

第二章 波动光学基本原理

第九节 光的横波性和五种偏振态

第九节 光的横波性和五种偏振态

9.1 光的横波性

9.2 光的偏振现象

9.3 偏振片

9.4 光的五种偏振态

9.5 起偏与检偏，马吕斯定律

9.1 光的横波性

光的横波性

- ① 横波 (Transverse wave) : 在传播介质中粒子的振动方向与波的传播方向垂直, 也称S波。(电磁波、地震波中的S波)
- ② 纵波 (Longitudinal waves) : 在传播介质中粒子的振动方向与波的传播方向平行, 也称P波。(声波、地震波中的P波)

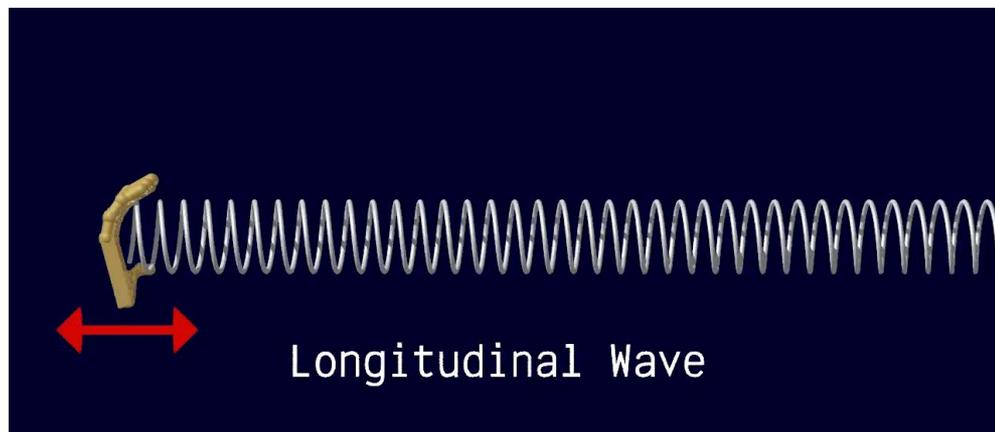
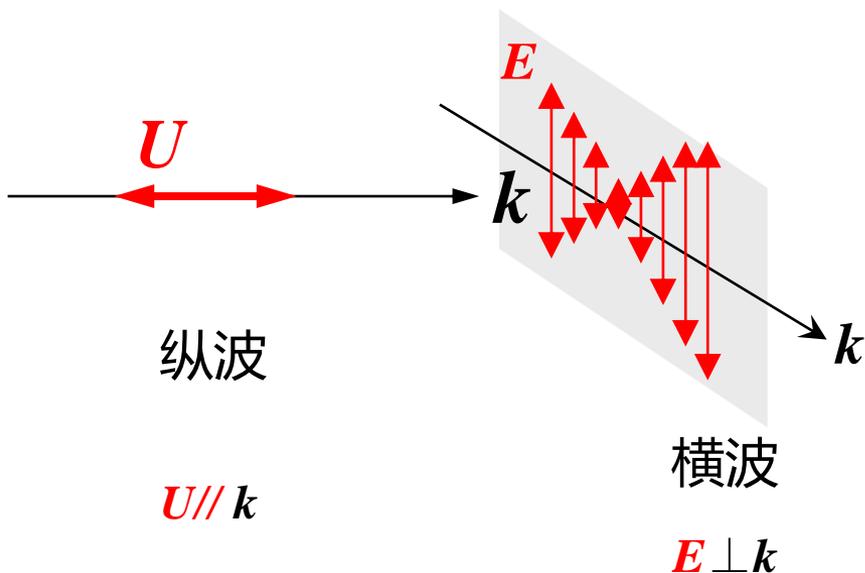


