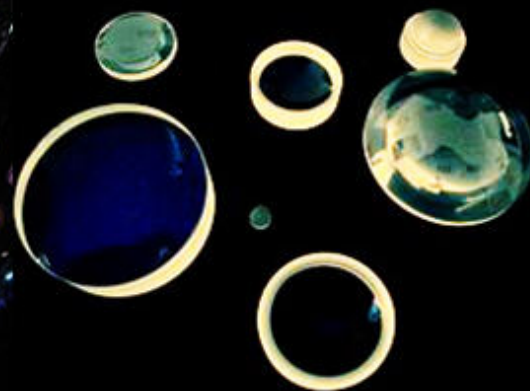
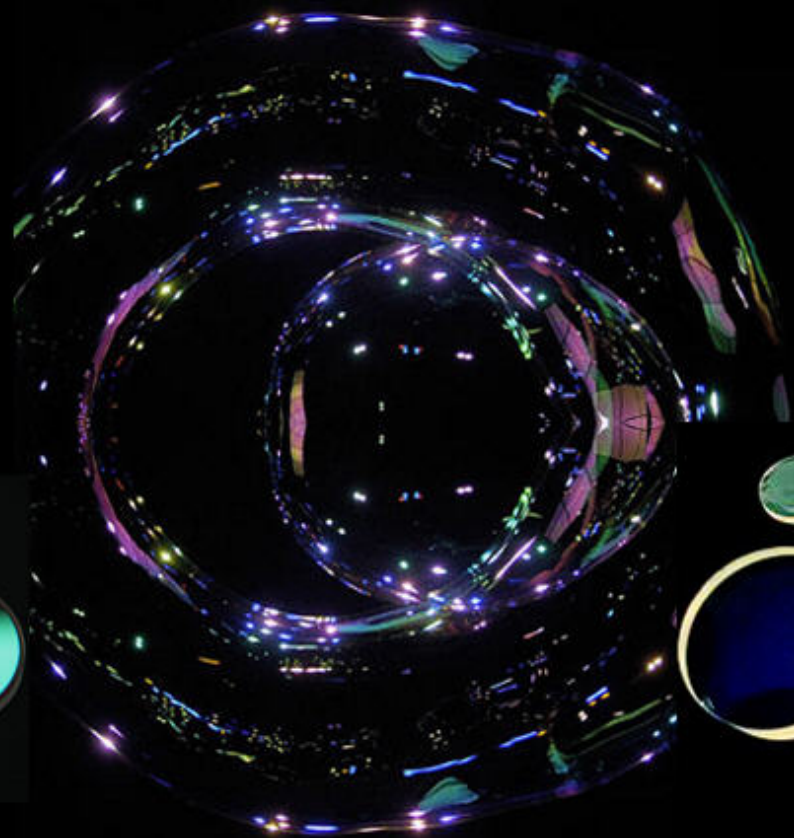
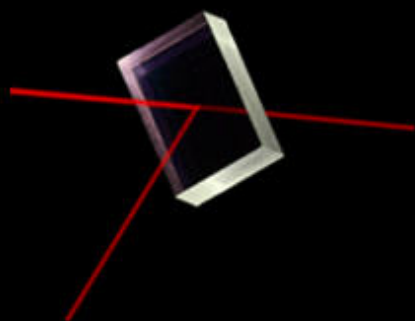


第六章 界面光学



第六章 界面光学

光的偏振

介质界面光学

- 菲涅耳公式
- 全反射
- 近场显微镜
- 多层介质膜

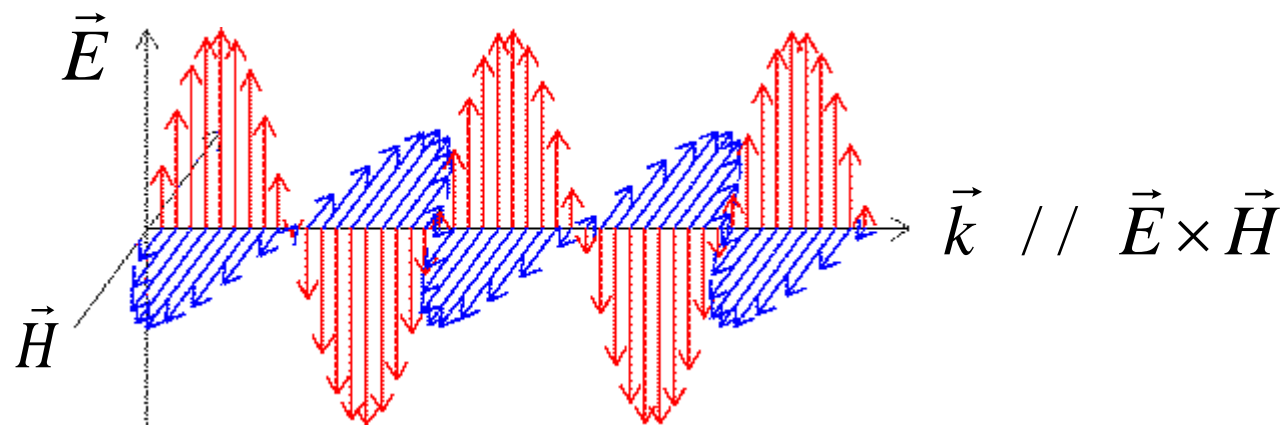
金属光学

- 波在导体中的传播
- 金属面的反射和折射
- 金属光学常数电子论初探
- 金属膜理论

光的偏振

光的偏振面和光的偏振态

平面电磁波

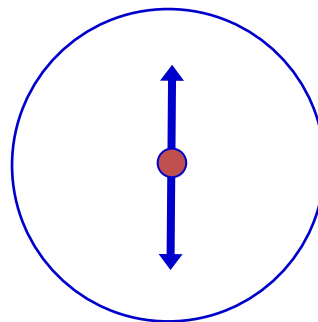
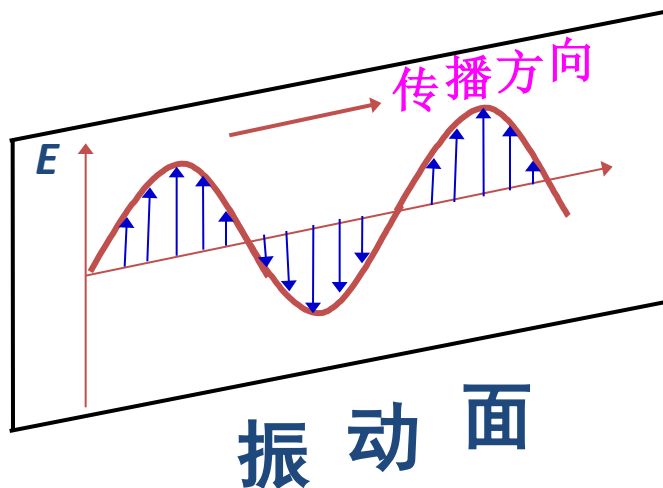


$$\vec{H} \perp \vec{E}, \quad \varphi_H = \varphi_E, \quad \sqrt{\mu\mu_0} H_0 = \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0} E_0$$

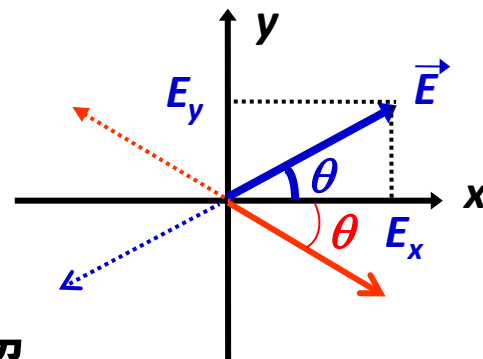
偏振面： \vec{E} 和 \vec{k} 组成的平面。

线偏振光，
圆偏振光，椭圆偏振光，
自然光，
部分偏振光

(1) 线偏振光



面对光的传播方向看



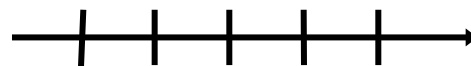
线偏振光可沿两个相互垂直的方向分解

$$\begin{cases} E_x = E_{0x} \cos \omega t \\ E_y = E_{0y} \cos(\omega t + \pi) \end{cases} \quad \begin{cases} E_{0x} = E_0 \cos \theta \\ E_{0y} = -E_0 \sin \theta \end{cases}$$

线偏振光的表示法:



