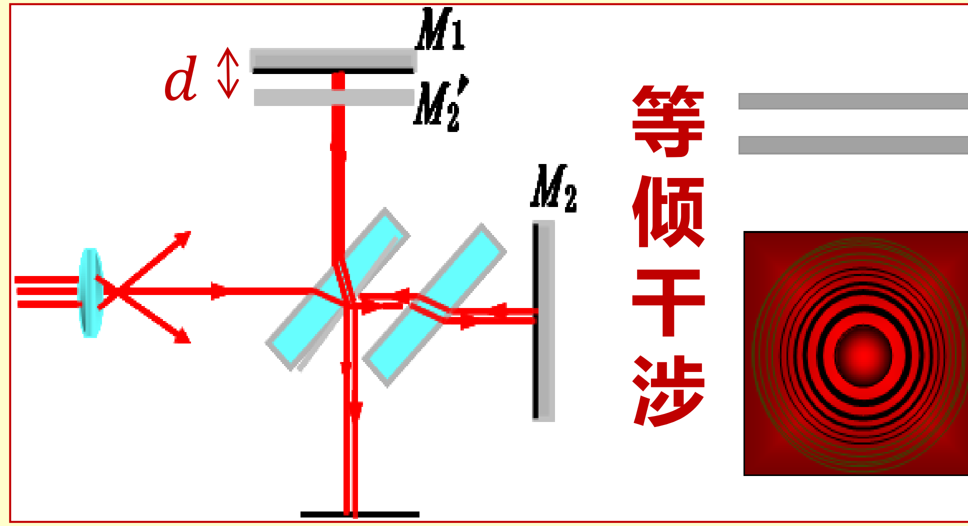
光的干涉——迈克耳逊干涉仪

迈克耳逊等倾干涉的干涉条纹

$(k=0,1,\ldots,$ 明纹中心$)$

$$\delta = 2d = \begin{cases} k\lambda \\ (2k-1)\dfrac{\lambda}{2} \end{cases}$$

$(k=1,2,\ldots,$ 暗纹中心$)$



d增大时, k变大, 有条纹冒出来, 每增大λ/2, 光程增大λ, 冒出一根条纹;
d减小时, k变小, 有条纹缩进去, 每减小λ/2, 光程减少λ, 缩入一根条纹。

因此，当空气薄膜距离 d **改变λ/2**，中心条纹的干涉级次 k **变化一级**，即：

$$\boxed{d = d_0 \pm \frac{\lambda}{2}, \quad k_0' = k_0 \pm 1}$$

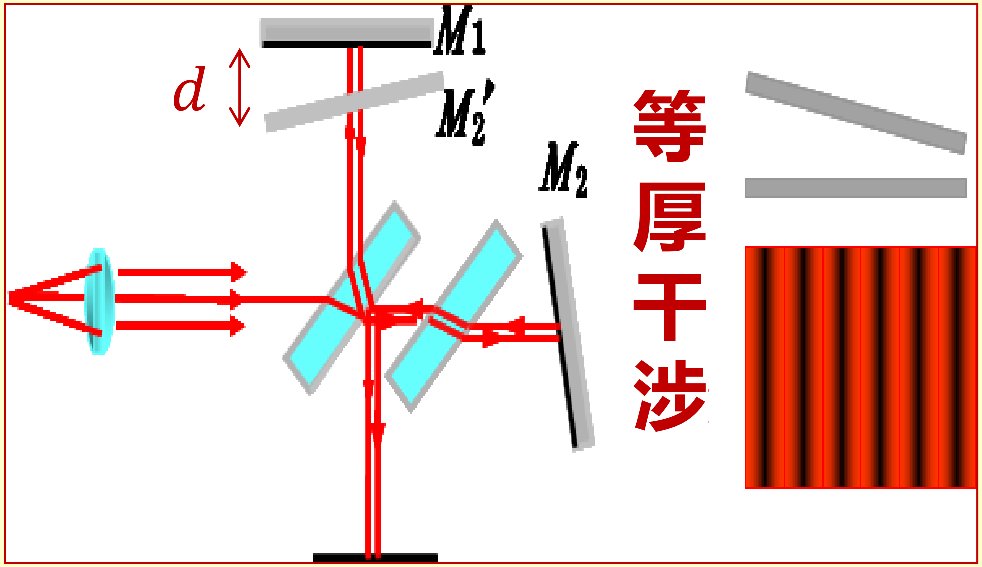
若冒出或缩入的条纹数为m，则M_1和M_2'之间的距离变化为：$\Delta d = m\dfrac{\lambda}{2}$