图 1.1-6 空气中疏密部分的传播形成声波

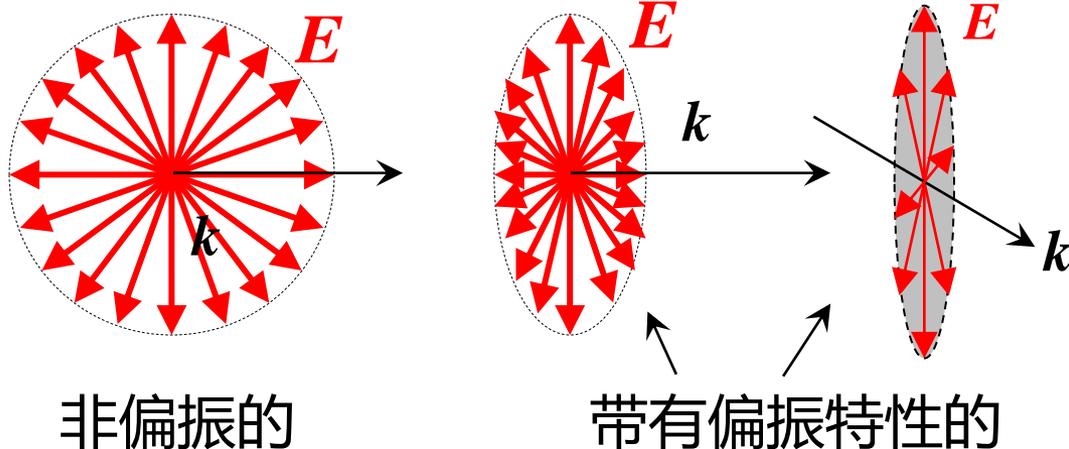
9.2 光的偏振现象

偏振

振动方向与传播方向的关系。偏振现象的实质是振动方向相对于传播方向的不对称性。

问题：偏振是横波所特有的现象吗？

偏振是横波所特有的现象。所以光具有偏振特性证明了光的横波性。



基本问题

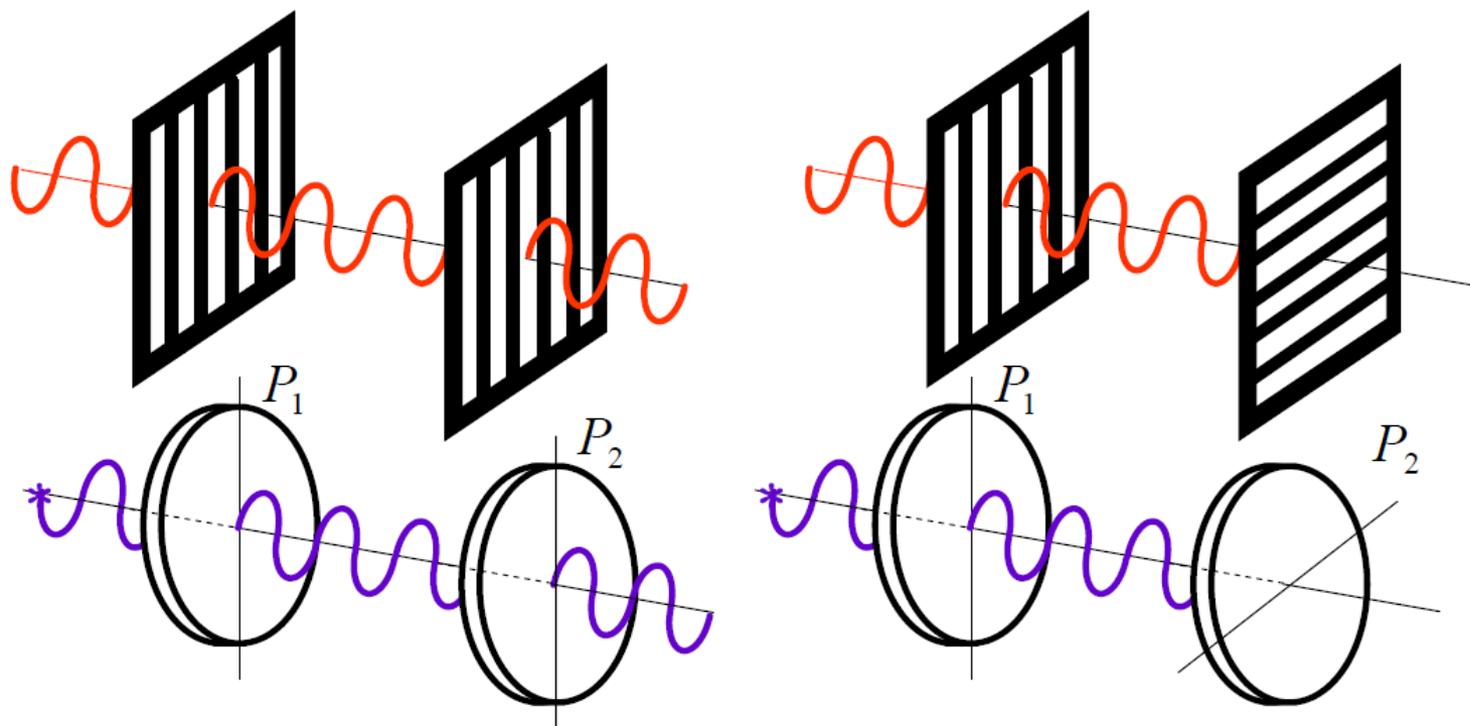
- (1). 偏振现象的发现
- (2). 偏振的产生
- (3). 偏振态的描述
- (4). 偏振态的产生和检测

9.2 光的偏振现象

偏振现象的发现

- ① 无考据的历史，一般认为是维京海盗 (Vikings)为了航海的目的开始了对偏振光的研究。据传这些海盗使用了一种神秘的双折射晶体研究天空的偏振光。
- ② 丹麦物理学家和数学家Erasmus Bartholinus在1669年发现了方解石中的双折射现象。虽然当时他仍未意识到这是一种偏振现象，但是正史一般认为偏振光的历史应当从这一节点开始算起。
- ③ 1690年，荷兰物理学家、天文学家Christian Huygens在解释双折射现象的实验研究中，发现了方解石射出的两束光，在经过同样材料、但旋转了特定角度的晶体时会出现消光。这是偏振现象第一次被发现。之后，牛顿在1704-1706对这一现象进行了解释，但受限于微粒说的观点。
- ④ 1808年法国军事工程师马吕斯 (E.L. Malus 1775-1812) 针对法兰西科学院的悬赏“给出双折射的数学理论，并用实验证实之”，对冰洲石的双折射现象进行了研究，首次将“偏振”概念用于描述光学现象。