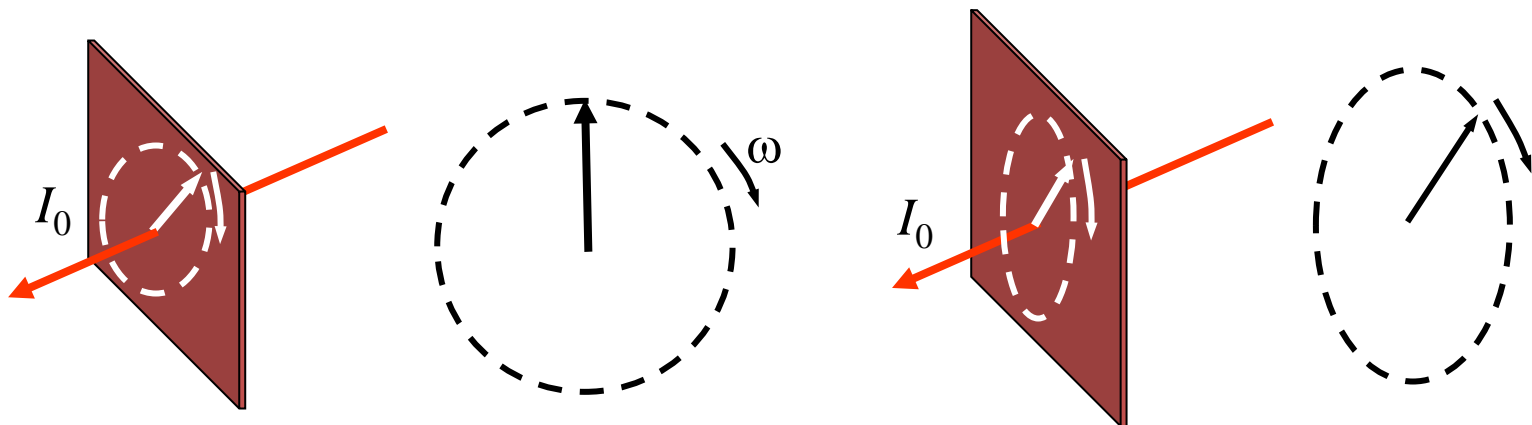
光振动垂直板面



光振动平行板面

(2) 圆偏振光和椭圆偏振光

在垂直于光的传播方向的平面内，
光矢量以一定的频率旋转。

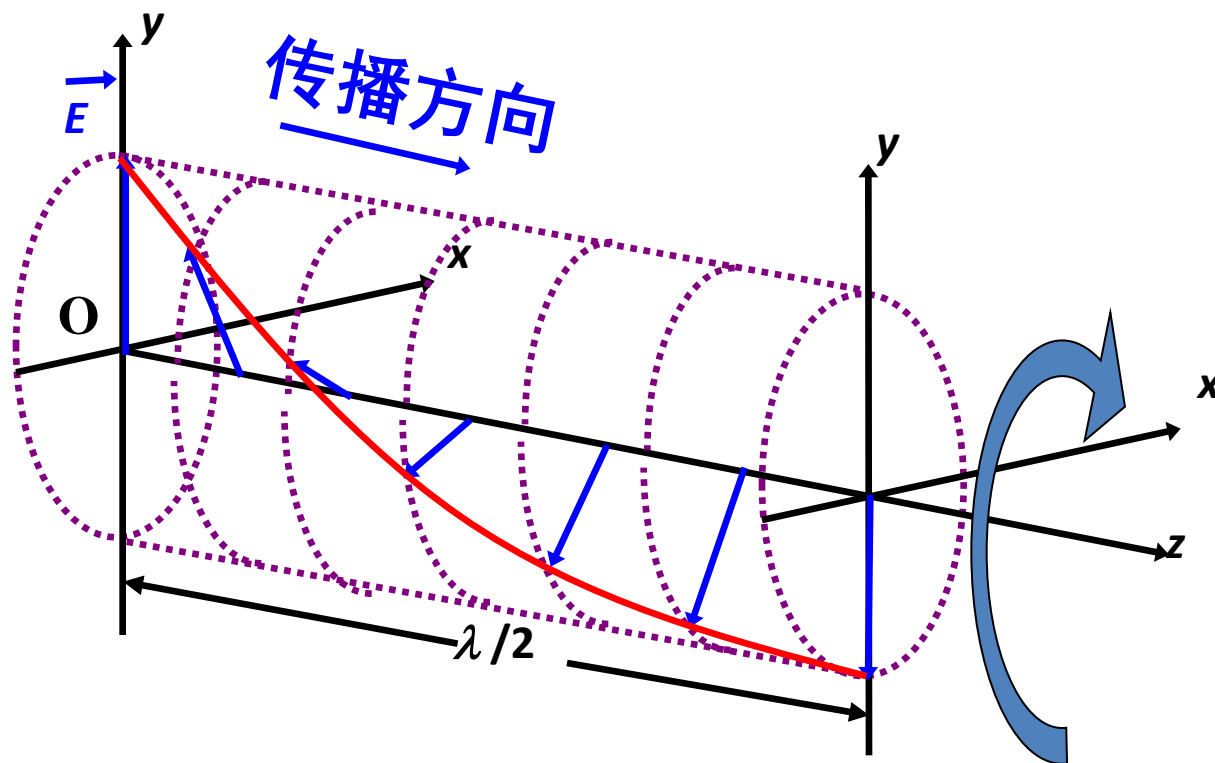


空间某一点的右旋圆偏振光和椭圆偏振光

圆偏振光： 矢量端点轨迹为圆

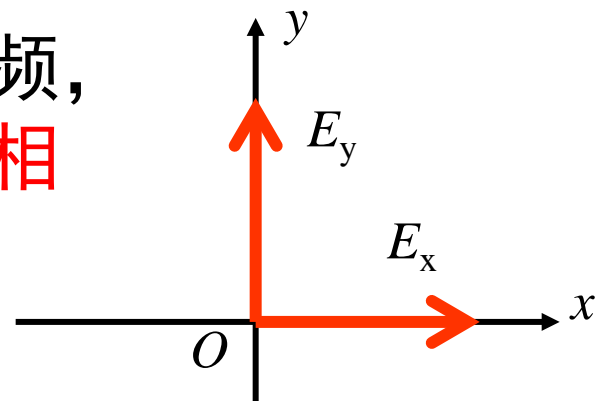
椭圆偏振光： 矢量端点轨迹为椭圆

同一时刻，空间不同点，圆偏振光电场方向的变化



某时刻右旋圆偏振光 \vec{E} 随 z 的变化

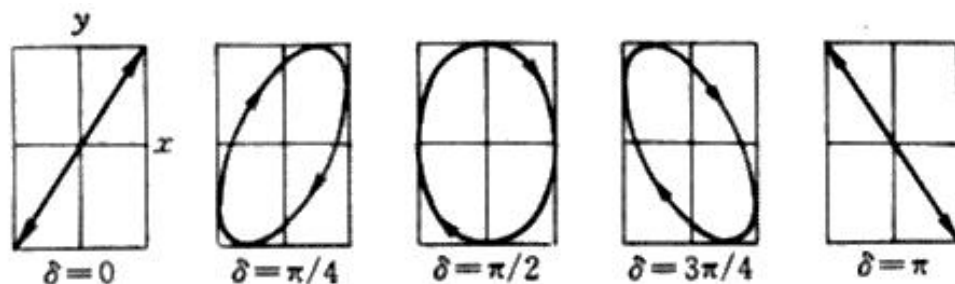
(椭)圆偏振光可以看成是两个同频，
振动方向相互垂直，并且有**稳定的相位关系**的线偏振光的合成。



$$\frac{E_x^2}{E_{0x}^2} + \frac{E_y^2}{E_{0y}^2} - 2 \frac{E_x E_y}{E_{0x} E_{0y}} \cos \delta = \sin^2 \delta$$

$$\begin{cases} E_x = E_{0x} \cos \omega t \\ E_y = E_{0y} \cos(\omega t + \delta) \end{cases}$$

$$E_{0x} \neq E_{0y}$$



$$E_{0x} = E_{0y}$$

正椭圆 → 圆

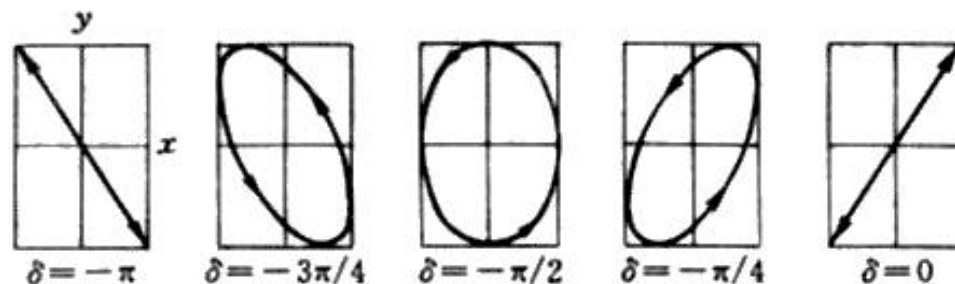
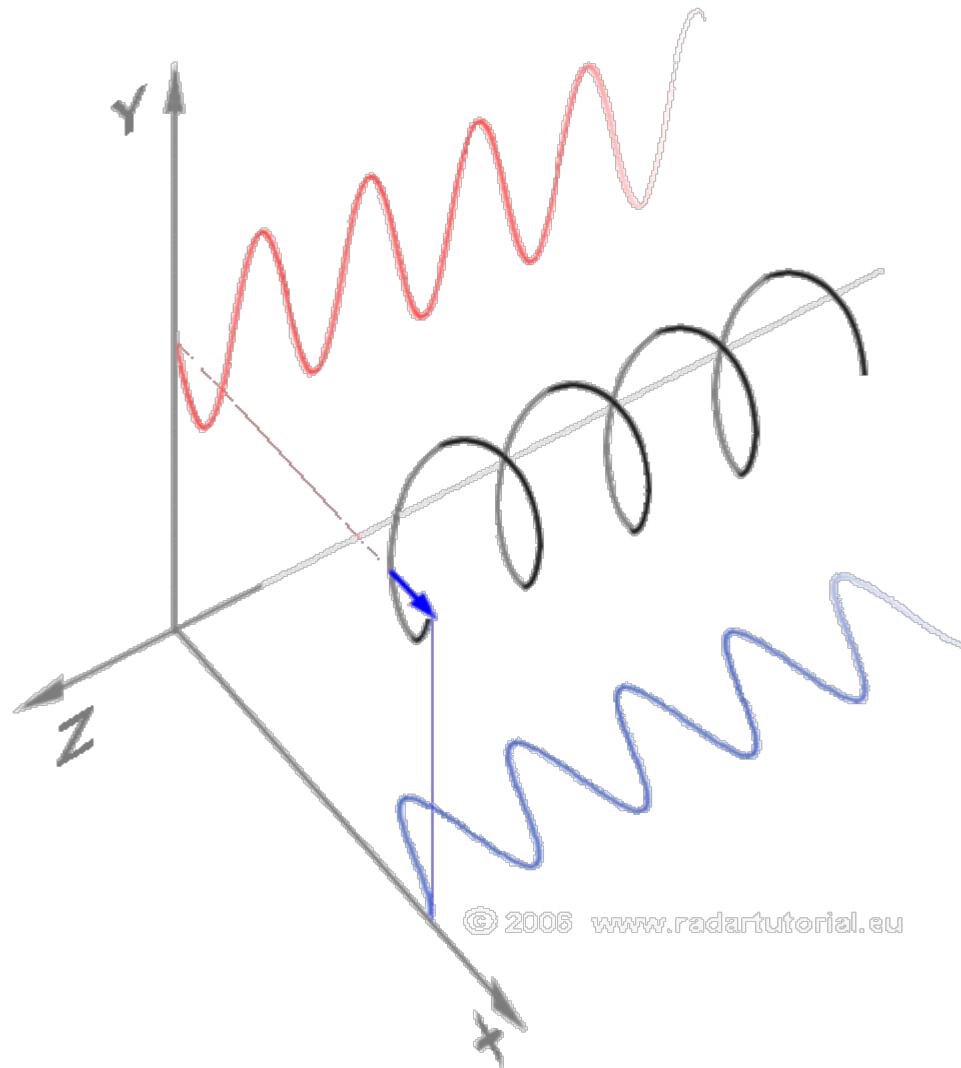
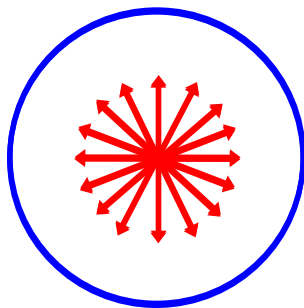


图 2.67 解析几何知识——相位差 δ 决定合成运动轨迹，

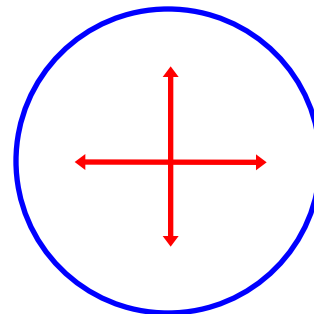
注意 δ 约定为 $\delta = \varphi_y - \varphi_x$ 。



(3) 自然光



没有优势方向



自然光的分解

一束自然光可分解为两束振动方向相互垂直的、等幅的、**无固定相位关系**的线偏振光。

$$\begin{cases} E_x = E_{0x} \cos \omega t \\ E_y = E_{0y} \cos(\omega t + \delta) \end{cases}$$

δ 随机变化

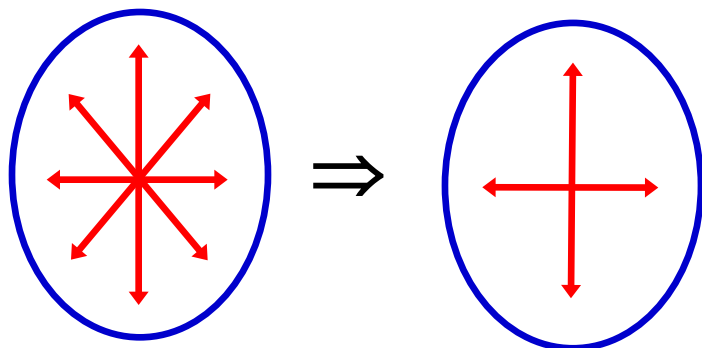
$$E_{0x} = E_{0y}$$

$$I = I_x + I_y$$

$$I_x = I_y$$

自然光的表示法：

(4) 部分偏振光



部分偏振光

分解

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**线偏振光

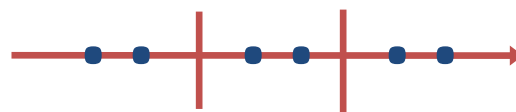
$$\begin{cases} E_x = E_{0x} \cos \omega t \\ E_y = E_{0y} \cos(\omega t + \delta) \end{cases}$$

δ 随机变化

$$I = I_x + I_y \quad E_{0x} \neq E_{0y} \quad I_x \neq I_y$$



平行板面的光振动较强



垂直板面的光振动较强

偏振度：

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

式中 I_{\max} 和 I_{\min} 分别是最大振幅和最小振幅对应的光强。

对于线偏振光， $I_{\min}=0$ ， $P=1$ 。

对于自然光， $I_{\max}=I_{\min}$ ， $P=0$ 。

对于部分偏振光， $0 < P < 1$

(5) 起偏器和检偏器 马吕斯定律



马吕斯 (Etienne Louis
Malus 1775-1812)

法国物理学家及军事工程师。出生于巴黎，1796年毕业于巴黎工艺学院，曾在工程兵部队中任职。1808年起在巴黎工艺学院工作。1810年被选为巴黎科学院院士，曾获得过伦敦皇家学会奖章。

马吕斯从事光学方面的研究。1808年发现反射时光的偏振，确定了偏振光强度变化的规律（现称为马吕斯定律）。他研究了光在晶体中的双折射现象，1811年，他与J. 毕奥各自独立地发现折射时光的偏振，提出了确定晶体光轴的方法，研制成一系列偏振仪器。

偏振片 (Polaroid)