应用：知 $\Delta d, m$，测波长 λ；知 λ, m，测量微小伸长量 Δd。

光的干涉——迈克耳逊干涉仪

二、迈克耳逊干涉仪的干涉条纹

2、 $d \neq$常数，劈尖等厚干涉。



空气劈尖等厚干涉，干涉条纹为明暗相间的平行直条纹。

劈尖等厚干涉加强和减弱的条件：（无半波损失时）

$$\delta = 2ne = \begin{cases} k\lambda & (k = 0, 1, 2, \ldots, \text{明纹}) \\ (2k-1)\dfrac{\lambda}{2} & (k = 1, 2, \ldots, \text{暗纹}) \end{cases}$$

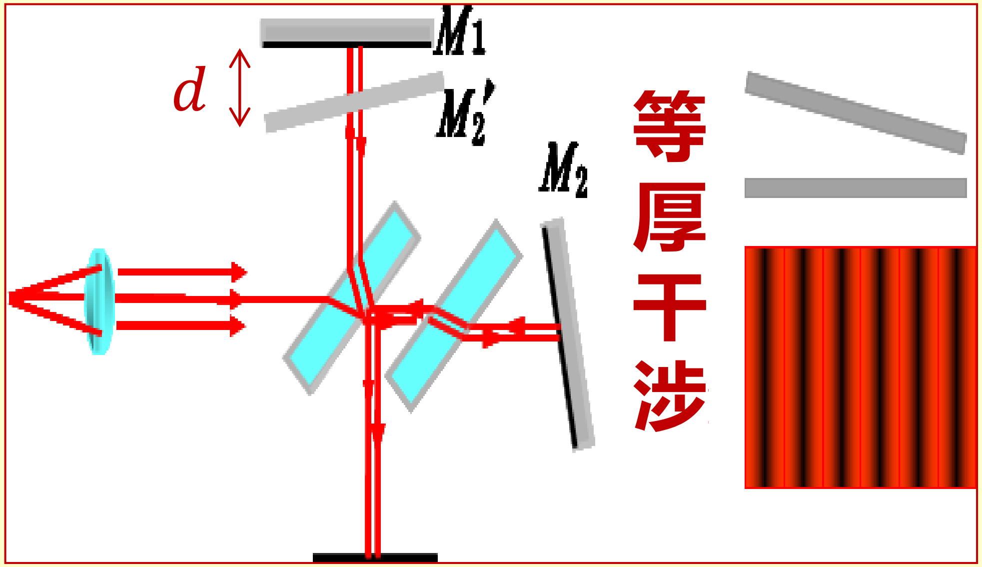
迈克耳逊等厚干涉加强和减弱的条件（$n = 1$）：

$$\delta = 2d = \begin{cases} \boldsymbol{k}\lambda & (k = 0, 1, 2, \ldots, \text{明纹中心}) \\ (2\boldsymbol{k}-1)\dfrac{\lambda}{2} & (k = 1, 2, \ldots, \text{暗纹中心}) \end{cases}$$

光的干涉——迈克耳逊干涉仪

迈克耳逊等厚干涉的干涉条纹

$$\delta = 2d = \begin{cases} k\lambda & (k = 0, 1, \ldots, \text{明纹中心}) \\ (2k-1)\dfrac{\lambda}{2} & (k = 1, 2, \ldots, \text{暗纹中心}) \end{cases}$$