偏振片

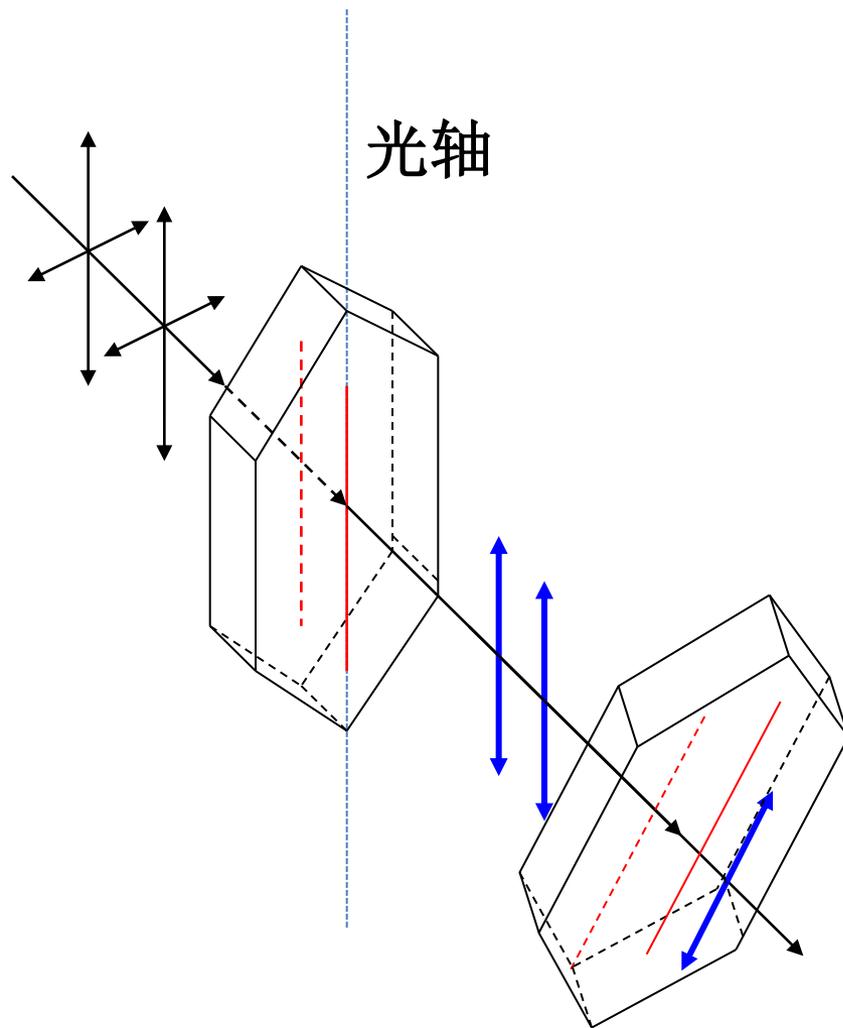


9.3 偏振片

光通过二向色性晶体



电气石晶体

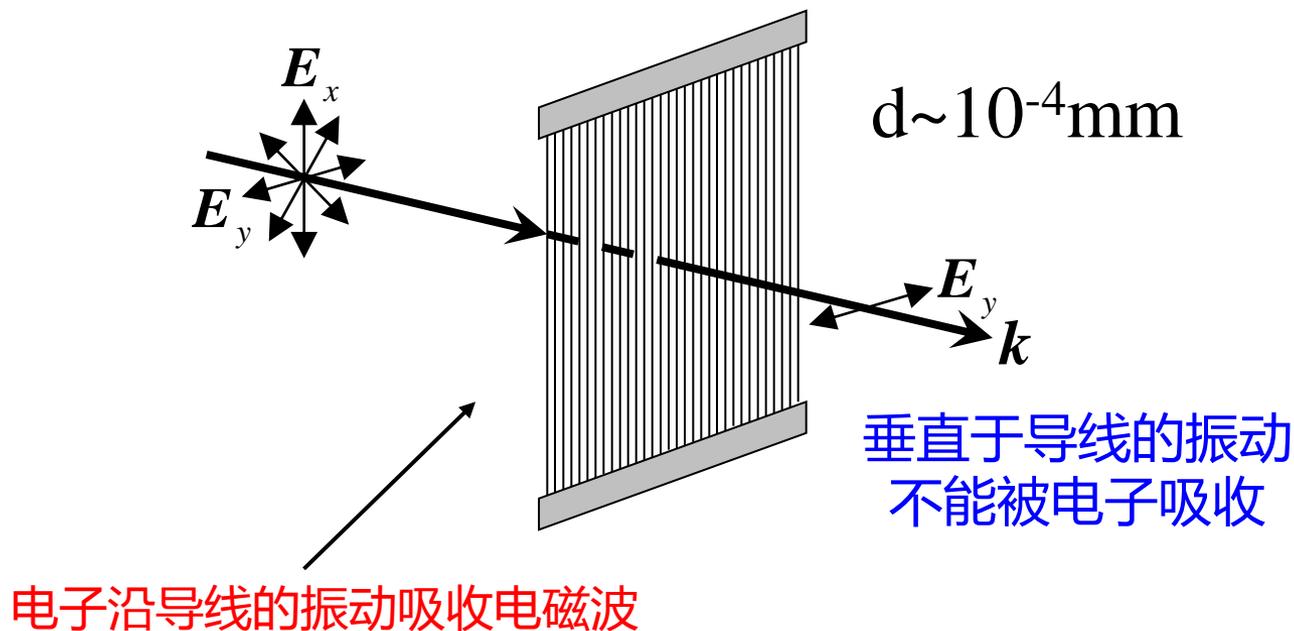


9.3 偏振片

偏振片：只让某一振动方向光波通过的光学元件称为偏振片。这个方向被称为偏振片的透振方向或偏振方向。

几种典型的偏振片（偏光片）

(1) 金质线栅



9.3 偏振片

几种典型的偏振片

(2) 人造偏振片—二向色性偏振片
包括J、H、K等类型的人造偏振片



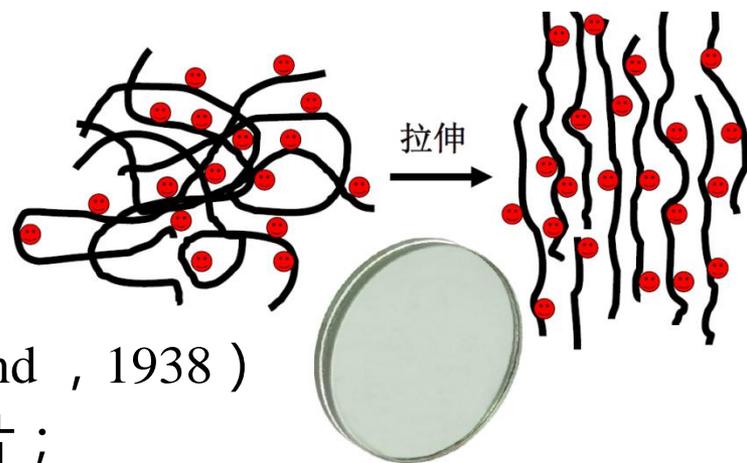
Edwin Herbert Land
(1909~1991)

H偏振片 (E. H. Land , 1938)

- ① 聚烯醇薄膜基片；
- ② 在蒸汽中均匀加热拉伸，使长键分子整齐排列；
- ③ 浸碘，使碘分子聚合到已被拉直的分子链上；
- ④ 干燥后，形成导电的碘链
- ⑤ 称为性能优良的偏振片

优点：偏振度高达99%以上，可用于整个可见光波段，是目前使用最广泛的人造偏振片

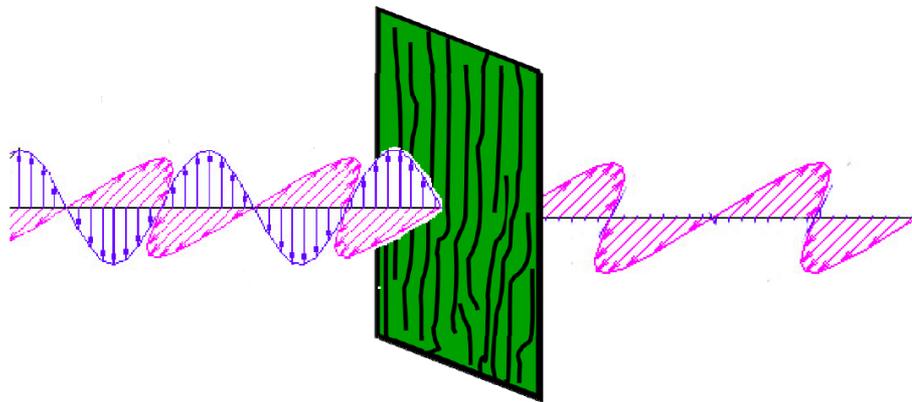
缺点：强度差，不能受潮，易退偏。



9.3 偏振片

几种典型的偏振片

(3) 人造偏振片—导电聚合物



1971年白川英树等在高催化剂浓度下得到了具有金属光泽的膜状聚乙炔，开创了导电聚合物研究的先河。白川英树的实验结果引起了AG MacDiarmid 教授的浓厚兴趣，邀请白川英树前往讲学，并和AJ Heeger合作，利用碘等电子受体对聚合物进行掺杂，使电绝缘的聚合物掺杂到了“金属区”，并详细研究了其物理机理。