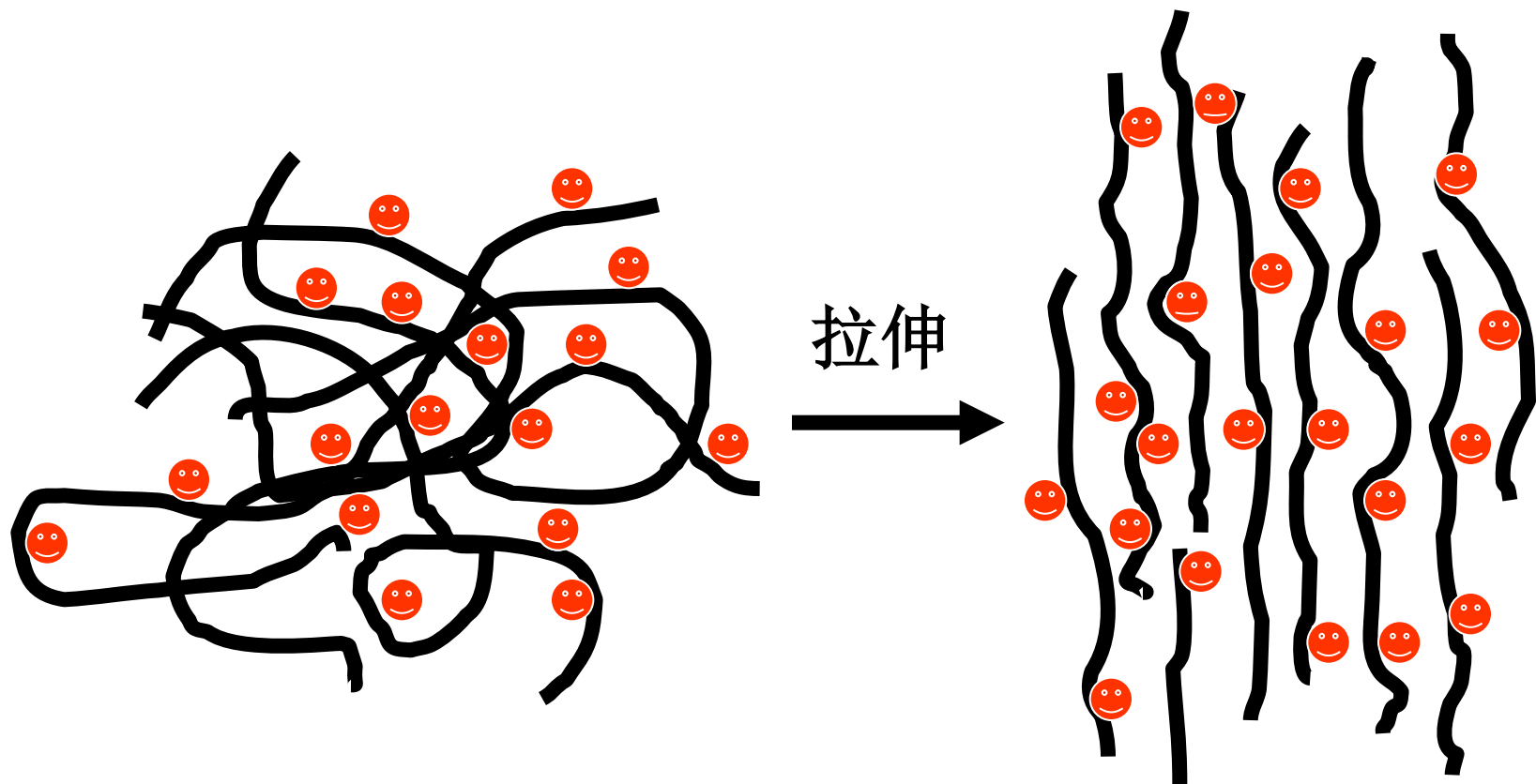
获得线偏振光的平面片状器件，通常用P表示。

1928年一位19岁的美国大学生 (E. H. Land) 发明的。

起偏的原理：利用某种光学的不对称性，如物质的二向色性，散射，反射和折射，双折射….



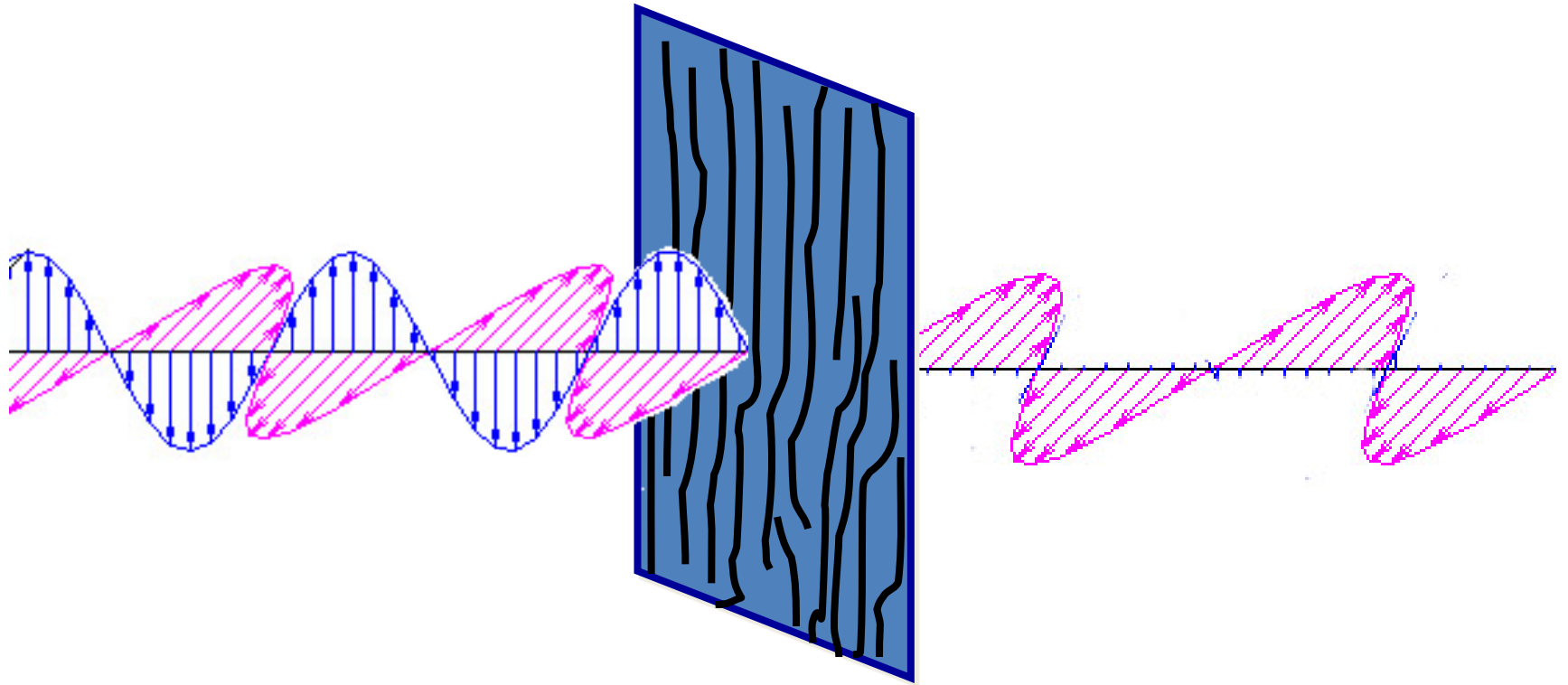
二向色性的有机晶体，如硫酸碘奎宁、电气石或聚乙烯醇薄膜在碘溶液中浸泡后，在高温下拉伸、烘干，然后粘在两个玻璃片之间就形成了偏振片。它有一个特定的方向，只让平行与该方向的振动通过。



将聚合物薄膜在碘溶液中浸泡后，在高温下拉伸、烘干，然后粘在透明衬底上就形成了偏振片。

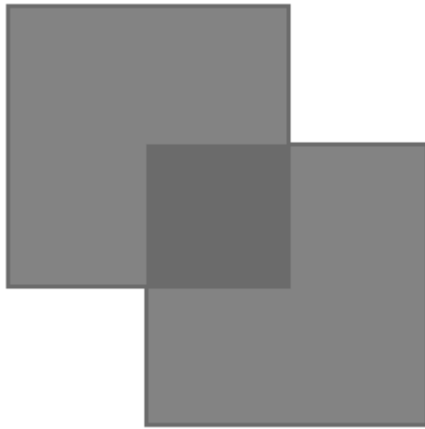
电子受体分子附着于聚合物链上，发生电荷转移，改善聚合物链的导电性。本为无序排列的聚合物薄膜，拉伸使其排列有了方向性，形成导电线栅。

起偏原理类似于导电线栅的作用

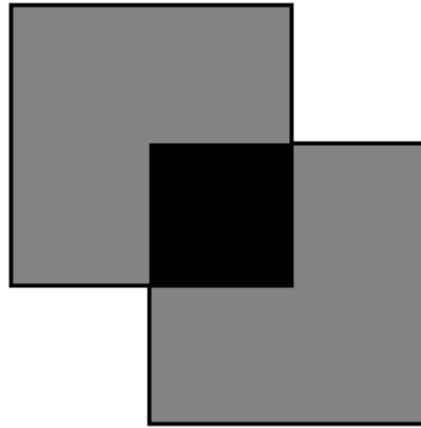


理想偏振片, 自然光入射:

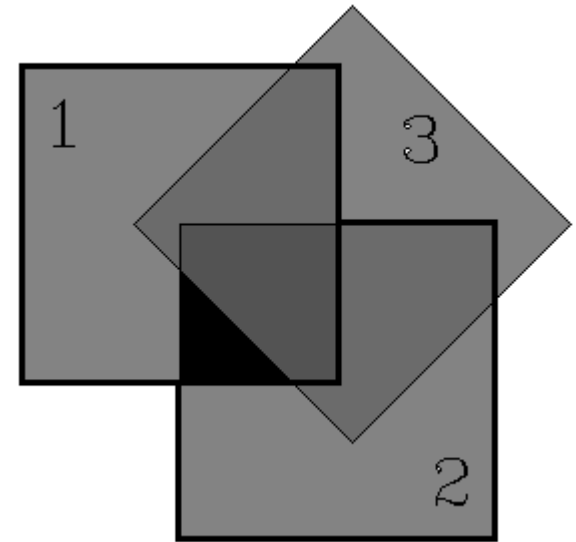
出射光强 $I = \frac{1}{2} I_0$



Two polarizers,
axes parallel.



Two polarizers,
axes perpendicular.



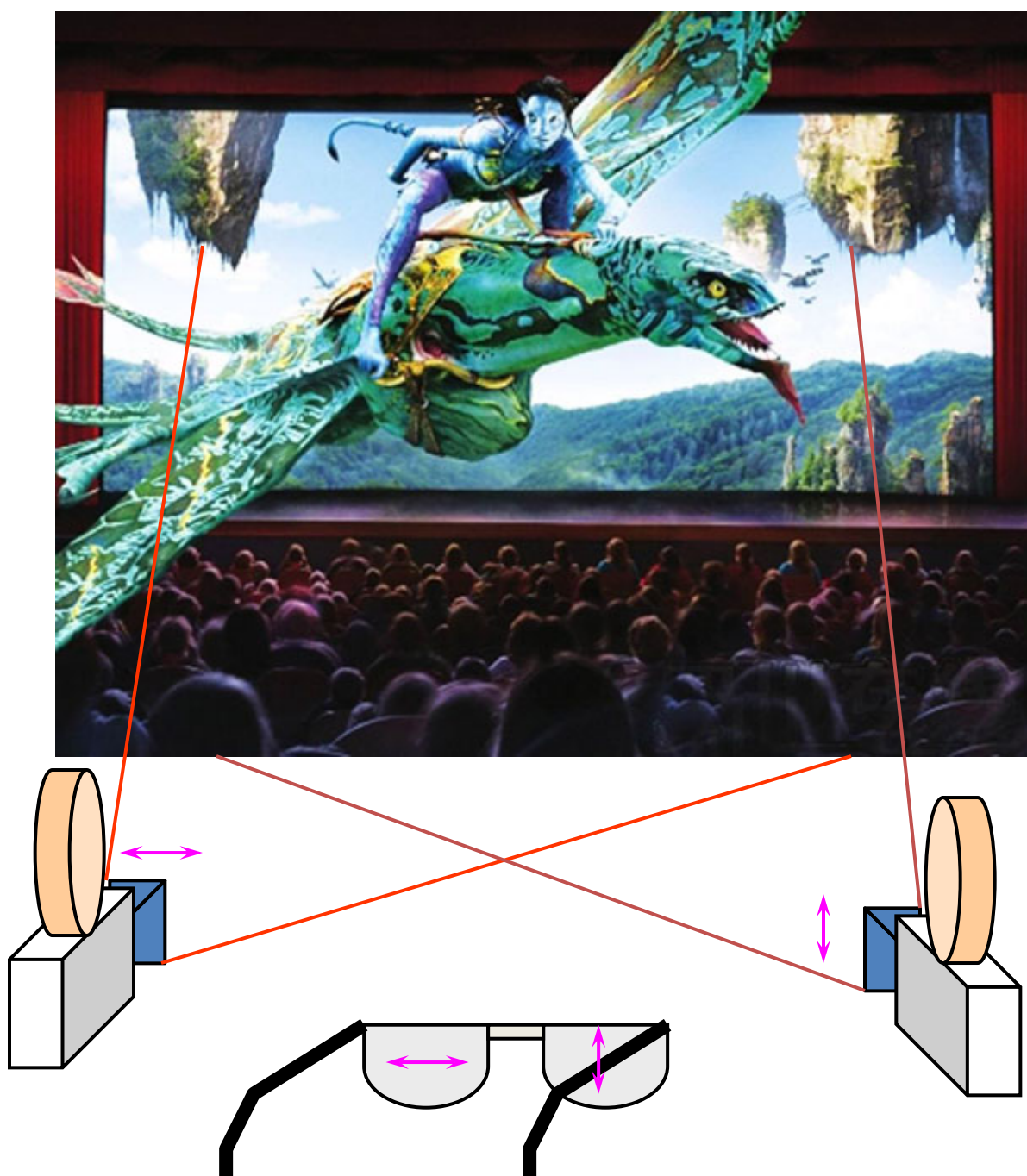
Two polarizers, 1 and 2 with
perpendicular axes, and third
polarizer between them, axis
at 45° to the other two.

This drawing simulates what is seen. A single polarizer looks grey, for it only transmits about 40% of the light intensity.

Two polarizers with crossed (perpendicular axes) transmit very little light intensity (nearly black).

But if a third polarizer is placed between two crossed ones, considerable light intensity does get through.