由等厚干涉原理，任意两相邻明纹或暗纹所对应的空气层厚度差为：

$$\Delta e = e_{k+1} - e_k = \frac{\lambda}{2}$$

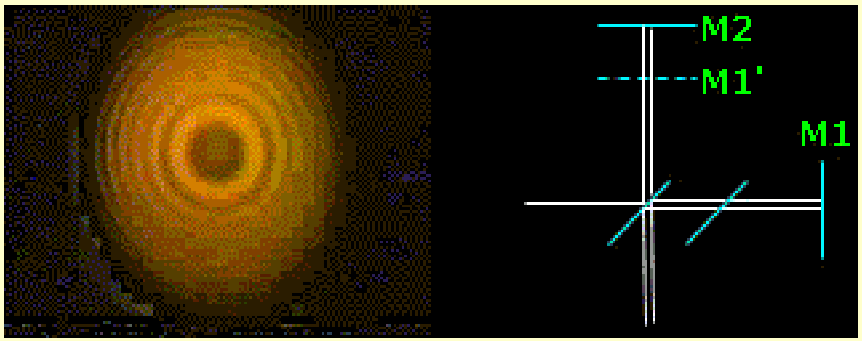
迈克耳逊等厚干涉中，若M_1平移Δd 引起干涉条纹移过N条，则有：

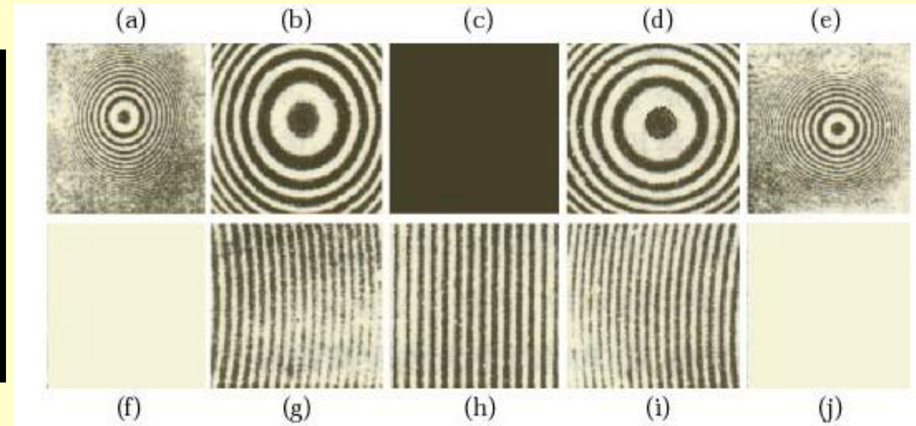
$$\boxed{\Delta d = N \cdot \frac{\lambda}{2}}$$

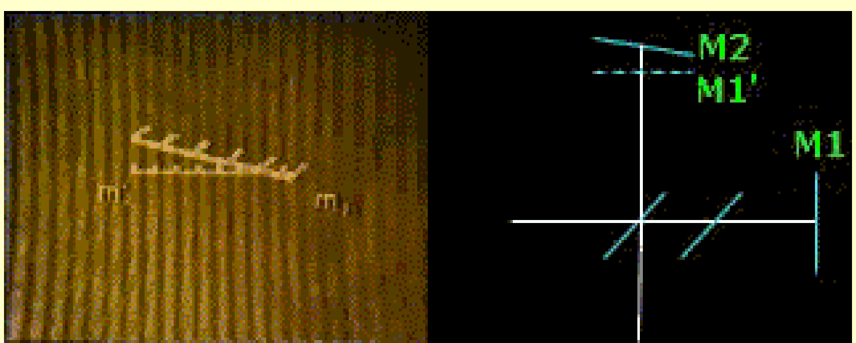
应用：知 $\Delta d, N$，测波长 λ；知 λ, N，测量微小伸长量 Δd。