白川英树

A.G. MacDiarmid

A.J. Heeger

2000年诺贝尔化学奖授予MacDiarmid、白川英树和Heeger，以表彰他们在导电聚合物方面的开创性工作。

现在导电聚合物已被广泛于有机电致发光、有机太阳能电池、有机场效应管等领域。

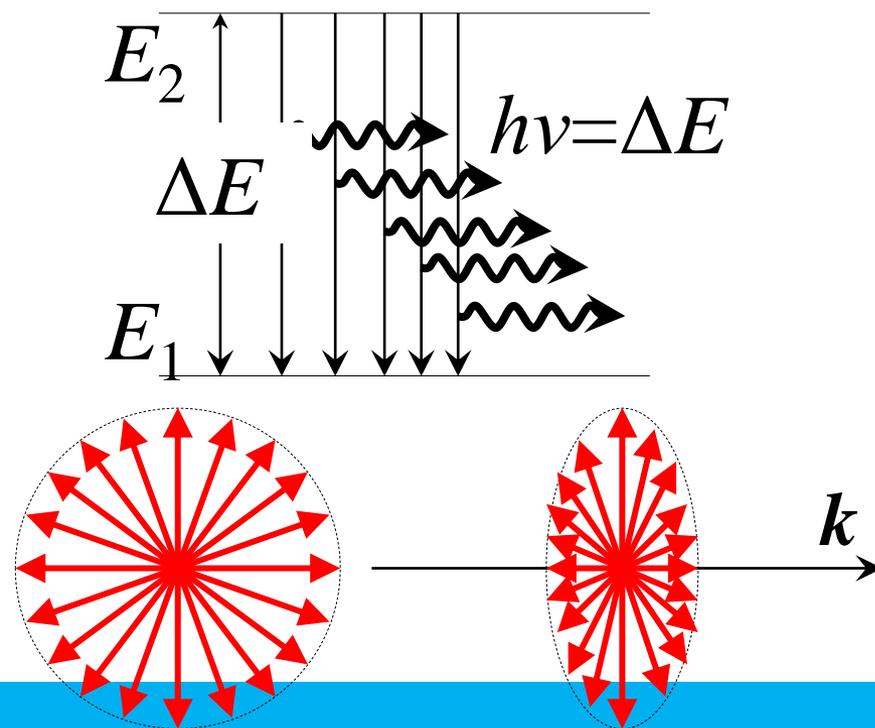
9.4 光的五种偏振态

自然光、线偏振光、部分偏振光、圆偏振光、椭圆偏振光

(1) 自然光

光场中的任一点、任一传播方向，都同时存在着大量各种随机取向的横振动，且没有固定的位相差，因而，在与传播方向垂直的任一方向上的振动都是相等的。这种类型的光称为自然光。一般的热辐射光源发出的光波都是自然光。

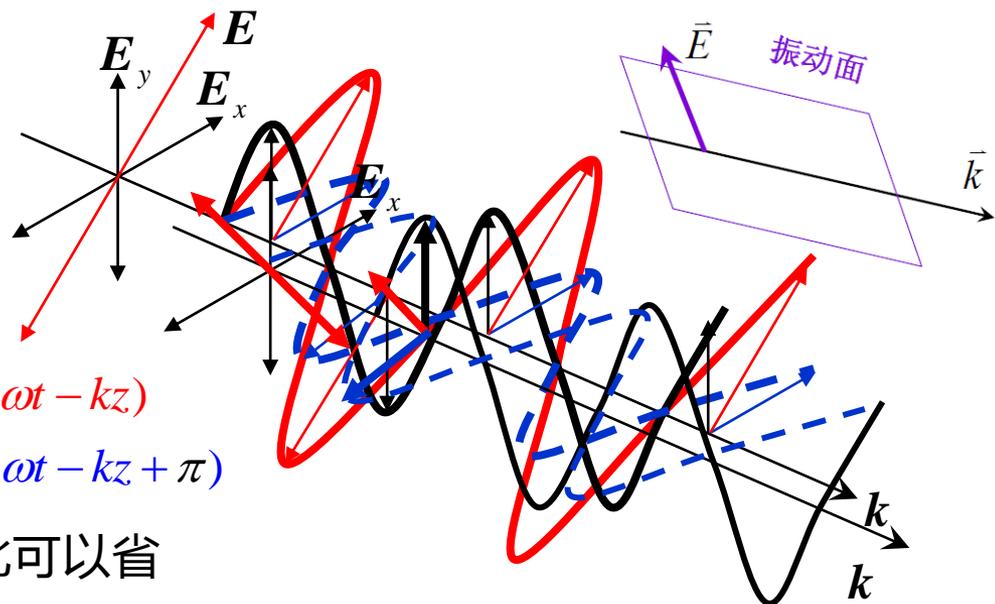
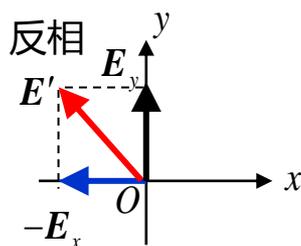
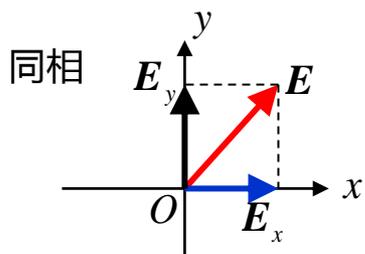
- 任一原子或分子的任一次辐射，都具有恒定的振动方向，会产生一系列振动面确定的线偏振光
- 发光是**自发辐射**过程，发光原子间无关联
- 大量原子**热运动**或**跃迁**发光：固体材料中原子的体积密度 $\sim 10^{23}/\text{cm}^3$
- **空间分布均匀性**-光矢量方向任意
- **时间分布均匀性**-初相位可以取 $0-2\pi$ 之间的任意值



9.4 光的五种偏振态

(2) 线偏振光

只包含单一振动方向的光称为线偏振光或平面偏振光。其振动方向和传播方向构成的平面称为**振动面**。光矢量在垂直于传播方向的平面内的投影为一条直线。任意的线偏振光可以看做是由振动方向正交、相位相同或相反的两个线偏振光合成的。



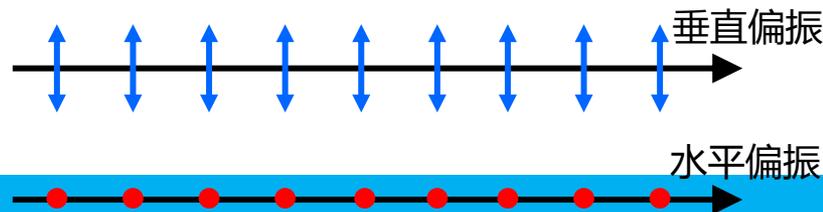
$$\begin{cases} E_x(z, t) = A \cos(\omega t - kz) \\ E_y(z, t) = A \cos(\omega t - kz) \end{cases}$$

$$\begin{cases} E_x(z, t) = A \cos(\omega t - kz) \\ E_y(z, t) = A \cos(\omega t - kz + \pi) \end{cases}$$

考量偏振时，一般在一个固定点，因此可以省略空间相位，由此得到

$$\begin{cases} E_x(t) = A \cos \omega t \\ E_y(t) = A \cos \omega t \end{cases}$$

$$\begin{cases} E_x(t) = A \cos \omega t \\ E_y(t) = A \cos(\omega t + \pi) \end{cases}$$