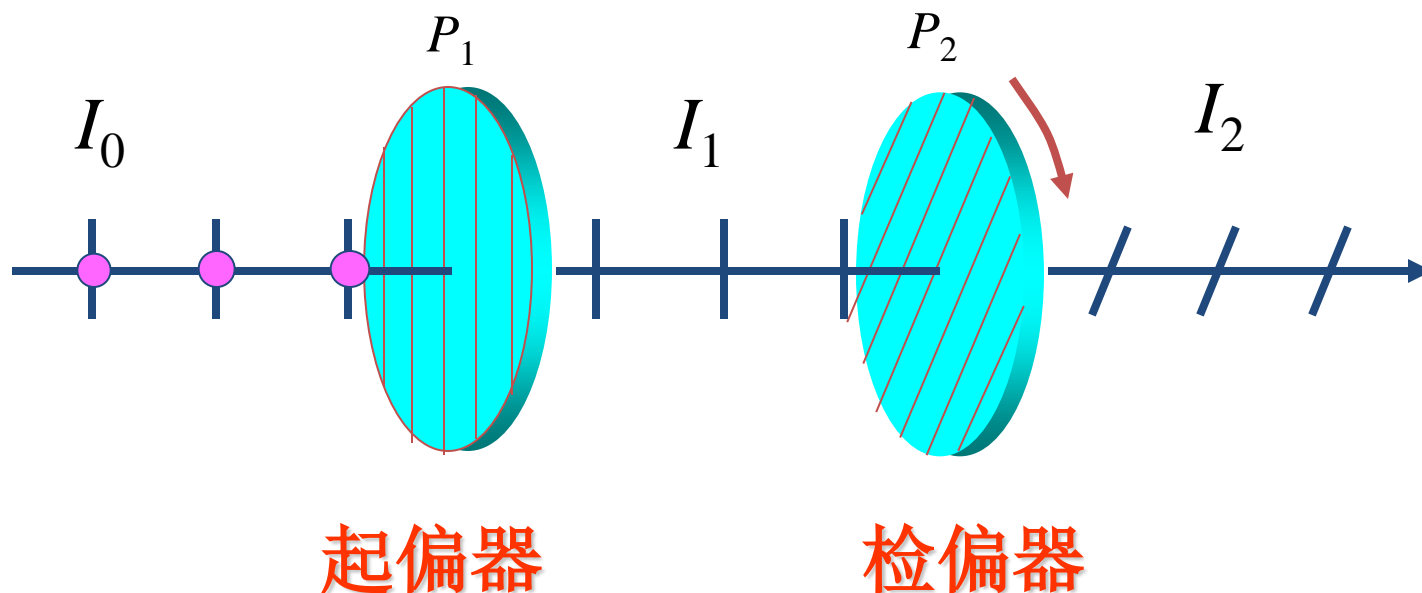
立体电影





MY BLOODY
VALENTINE
3D

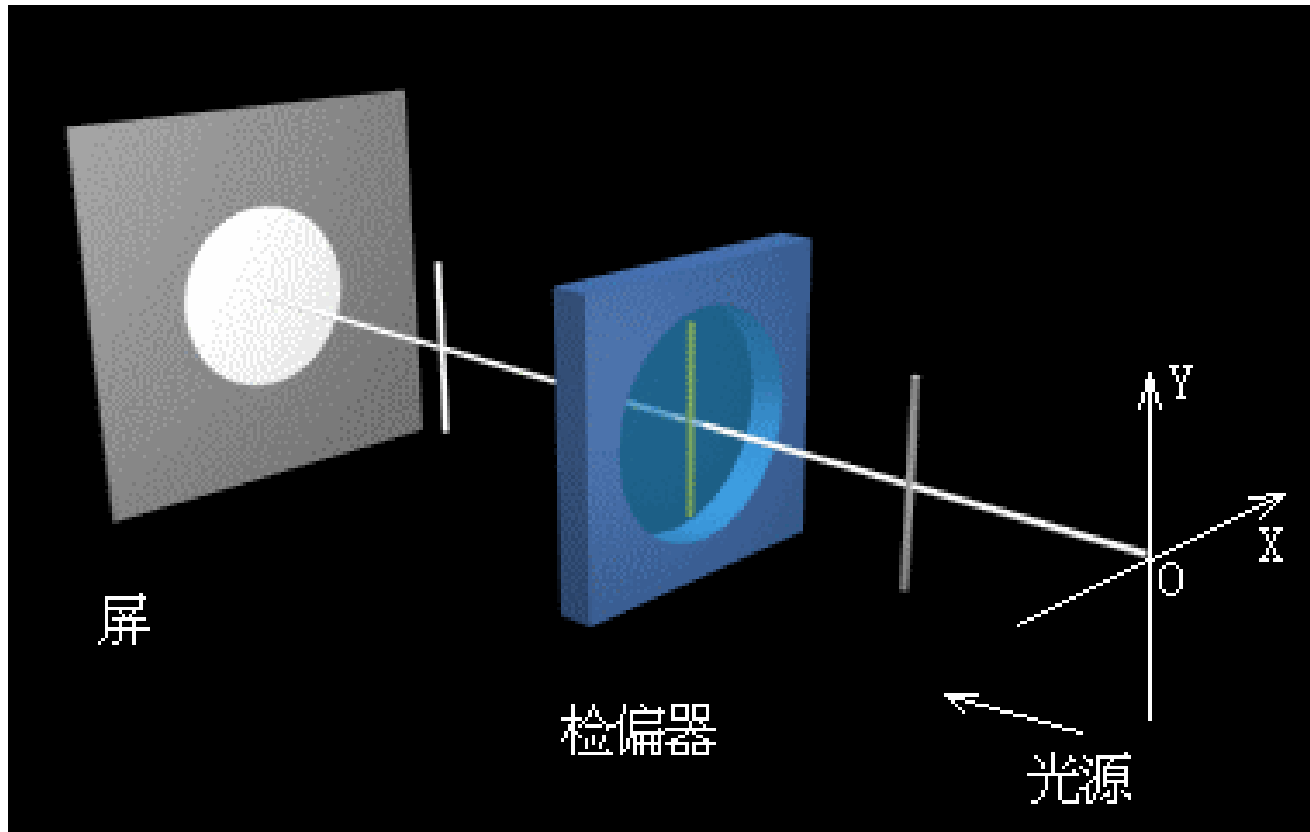
WWW.ENTERTAINMENTWEEKLY.COM



起偏器： 自然光通过偏振片后变为线偏振光

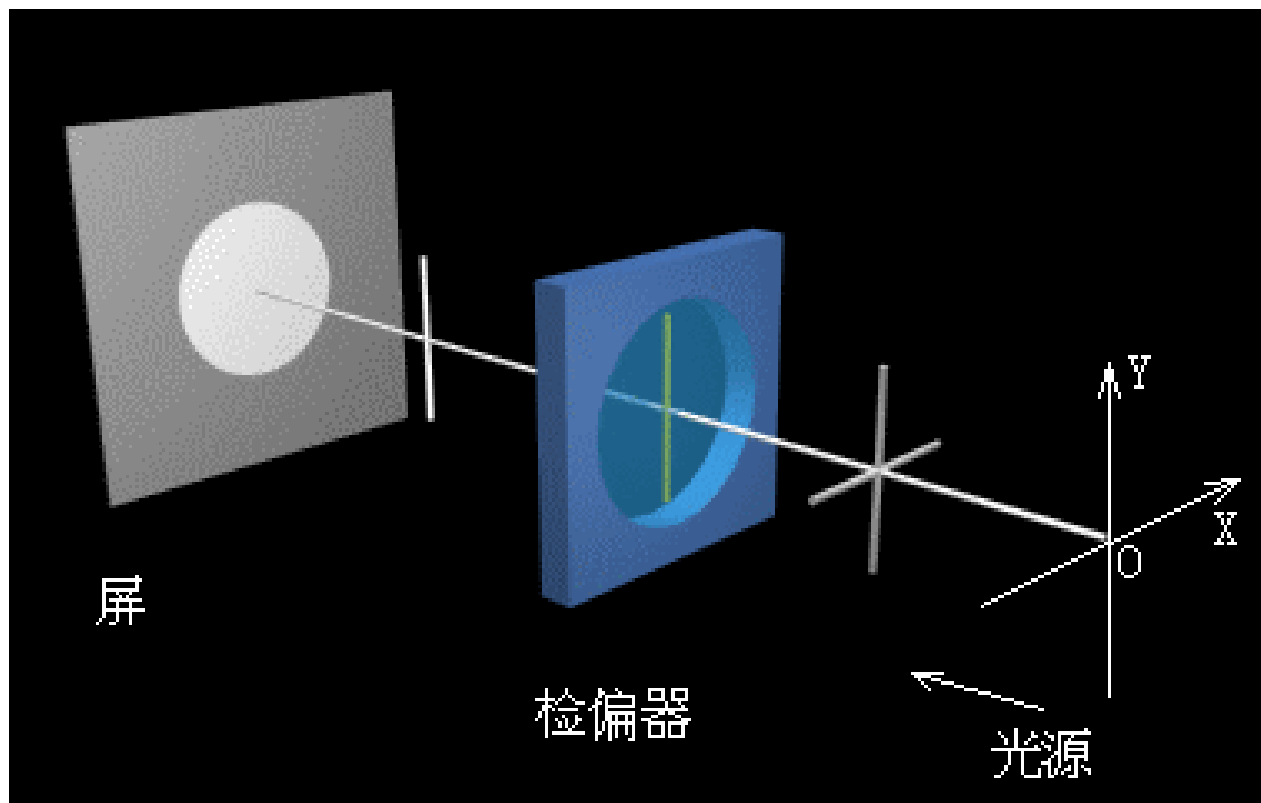
检偏器： 利用偏振片检验光线的偏振化程度

在线偏振光的光路中插入检偏器，检偏器旋转一周



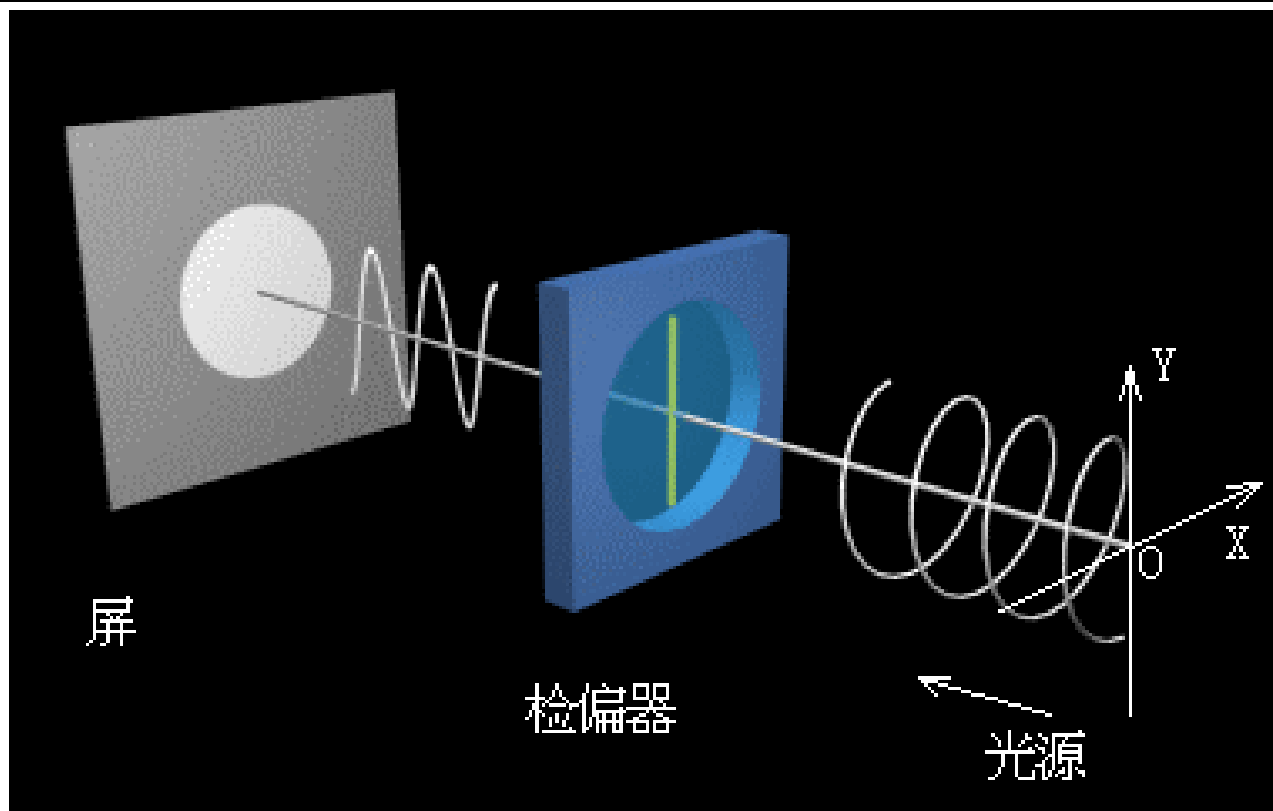
检偏器旋转一周，光强两亮两暗

在自然光的光路中插入检偏器，检偏器旋转一周



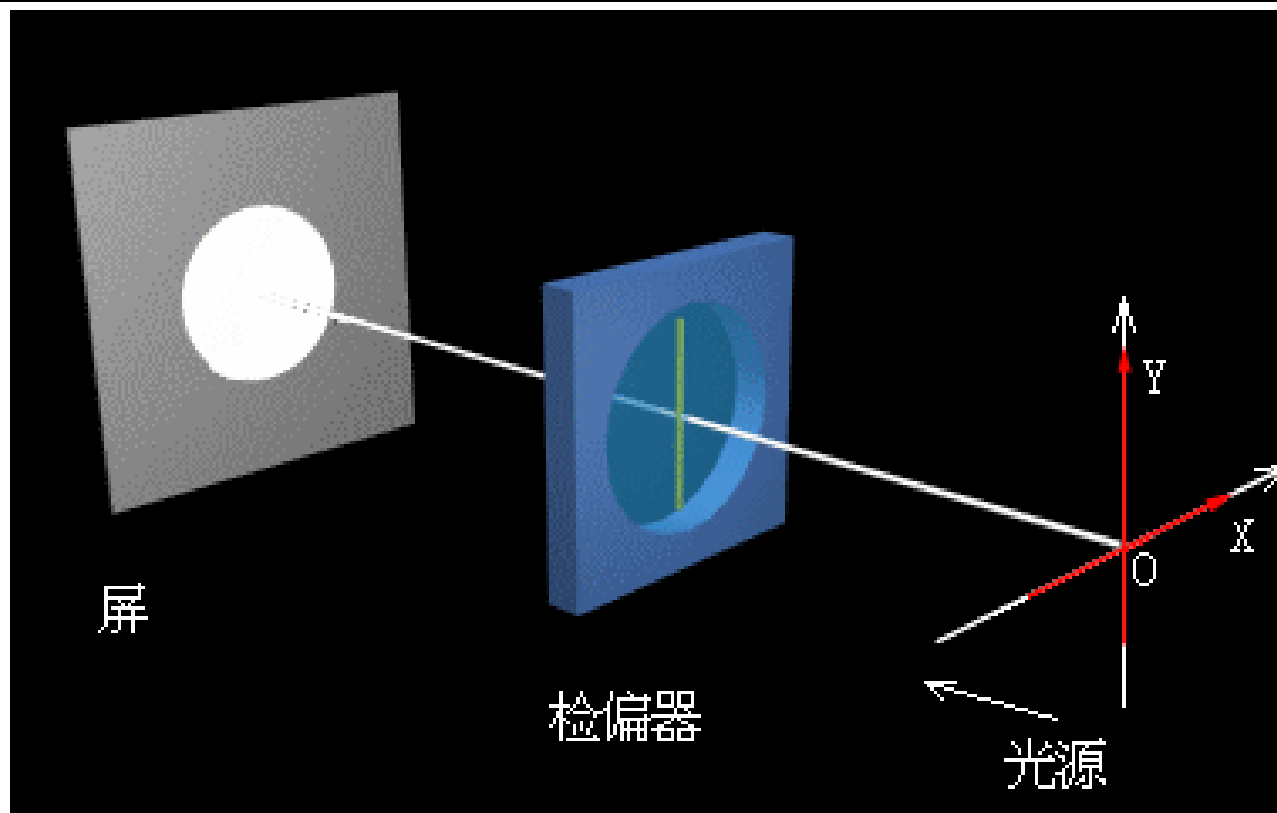
在光路中插入检偏器，屏上光强减半。
检偏器旋转，屏上亮暗无变化。

在圆偏振光的光路中插入检偏器，检偏器旋转一周



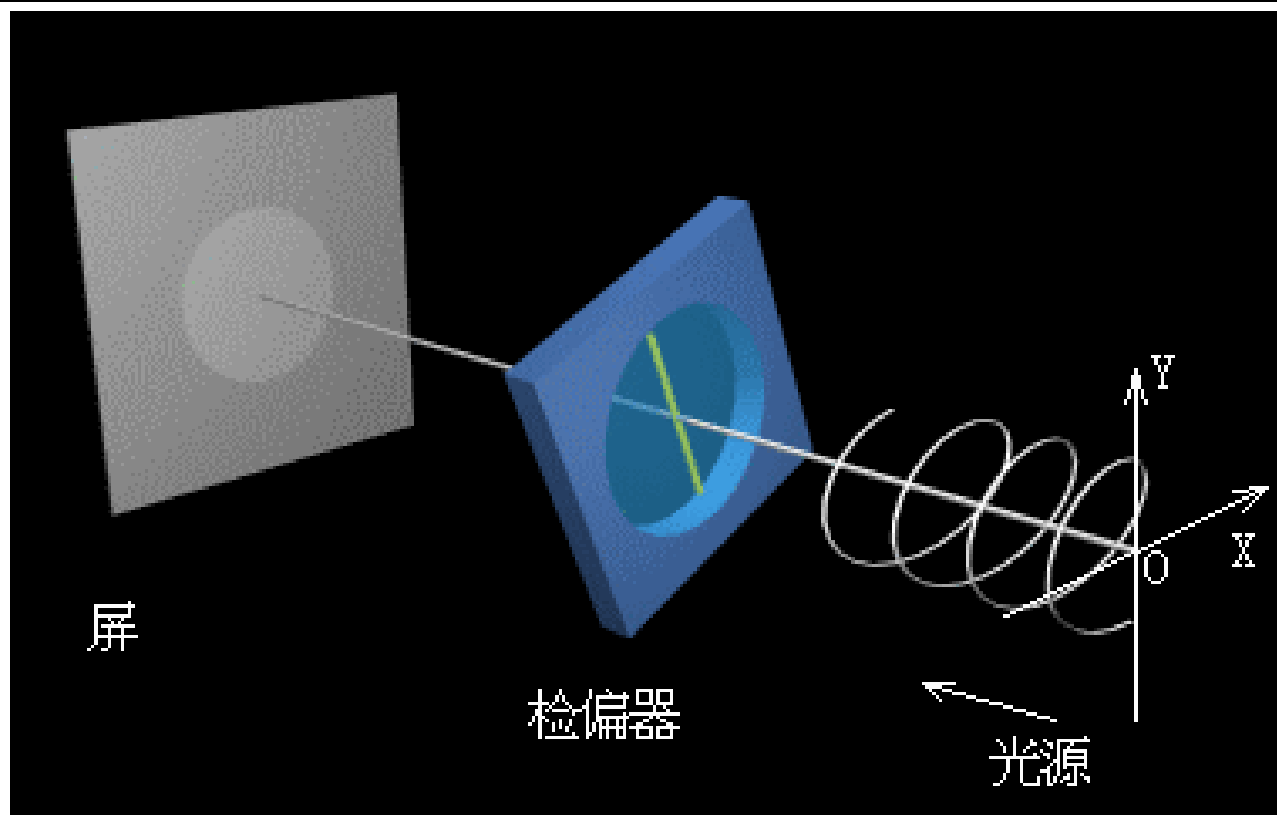
在光路中插入检偏器，屏上光强减半。
检偏器旋转，屏上亮暗无变化。

在部分偏振光的光路中插入检偏器，检偏器旋转一周



检偏器旋转一周，屏上光强两强两弱。

在椭圆偏振光的光路中插入检偏器，检偏器旋转一周



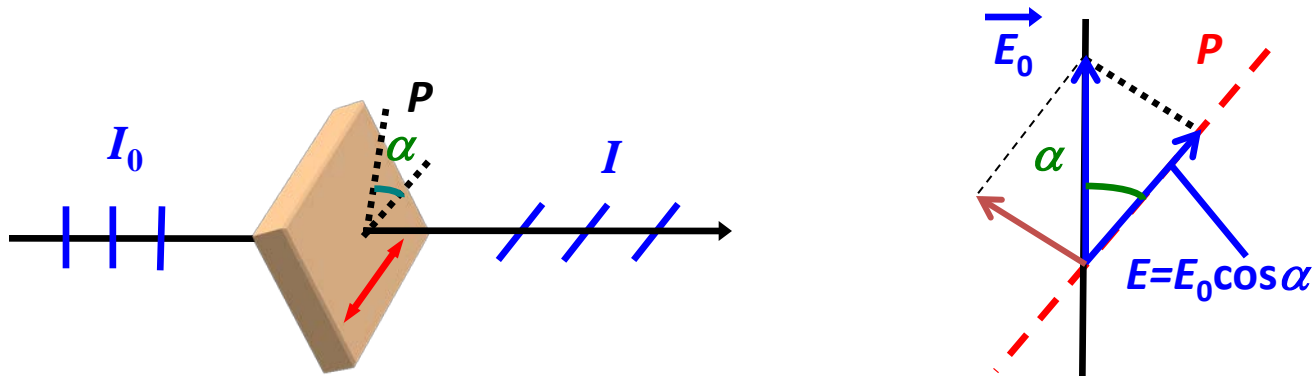
检偏器旋转一周，屏上光强两强两弱。

单个检偏器可以区分出线偏振光，