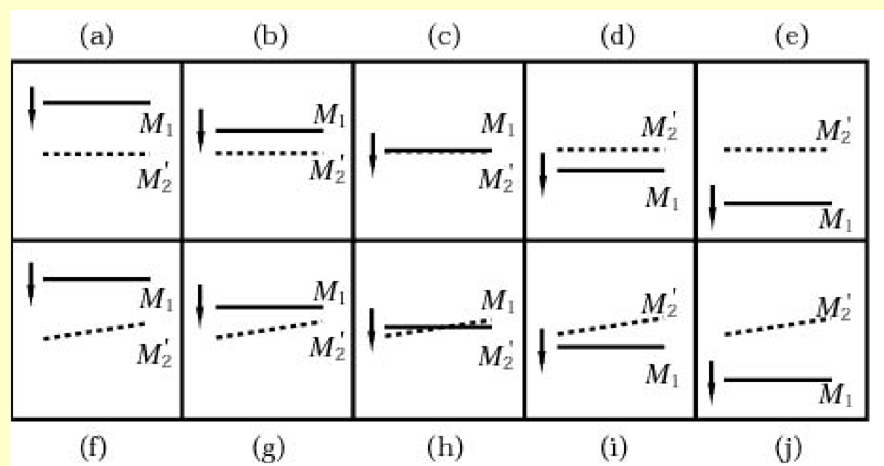
光的干涉——迈克耳逊干涉仪

迈克耳逊等倾干涉和等厚干涉的干涉条纹：





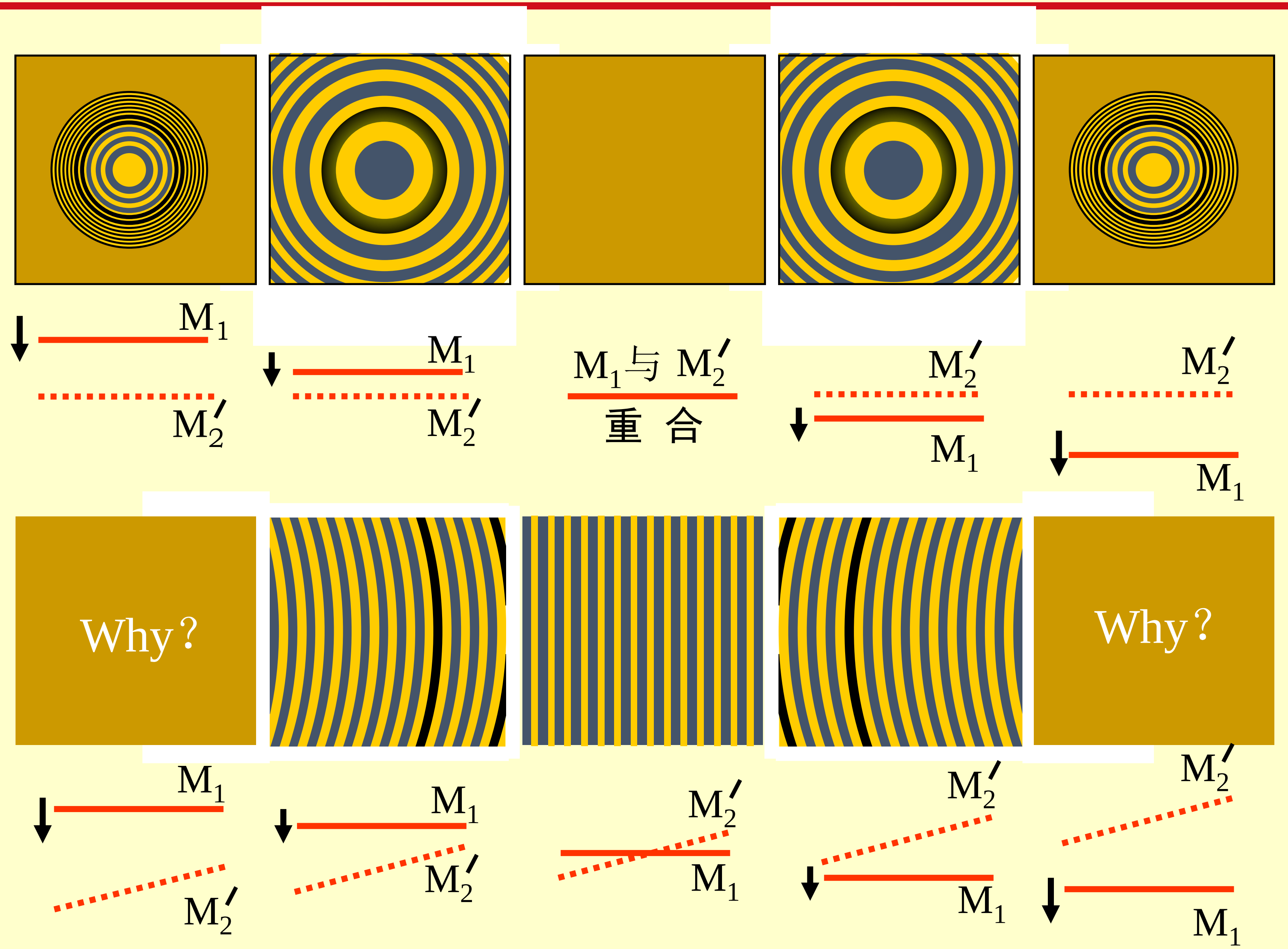




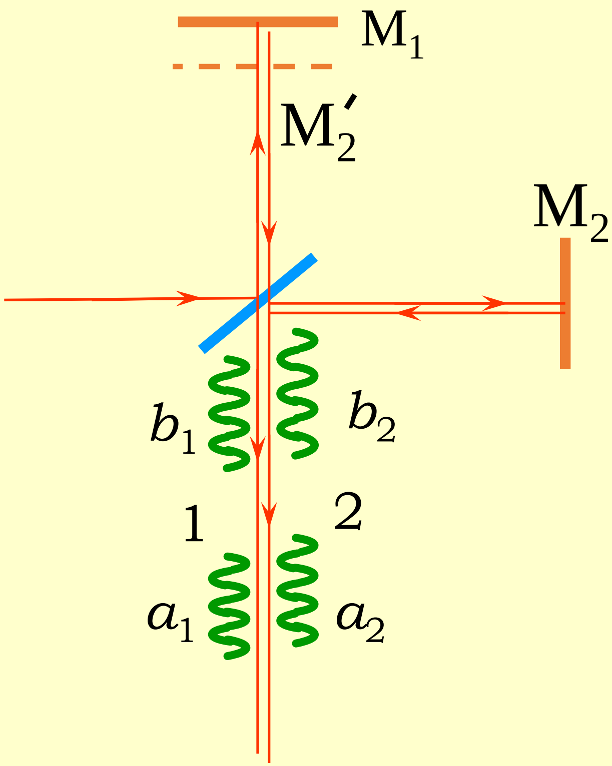
光的干涉——迈克耳逊干涉仪

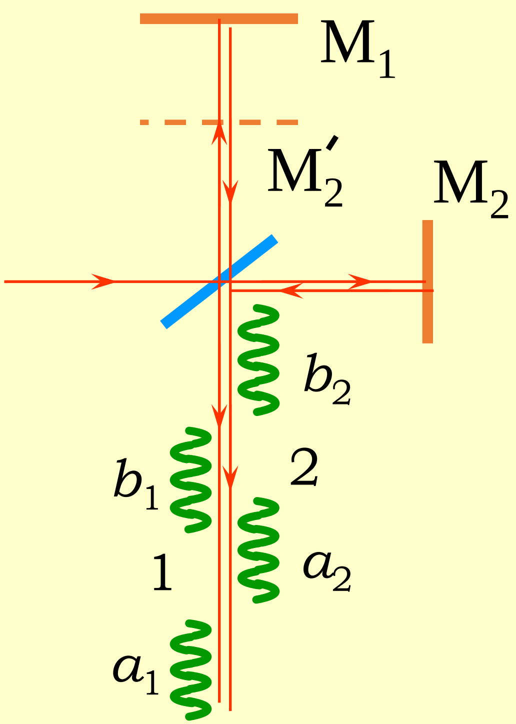
等倾干涉条纹

等厚干涉条纹



光的干涉——迈克耳逊干涉仪





光程差不大

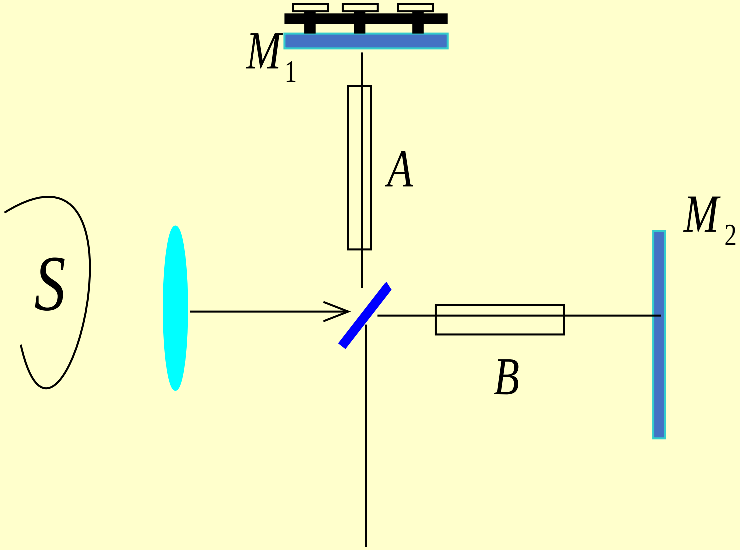
波列a_1与a_2发生重叠，
1、2 两光发生干涉。

光程差太大

波列a_1与a_2不再重叠，
1、2 两光不相干。

光的干涉——迈克耳逊干涉仪

例6.6：在迈克耳逊干涉仪的两臂中分别引入 $l = 10$ 厘米长的玻璃管 A、B ，其中一个抽成真空，另一个在充以一个大气压空气的过程中观察到107.2 条条纹移动，所用波长为546nm。求空气的折射率?



解：设空气的折射率为 n

$$\Delta d = 2nl - 2l = 2l(n-1)$$

$$2l(n-1) = 107.2 \times \lambda$$

$$n = \frac{107.2 \times \lambda}{2l} + 1 = 1.0002927$$

迈克耳孙干涉仪的两臂中便于插放待测样品，由条纹的变化测量有关参数。精度高。

光的干涉——作业3

1. 练习册B（第6章 光的干涉）

选择：10；填空：9-10；计算：8；研讨题