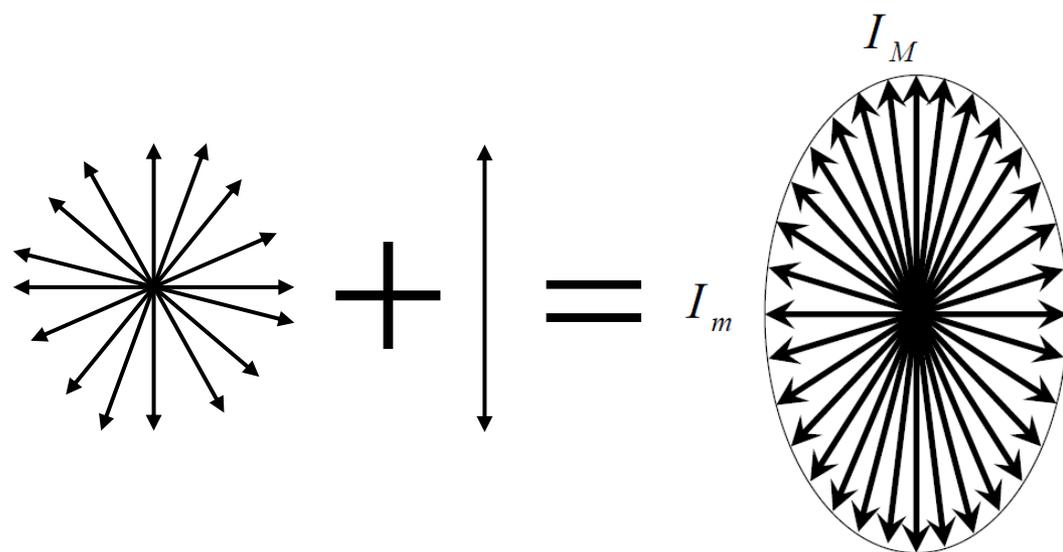


9.4 光的五种偏振态

(3) 部分偏振光

在各不同方向的横振动中，某一方向占有优势，这类光波称为部分偏振光。

部分偏振光是介于自然光和线偏振光之间的一种状态。可以看做自然光和线偏振光的叠加。部分偏振光的偏振程度用偏振度来衡量：



偏振度

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

$P=0$ ，自然光（或非偏振光）

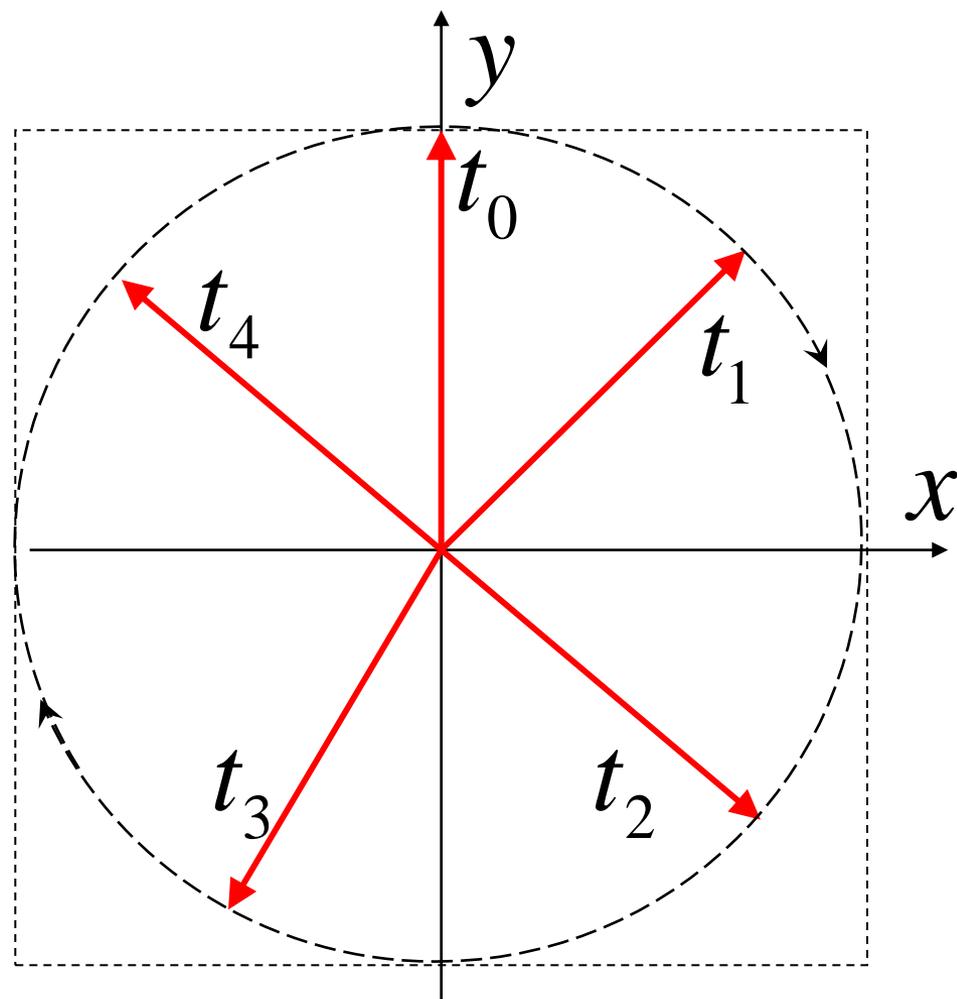
$P=1$ ，线偏光

9.4 光的五种偏振态

(4) 圆偏振光

在一个垂直于波矢的**固定平面**内观察，光矢量旋转，大小不变，端点轨迹扫出一个圆形的轨迹，这类光波称为圆偏振光。

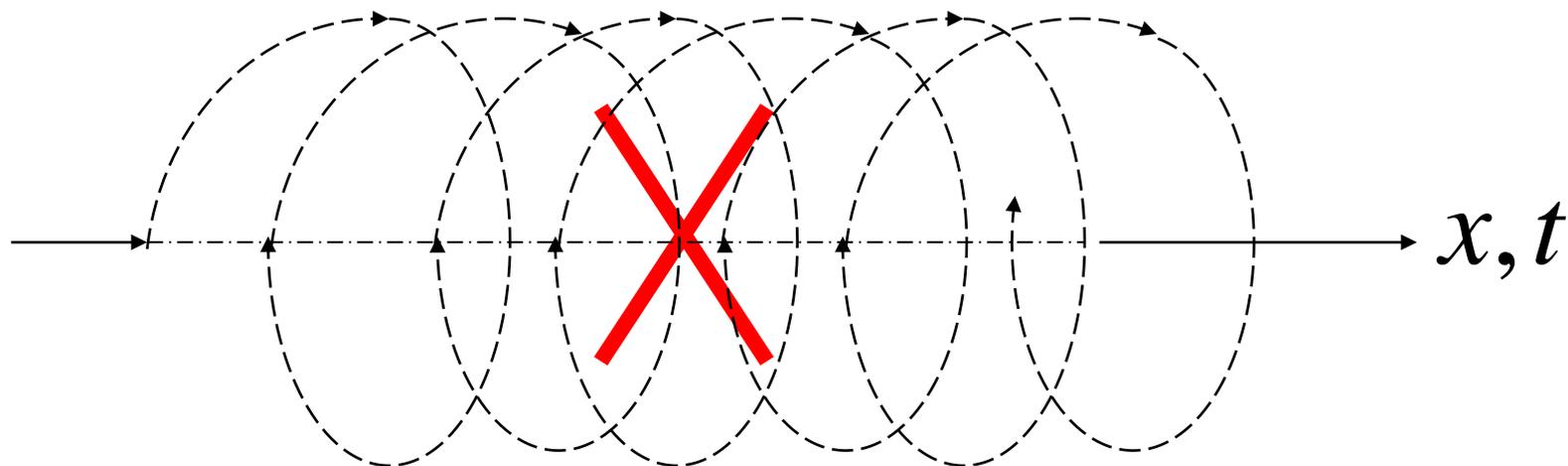
当迎着传播方向观察，电矢量逆时针转动，称为左旋圆偏振光；电矢量顺时针转动，称为右旋圆偏振光：