自然光vs圆偏振光，部分偏振光vs椭圆偏振光 ???

马吕斯定律

线偏振光经过偏振片前后的光强关系



$$I_0 \propto E_0^2 ,$$

$$I \propto E^2 = E_0^2 \cos^2 \alpha$$

$$I = I_0 \cos^2 \alpha$$

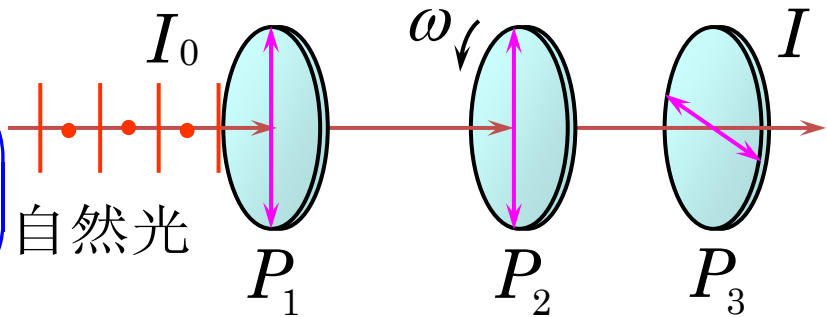
$$\alpha = 0, \quad I = I_{\max} = I_0$$

$$\alpha = \frac{\pi}{2}, \quad I = 0 \quad \text{——消光}$$

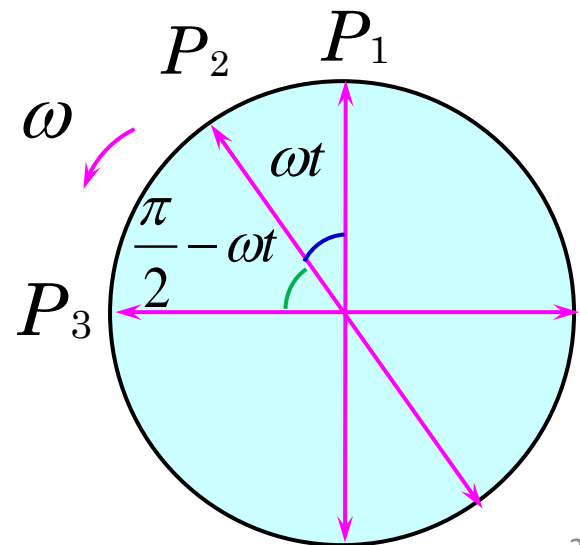
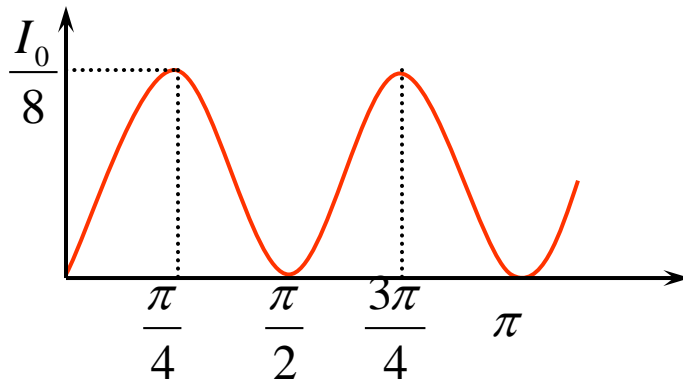
例题：有三个偏振片堆叠在一起，第一块与第三块的偏振化方向相互垂直，第二块和第一块的偏振化方向相互平行，然后第二块偏振片以恒定的角速度 ω 绕光传播的方向旋转，设入射自然光的光强为 I_0 。

求：出射光的光强随时间的变化关系。

解：
$$I = \frac{I_0}{2} \cos^2(\omega t) \cos^2\left(\frac{\pi}{2} - \omega t\right)$$



$$I = \frac{I_0}{2} \cos^2(\omega t) \sin^2 \omega t = \frac{I_0}{8} \sin^2(2\omega t)$$



介质界面光学

介质界面光学

➤菲涅耳公式

➤全反射

➤近场显微镜

➤多层介质膜

界面反射和折射时的传播规律—菲涅耳公式

光波遇到两种材料分界面时，将发生反射和折射。

作为一种横波，光波带有振幅、相位、频率、传播方向和偏振结构等诸多特性。

⇒ 全面考察光在界面反射折射时的传播规律，应包括传播方向、能流分配、相位变更和偏振态变化等几个方面的内容。

1.1 电磁场边值关系

电磁场边值关系由麦克斯韦积分方程给出，
其反映了电磁场在两种介质分界面处的突变的规律。

$$\left\{ \begin{array}{l} \oint_L \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{d}{dt} \iint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \\ \oint_L \vec{H} \cdot d\vec{l} = I_f + \frac{d}{dt} \iint_S \vec{D} \cdot d\vec{S} \\ \oiint_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = Q_f \\ \oiint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \end{array} \right. \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \vec{n} \times (\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = 0 \\ \vec{n} \times (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = \alpha \\ \vec{n} \cdot (\vec{D}_2 - \vec{D}_1) = \sigma \\ \vec{n} \cdot (\vec{B}_2 - \vec{B}_1) = 0 \end{array} \right.$$

在绝缘介质界面，无自由电荷和传导电流



$$\left\{ \begin{array}{ll} \varepsilon_1 E_{1n} = \varepsilon_2 E_{2n} & \text{电位移矢量法线分量连续} \\ E_{1t} = E_{2t} & \text{电场强度矢量切线分量连续} \\ \mu_1 H_{1n} = \mu_2 H_{2n} & \text{磁感应强度矢量法线分量连续} \\ H_{1t} = H_{2t} & \text{磁场强度切线分量连续} \end{array} \right.$$

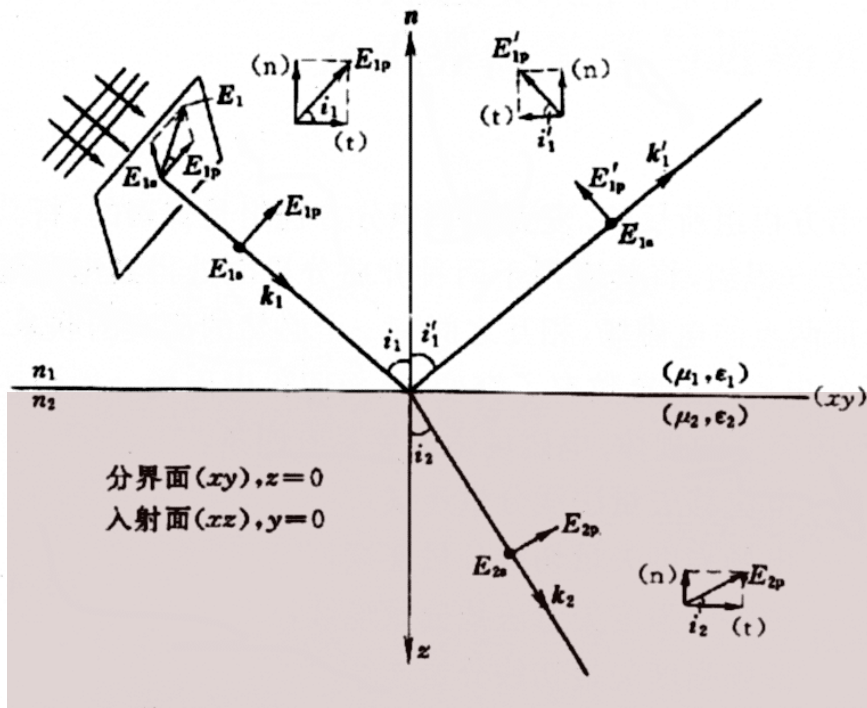
光是电磁波，在界面处的入射光、反射光和折射光的复振幅矢量满足边值关系。

由边值关系可以推导出菲涅耳公式。

特征振动方向和局部坐标架

左图显示了界面反射和折射时的电场矢量和光传播方向的空间取向，它是正确理解菲涅耳公式的一个基本图象。

\vec{p} 和 \vec{s} 为特征振动方向。



$(\vec{p}, \vec{s}, \vec{k})$ 可以构成一个局部的坐标架，我们约定：

$(\vec{p}_1, \vec{s}_1, \vec{k}_1)$ 构成一个局部正交坐标架，且 $(\vec{p}_1 \times \vec{s}_1) // \vec{k}_1$

$(\vec{p}'_1, \vec{s}'_1, \vec{k}'_1)$ 构成一个局部正交坐标架，且 $(\vec{p}'_1 \times \vec{s}'_1) // \vec{k}'_1$

$(\vec{p}_2, \vec{s}_2, \vec{k}_2)$ 构成一个局部正交坐标架，且 $(\vec{p}_2 \times \vec{s}_2) // \vec{k}_2$

为什么选择 p 和 s 为特征振动方向？

在光波遇到界面发生反射和折射的物理过程中， p 振动与 s 振动是两个特征振动。

如果入射光的电矢量只有 p 振动，则反射光和折射光中也只有 p 振动；

如果入射光的电矢量只有 s 振动，则反射光和折射光中也只有 s 振动。

换句话说， p 振动与 s 振动之间互不交混，彼此独立，各有自己不同的传播特性。

思考题：利用边界条件证明上面的结论。

菲涅耳公式

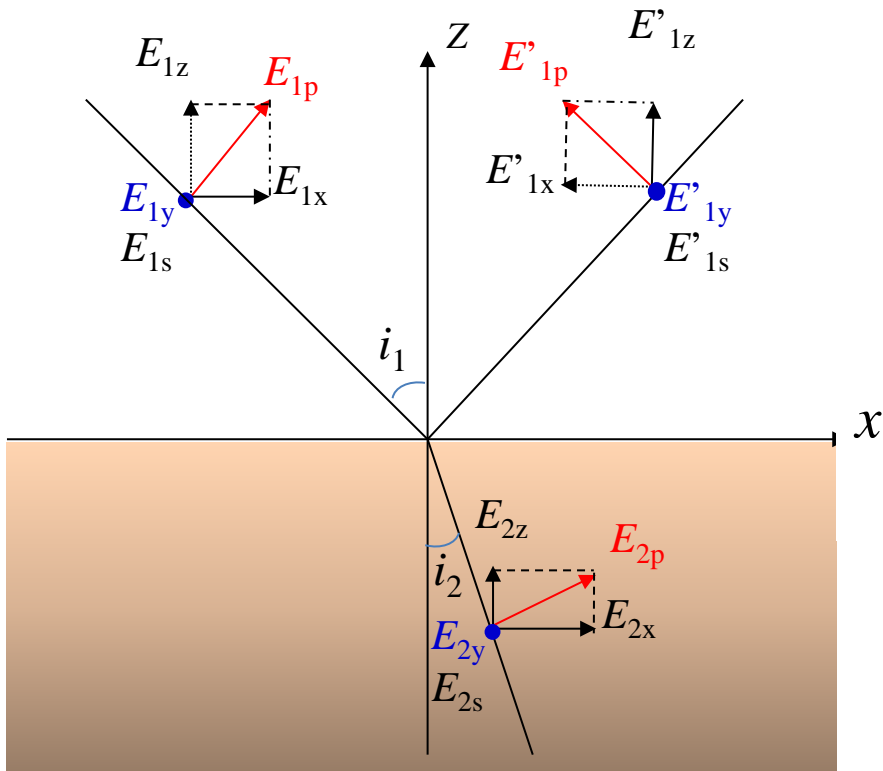
电场强度矢量切线分量连续

$$E_{1x} + E'_{1x} = E_{2x}$$

$$E_{1y} + E'_{1y} = E_{2y}$$

电位移矢量法线分量连续

$$\varepsilon_1(E_{1z} + E'_{1z}) = \varepsilon_2 E_{2z}$$



$$\begin{cases} E_{1x} = E_{1p} \cos i_1, & E_{1z} = E_{1p} \sin i_1, & E_{1y} = E_{1s} \\ E_{2x} = E_{2p} \cos i_2, & E_{2z} = E_{2p} \sin i_2, & E_{2y} = E_{2s} \\ E'_{1x} = -E'_{1p} \cos i_1, & E'_{1z} = E'_{1p} \sin i_1, & E'_{1y} = E'_{1s} \end{cases}$$

求解得：

$$\begin{cases} \tilde{E}'_{1p} = \tilde{E}_{1p} \frac{\varepsilon_2 \tan i_2 - \varepsilon_1 \tan i_1}{\varepsilon_2 \tan i_2 + \varepsilon_1 \tan i_1} \\ \tilde{E}_{2p} = \tilde{E}_{1p} \frac{2\varepsilon_1 \sin i_1 \cos i_1}{\varepsilon_1 \cos i_2 \sin i_1 + \varepsilon_2 \cos i_1 \sin i_2} \end{cases}$$

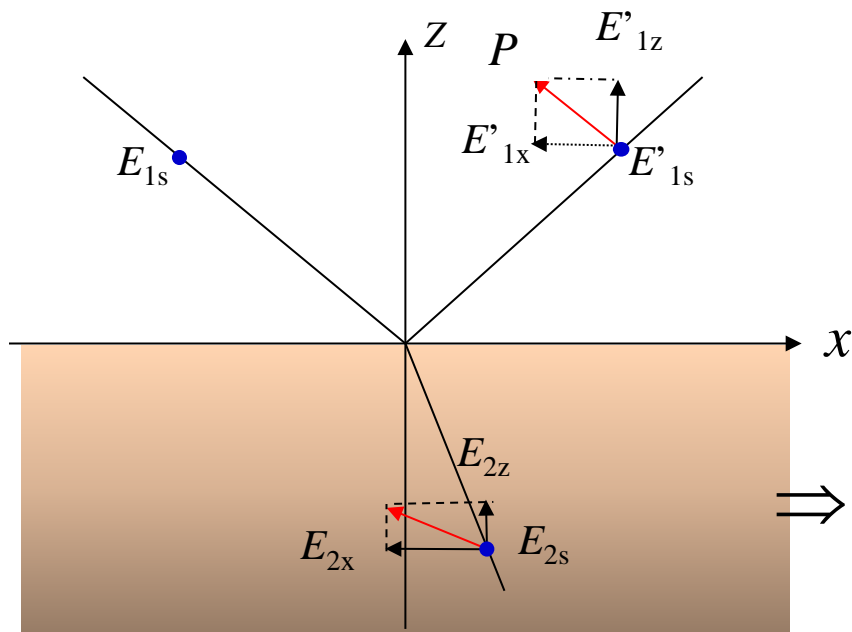
入射光为s偏振

$$\Rightarrow E_{1p}=0$$

$$\Rightarrow E'_{1p}=E_{2p}=0,$$

即反射光和折射光
仅为s偏振。

也可以形象地用作图说明：



边界关系要求：

$$\begin{cases} E'_{1x} = E_{2x} \\ \varepsilon_1 E_{1z} = \varepsilon_2 E_{2z} \end{cases}$$

\Rightarrow 电场矢量不垂直于光传播方向。

同理可证明p偏振入射光的反射折射光只能是p偏振。

*菲涅耳公式

$$\begin{cases} \tilde{E}'_{1p} = \tilde{E}_{1p} \frac{\varepsilon_2 \tan i_2 - \varepsilon_1 \tan i_1}{\varepsilon_2 \tan i_2 + \varepsilon_1 \tan i_1} \\ \tilde{E}_{2p} = \tilde{E}_{1p} \frac{2\varepsilon_1 \sin i_1 \cos i_1}{\varepsilon_1 \cos i_2 \sin i_1 + \varepsilon_2 \cos i_1 \sin i_2} \end{cases}$$

在光频段，高频率条件下，介质的磁化机制几乎冻结，故磁导率 $\mu \approx 1$ ，于是介质光学折射率

$$n = \sqrt{\varepsilon\mu} \approx \sqrt{\varepsilon}$$

$$\begin{cases} \tilde{E}'_{1p} = \frac{\tan(i_1 - i_2)}{\tan(i_1 + i_2)} \tilde{E}_{1p} \\ \tilde{E}_{2p} = \frac{2n_1 \cos i_1}{n_2 \cos i_1 + n_1 \cos i_2} \tilde{E}_{1p} \\ \tilde{E}'_{1s} = \frac{\sin(i_2 - i_1)}{\sin(i_2 + i_1)} \tilde{E}_{1s} \\ \tilde{E}_{2s} = \frac{2 \cos i_1 \sin i_2}{\sin(i_1 + i_2)} \tilde{E}_{1s} \end{cases}$$

附加磁场边界条件，可以推得

菲涅耳公式成立条件：

1. 适用于绝缘介质，无表面自由电荷和传导电流。
2. 适用于各向同性介质。
3. 适用于光学线性介质（弱光强），满足 $D = \varepsilon_0 \varepsilon E$
4. 适用于平面波
5. 在光频段，频率高，介质的磁化机制几乎冻结，

磁导率 $\mu \approx 1$ ，于是介质光学折射率 $n = \sqrt{\varepsilon \mu} \approx \sqrt{\varepsilon}$