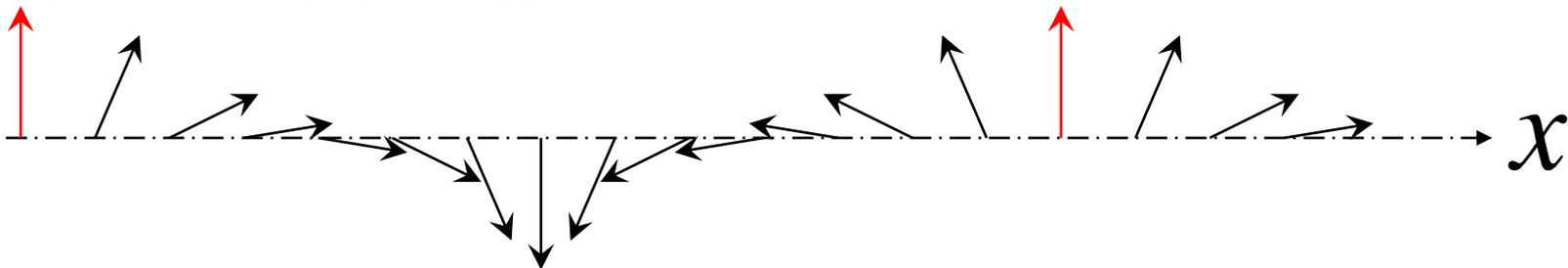
9.4 光的五种偏振态

(4) 圆偏振光

圆偏振光的物理图像：某一光矢量端点随时间变化的轨迹不是螺旋线。

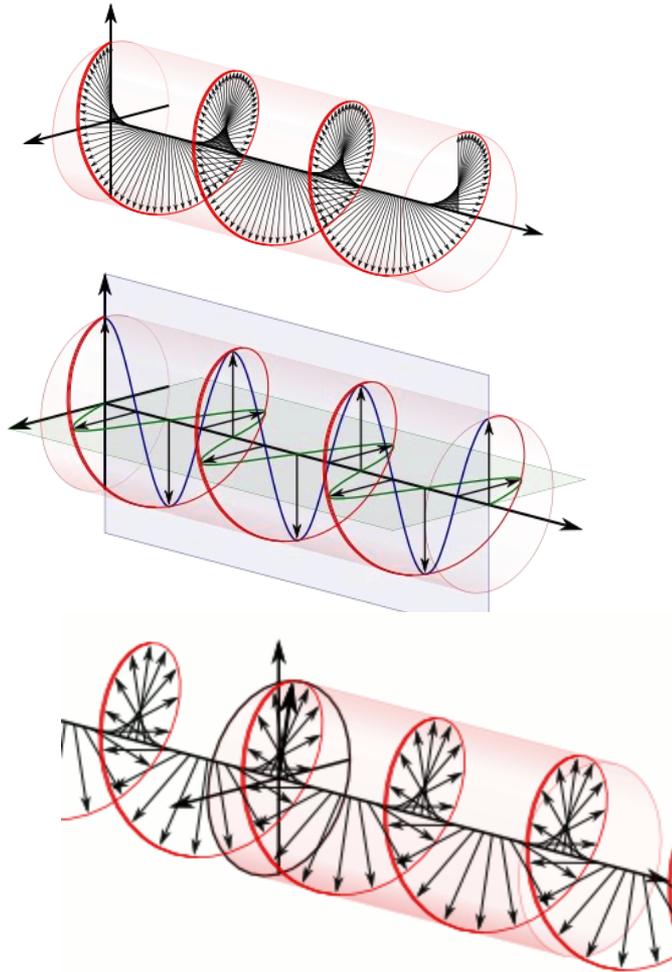


在某一时刻，波场空间所有光矢量的端点是螺旋线；在固定点，合振动电矢量随时间变化旋转。



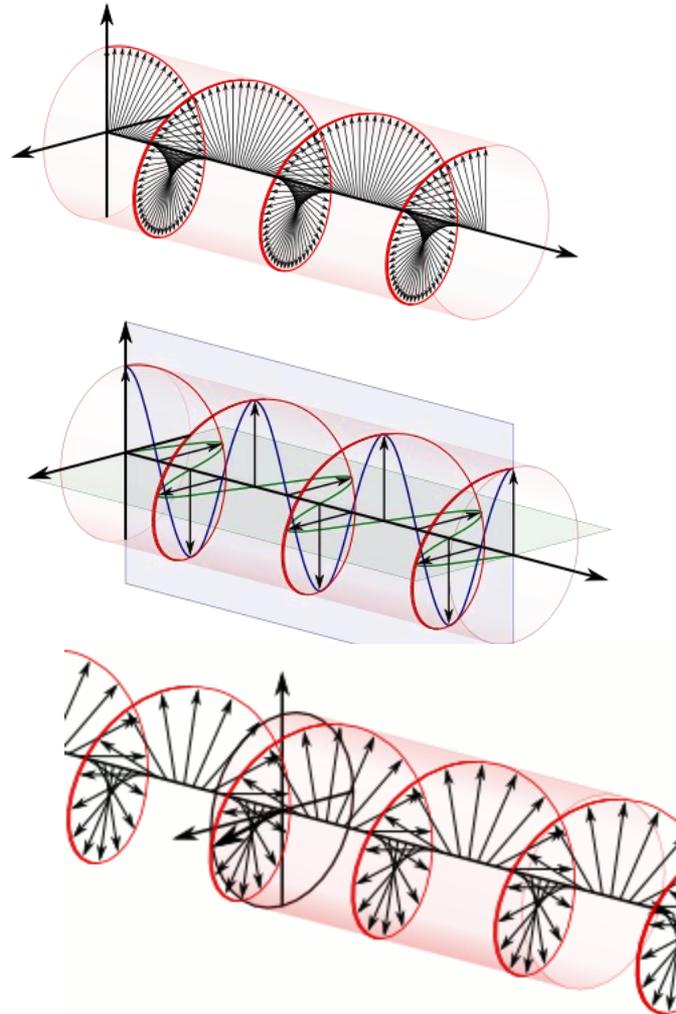
圆偏振光

Right-handed/clockwise circularly polarized light



point of view of the receiver

Left-handed/counter-clockwise circularly polarized light



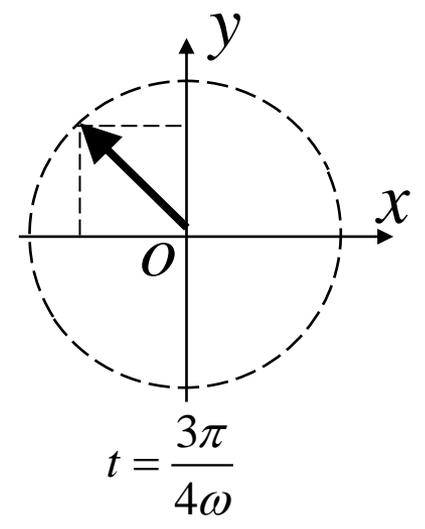
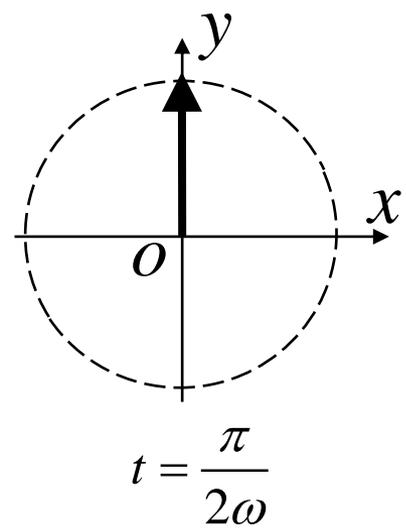
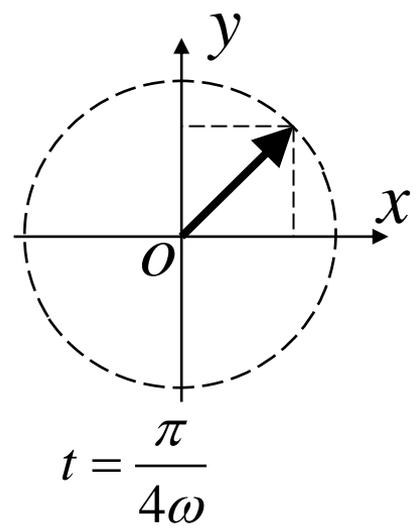