第二节 反射率和透射率

本节讲解菲涅耳公式的应用，包含如下内容：

- 复振幅反射率和透射率，
- 光强 反射率和透射率，
- 光功率反射率和透射率，
- 布儒斯特角，
- 玻片组透射光的偏振度，
- 斯托克斯倒逆关系

复振幅反射率和透射率

由菲涅耳公式推导出复振幅反射率和透射率，它们包含了实振幅比值和相位差值：

$$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{r}_p \equiv \frac{\tilde{E}'_{1p}}{\tilde{E}_{1p}} = \frac{n_2 \cos i_1 - n_1 \cos i_2}{n_2 \cos i_1 + n_1 \cos i_2} \\ \tilde{r}_s \equiv \frac{\tilde{E}'_{1s}}{\tilde{E}_{1s}} = \frac{n_1 \cos i_1 - n_2 \cos i_2}{n_1 \cos i_1 + n_2 \cos i_2} \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{t}_p \equiv \frac{\tilde{E}_{2p}}{\tilde{E}_{1p}} = \frac{2n_1 \cos i_1}{n_2 \cos i_1 + n_1 \cos i_2} \\ \tilde{t}_s \equiv \frac{\tilde{E}_{2s}}{\tilde{E}_{1s}} = \frac{2n_1 \cos i_1}{n_1 \cos i_1 + n_2 \cos i_2} \end{array} \right.$$

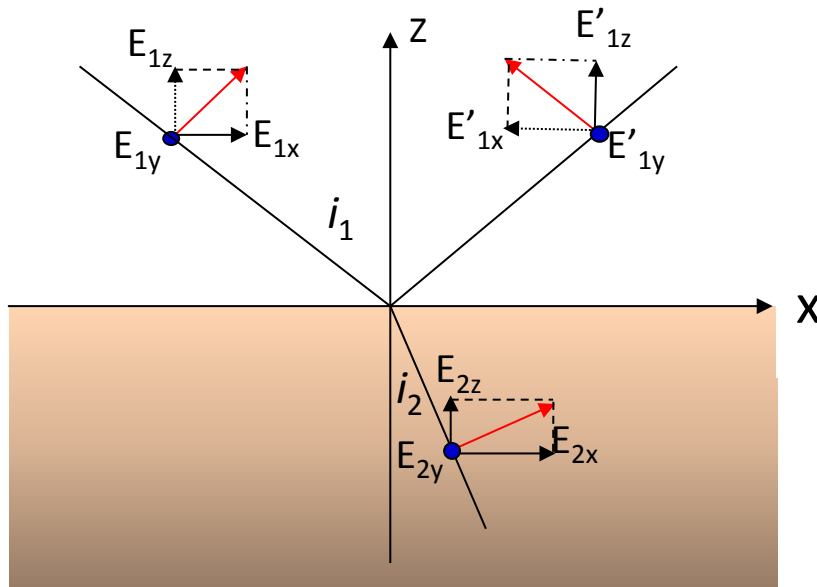
例题2 导出正入射时的复振幅反射率和透射率。

令 $i_1=i_2=0$ 代入复振幅反射率和透射率公式，得

$$\begin{cases} \tilde{r}_p = \frac{n_2 \cos i_1 - n_1 \cos i_2}{n_2 \cos i_1 + n_1 \cos i_2} = \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \\ \tilde{r}_s = \frac{n_1 \cos i_1 - n_2 \cos i_2}{n_1 \cos i_1 + n_2 \cos i_2} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \end{cases}$$

空气—玻璃界面， $n_1=1, n_2=1.5$

$$\begin{cases} \tilde{r}_p = 0.2 \\ \tilde{r}_s = -0.2 \end{cases}$$



空气—玻璃界面，
 $n_1=1, n_2=1.5$

$$\begin{cases} \tilde{r}_p = 0.2 \\ \tilde{r}_s = -0.2 \end{cases}$$

对P光，若 $r_p > 0$ ，正入射时表示反射光振动方向与入射方向相反，即反射光位相变化180度

对S光，若 $r_s < 0$ ，正入射时表示反射光振动方向与入射方向相反，即反射光位相变化180度

所以，结果是统一的。

$$\begin{cases} \tilde{t}_p = \frac{2n_1 \cos i_1}{n_2 \cos i_1 + n_1 \cos i_2} = \frac{2n_1}{n_2 + n_1} \\ \tilde{t}_s = \frac{2n_1 \cos i_1}{n_1 \cos i_1 + n_2 \cos i_2} = \frac{2n_1}{n_1 + n_2} \end{cases}$$

当 $n_1=1, n_2=1.5$:

当 $n_1=1.5, n_2=1$:

$$\begin{cases} \tilde{t}_p = 0.8 \\ \tilde{t}_s = 0.8 \end{cases}$$

$$\begin{cases} \tilde{t}_p = 1.2 \\ \tilde{t}_s = 1.2 \end{cases}$$

问题:

当 $n_1 > n_2$ 时, $t_p = t_s > 1$, 是否违背光能流守恒?

关于这个问题我们引进光强反射率和透射率,
及光功率反射率和透射率

● 光强反射率和透射率

光强 $I=nE_0^2$, 光强反射率和透射率:

$$R_p \equiv \frac{I'_{1p}}{I_{1p}} = \left| \tilde{r}_p \right|^2, \quad R_s \equiv \frac{I'_{1s}}{I_{1s}} = \left| \tilde{r}_s \right|^2$$

$$T_p \equiv \frac{I_{2p}}{I_{1p}} = \frac{n_2}{n_1} \left| \tilde{t}_p \right|^2, \quad T_s \equiv \frac{I_{2s}}{I_{1s}} = \frac{n_2}{n_1} \left| \tilde{t}_s \right|^2$$

例题：一束光以 60° 的入射角入射，其光强反射率和透射率？（ $n_1=1, n_2=1.5$ ）

$$R_p \equiv \frac{I'_{1p}}{I_{1p}} = \left| \tilde{r}_p \right|^2 \approx 0.002 \quad ,$$

$$R_s \equiv \frac{I'_{1s}}{I_{1s}} = \left| \tilde{r}_s \right|^2 \approx 0.178$$

$$T_p \equiv \frac{I_{2p}}{I_{1p}} = \frac{n_2}{n_1} \left| \tilde{t}_p \right|^2 \approx 0.609 \quad ,$$

$$T_s \equiv \frac{I_{2s}}{I_{1s}} = \frac{n_2}{n_1} \left| \tilde{t}_s \right|^2 \approx 0.501$$

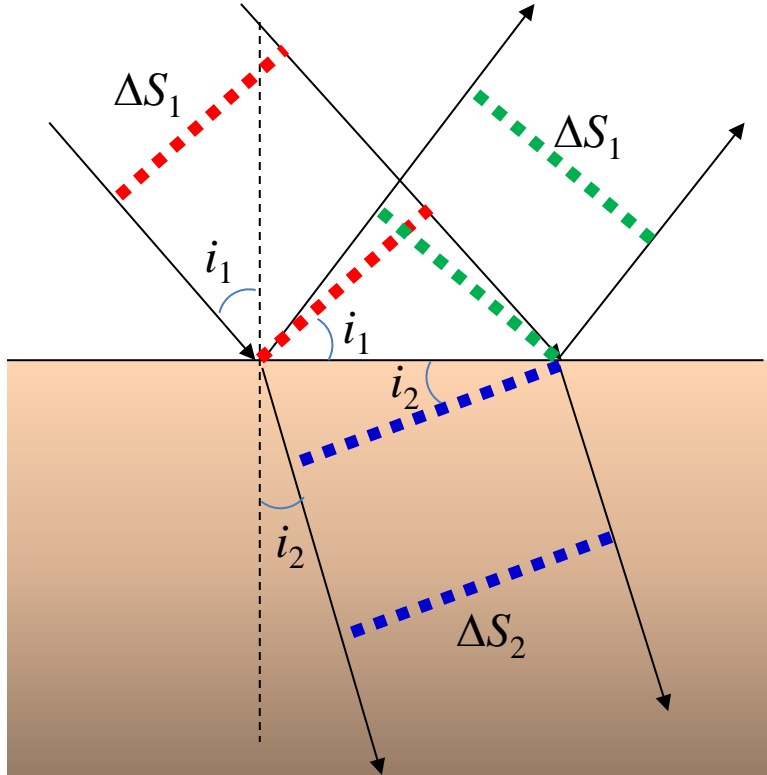
注意：对于斜入射的光 $R_p + T_p \neq 1, R_s + T_s \neq 1$

原因是：

光强 I 是光功率面密度，其单位是为瓦/米²(W/m²)。

若考虑光功率应该记及光强和正截面两个因素。

● 光功率反射率和透射率



$$W_1 = I_1 \Delta S_1,$$

$$W'_1 = I'_1 \Delta S_1,$$

$$W_2 = I_2 \Delta S_2$$

$$\frac{\Delta S_1}{\Delta S_2} = \frac{\cos i_1}{\cos i_2}$$

定义光功率反射率和透射率：

$$\mathfrak{R}_p \equiv \frac{W'_{1p}}{W_{1p}} = R_p,$$

$$\mathfrak{R}_s \equiv \frac{W'_{1s}}{W_{1s}} = R_s$$

$$\mathfrak{T}_p \equiv \frac{W_{2p}}{W_{1p}} = \frac{\cos i_2}{\cos i_1} T_p,$$

$$\mathfrak{T}_s \equiv \frac{W_{2s}}{W_{1s}} = \frac{\cos i_2}{\cos i_1} T_s$$

光功率守恒：

$$\mathfrak{R}_s + \mathfrak{T}_s = 1, \quad \mathfrak{R}_p + \mathfrak{T}_p = 1$$

复振幅反射率和透射率

$$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{r}_p \equiv \frac{\tilde{E}'_{1p}}{\tilde{E}_{1p}} = \frac{n_2 \cos i_1 - n_1 \cos i_2}{n_2 \cos i_1 + n_1 \cos i_2} \\ \tilde{r}_s \equiv \frac{\tilde{E}'_{1s}}{\tilde{E}_{1s}} = \frac{n_1 \cos i_1 - n_2 \cos i_2}{n_1 \cos i_1 + n_2 \cos i_2} \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{t}_p \equiv \frac{\tilde{E}_{2p}}{\tilde{E}_{1p}} = \frac{2n_1 \cos i_1}{n_2 \cos i_1 + n_1 \cos i_2} \\ \tilde{t}_s \equiv \frac{\tilde{E}_{2s}}{\tilde{E}_{1s}} = \frac{2n_1 \cos i_1}{n_1 \cos i_1 + n_2 \cos i_2} \end{array} \right.$$

反射率和透射率：

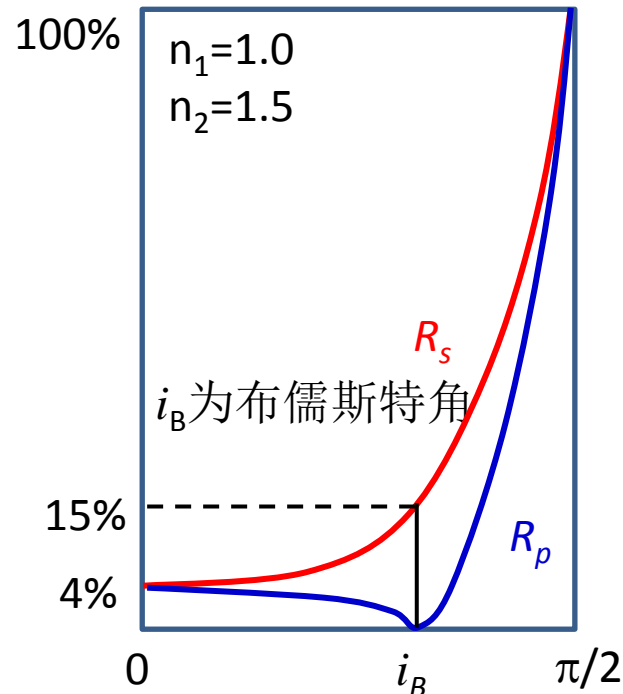
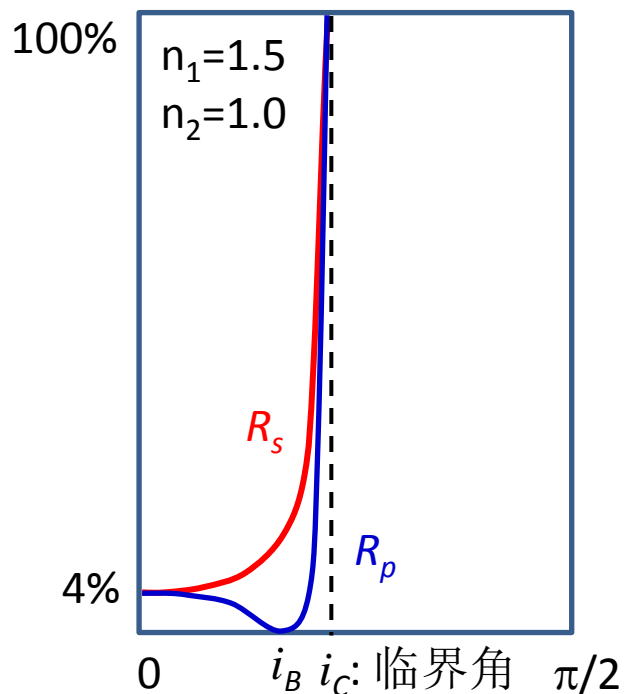
$$\mathfrak{R}_p + \mathfrak{T}_p = 1$$

$$\mathfrak{R}_s + \mathfrak{T}_s = 1$$

反射率/透射率	P分量	S分量
振幅反射率	$\tilde{r}_p = \tilde{E}'_{1p} / \tilde{E}_{1p}$	$\tilde{r}_s = \tilde{E}'_{1s} / \tilde{E}_{1s}$
强度反射率	$R_p = \frac{I'_{1p}}{I_{1p}} = \tilde{r}_p ^2$	$R_s = \frac{I'_{1s}}{I_{1s}} = \tilde{r}_s ^2$
功率反射率	$\mathfrak{R}_p = \frac{W'_{1p}}{W_{1p}} = R_p$	$\mathfrak{R}_s = \frac{W'_{1s}}{W_{1s}} = R_s$
振幅透射率	$\tilde{t}_p = \tilde{E}_{2p} / \tilde{E}_{1p}$	$\tilde{t}_s = \tilde{E}_{2s} / \tilde{E}_{1s}$
强度透射率	$T_p = \frac{I_{2p}}{I_{1p}} = \frac{n_2}{n_1} \tilde{t}_p ^2$	$T_s = \frac{I_{2s}}{I_{1s}} = \frac{n_2}{n_1} \tilde{t}_s ^2$
功率透射率	$\mathfrak{T}_p = \frac{W_{2p}}{W_{1p}} = \frac{\cos i_2}{\cos i_1} T_p$	$\mathfrak{T}_s = \frac{W_{2s}}{W_{1s}} = \frac{\cos i_2}{\cos i_1} T_s$