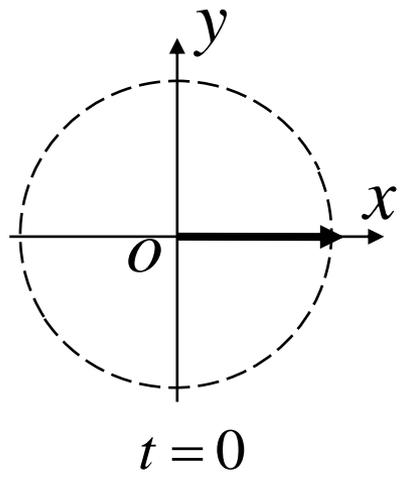
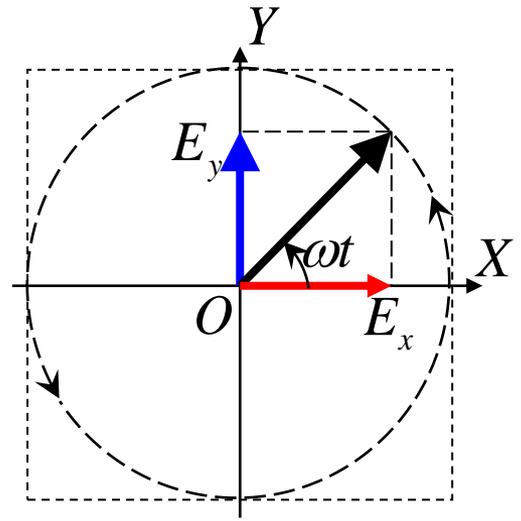
9.4 光的五种偏振态

(4) 圆偏振光

圆偏光可看作是两个相位差为 $\pi/2$ 的正交分量的叠加。

$$\begin{cases} E_x(t) = A_x \cos \omega t \\ E_y(t) = A_y \cos(\omega t \pm \frac{\pi}{2}) \end{cases} \quad A_x = A_y = A$$

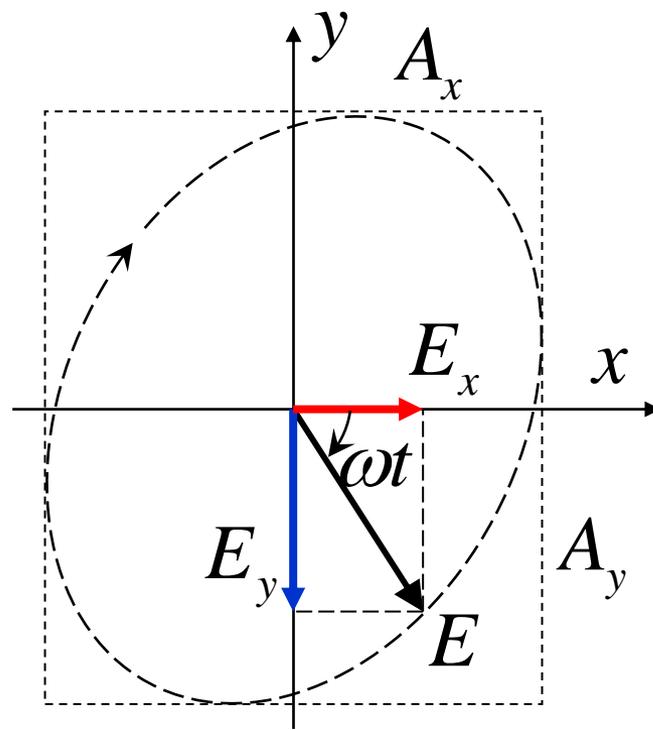
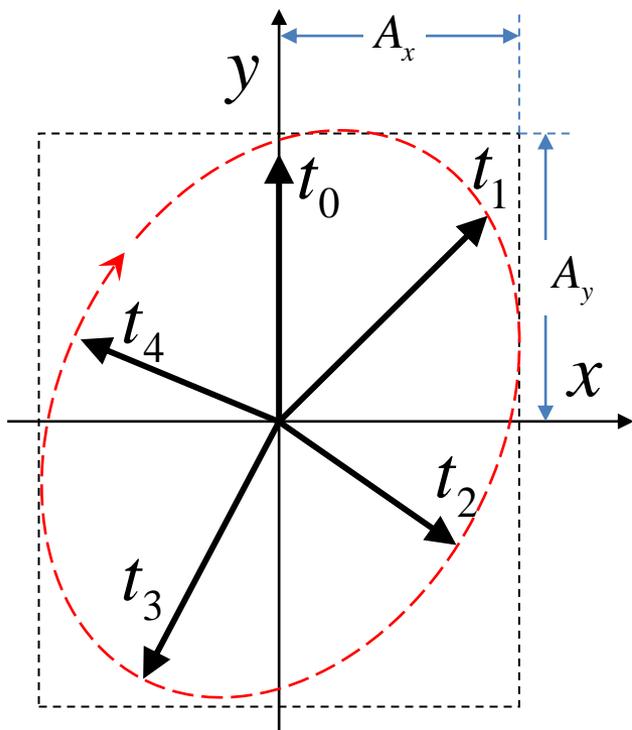
当 $\Delta\varphi = -\frac{\pi}{2}$ 时 \Rightarrow 左旋



9.4 光的五种偏振态

(5) 椭圆偏振光

在一个垂直于波矢的固定平面内，光矢量旋转，大小作周期性改变，端点轨迹是椭圆。椭圆偏振光也有左旋、右旋的区分，其定义与圆偏振光相同。两个振幅不等、方向垂直、位相差不同于零的振动，其合成振动是椭圆偏振光：