●布儒斯特角

根据以上讲的光强反射率和入射角的关系公式可以得出光强反射率曲线：

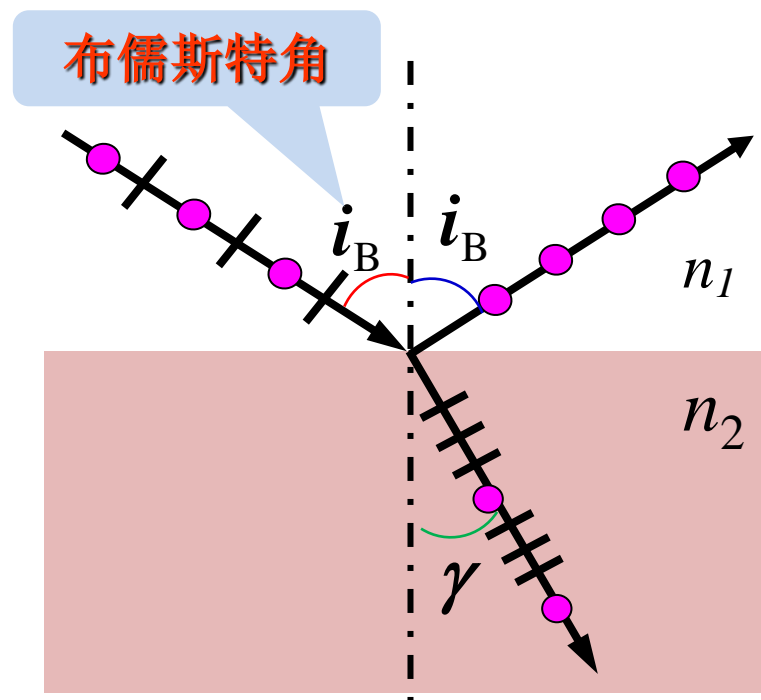


$$R_p = \left(\frac{n_2 \cos i_1 - n_1 \cos i_2}{n_2 \cos i_1 + n_1 \cos i_2} \right)^2 = 0 \implies \begin{aligned} &n_2 \cos i_B = n_1 \cos i_2 \\ &+ \\ &n_1 \sin i_B = n_2 \sin i_2 \end{aligned} \implies \tan i_B = \frac{n_2}{n_1}$$

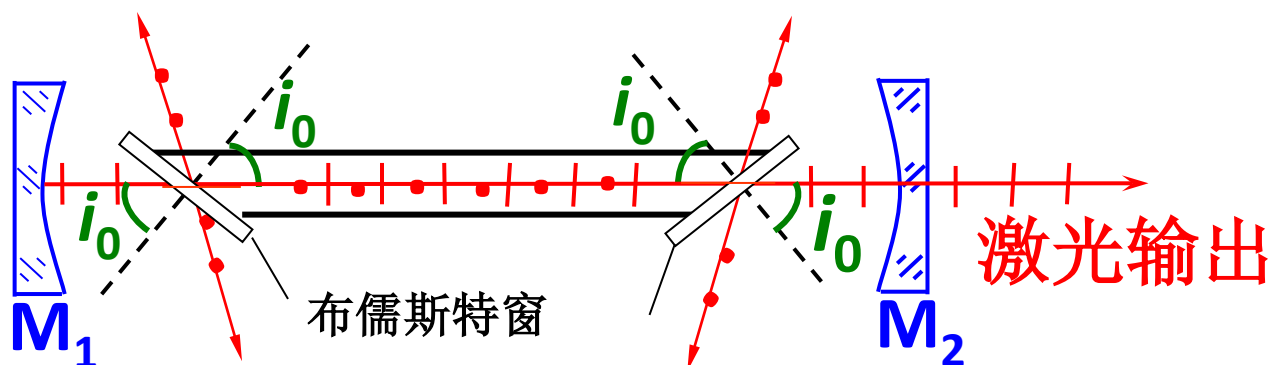
布儒斯特角

$$\tan i_B = \frac{n_2}{n_1}$$

$$i_B + \gamma = 90^\circ$$

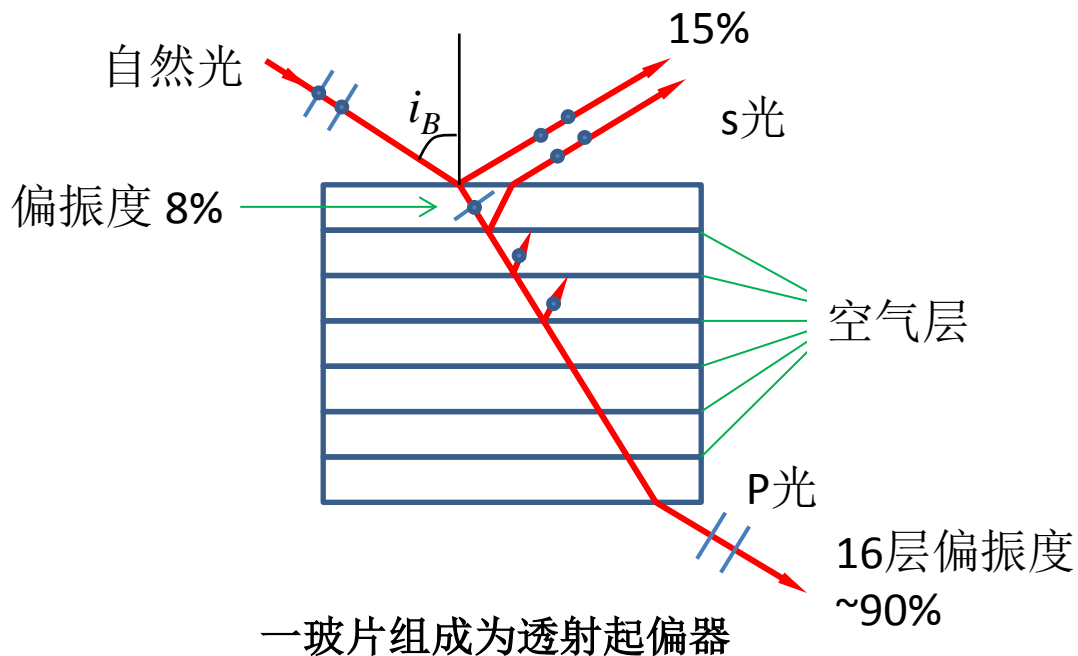


外腔式激光管加装布儒斯特窗：

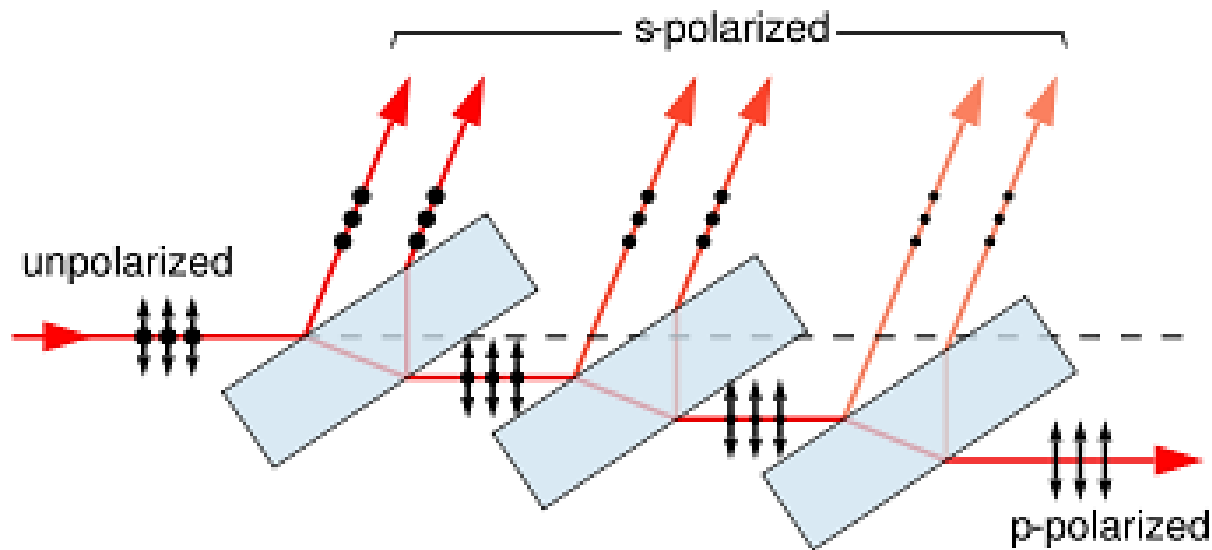


● 玻片组透射光的偏振度

利用p光和s光的光强反射率、折射率不同的特性，使用玻片组可以或得比较高偏振度的偏振光：



注：偏振度的定义：
$$p = \frac{I_M - I_m}{I_M + I_m}$$



A stack of plates at Brewster's angle to a beam reflects off a fraction of the s -polarized light at each surface, leaving a p -polarized beam. Full polarization at Brewster's angle requires many more plates than shown.

在拍摄玻璃窗内的物体时，去掉反射光的干扰



未装偏振片



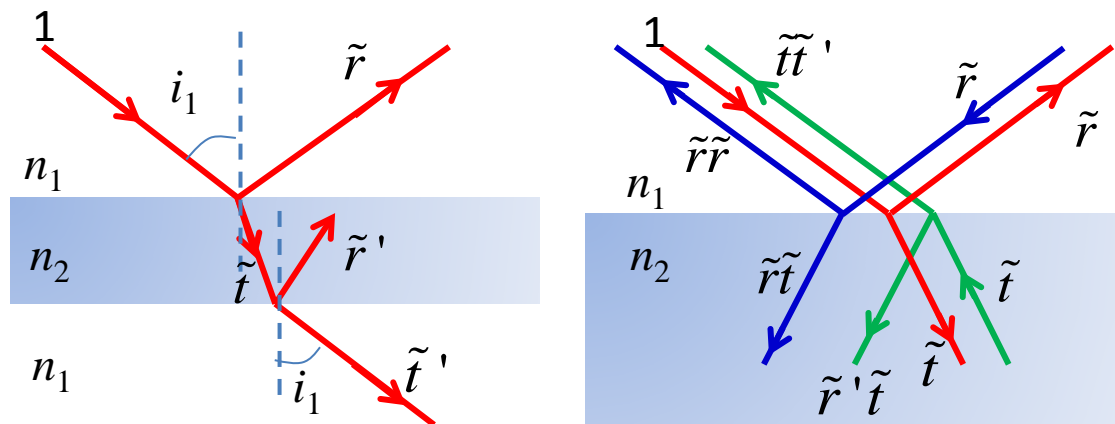
装偏振片





斯托克斯倒逆关系

斯托克斯倒逆光路方法巧妙地解决了 n_1/n_2 界面复振幅反射折射率 (\tilde{r}, \tilde{t}) 和 n_2/n_1 界面复振幅反射折射率 (\tilde{r}', \tilde{t}') 的关系。



斯托克斯倒逆关系

图中显示反射光行波和折射光行波均被抵消，当然另外两列光行波(1, $\tilde{r}\tilde{r}$, $\tilde{t}\tilde{t}'$)和($\tilde{r}\tilde{t}$, $\tilde{r}'\tilde{t}$)也不复存在。

$$\begin{cases} \tilde{r}\tilde{t} + \tilde{r}'\tilde{t} = 0 \\ 1 - (\tilde{t}\tilde{t}' + \tilde{r}^2) = 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \tilde{r} = -\tilde{r}' \\ \tilde{t}\tilde{t}' + \tilde{r}^2 = 1 \end{cases}$$