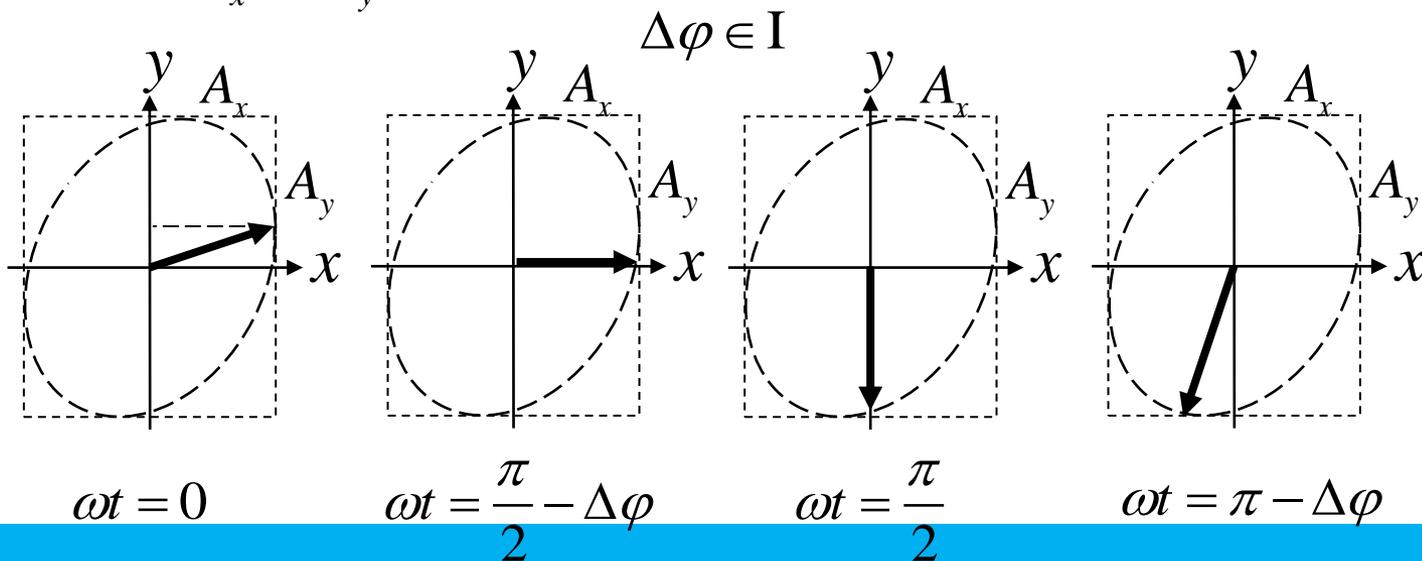
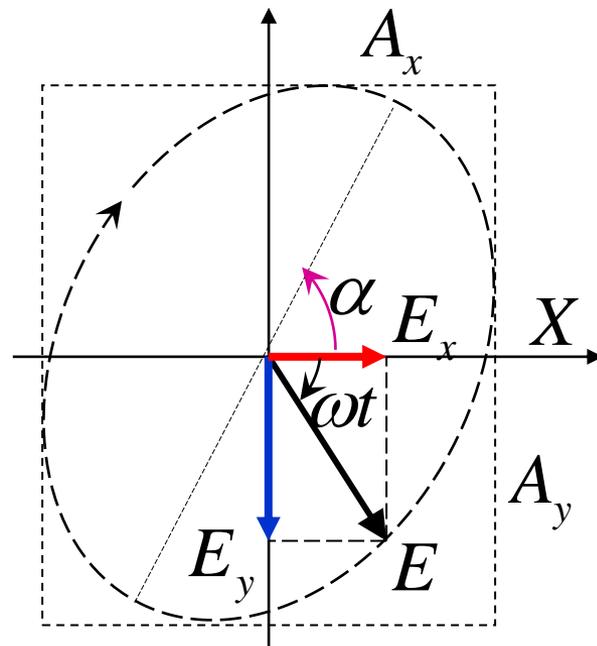
9.4 光的五种偏振态

(5) 椭圆偏振光

$$\begin{cases} E_x = A_x \cos(\omega t) \\ E_y = A_y \cos(\omega t + \Delta\varphi) \end{cases}$$

$$\frac{E_x^2}{A_x^2} + \frac{E_y^2}{A_y^2} - \frac{2E_x E_y}{A_x A_y} \cos \Delta\varphi = \sin^2 \Delta\varphi$$

$$\tan 2\alpha = \frac{2A_x A_y}{A_x^2 - A_y^2} \cos \Delta\varphi$$



右旋

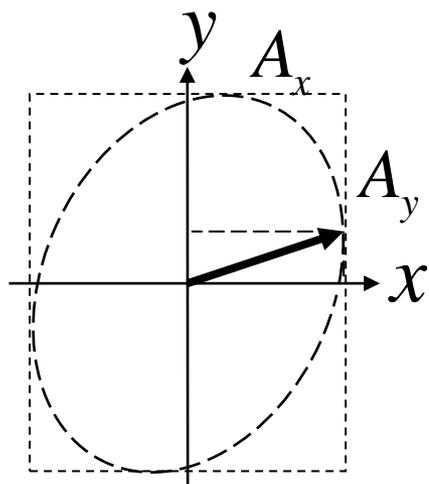
9.4 光的五种偏振态

(5) 椭圆偏振光

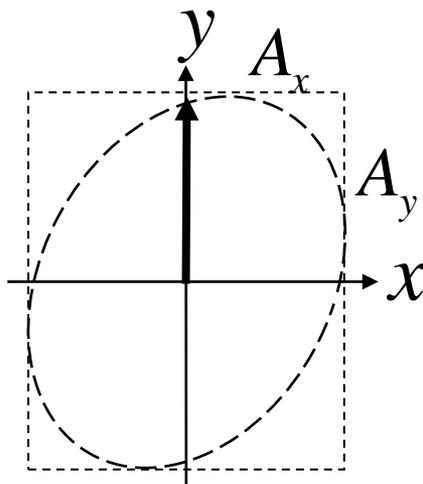
$$\begin{cases} E_x = A_x \cos(\omega t) \\ E_y = A_y \cos(\omega t + \Delta\varphi) \end{cases}$$

$$\Delta\varphi \in \text{IV}$$

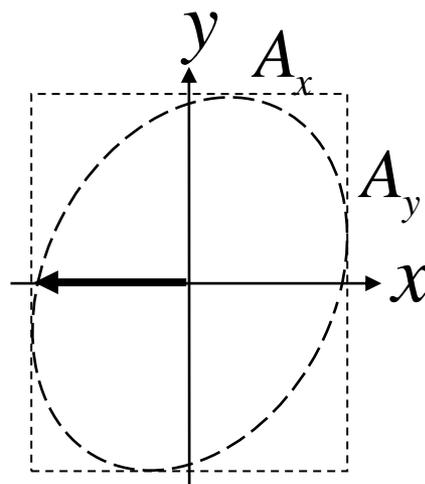
左旋



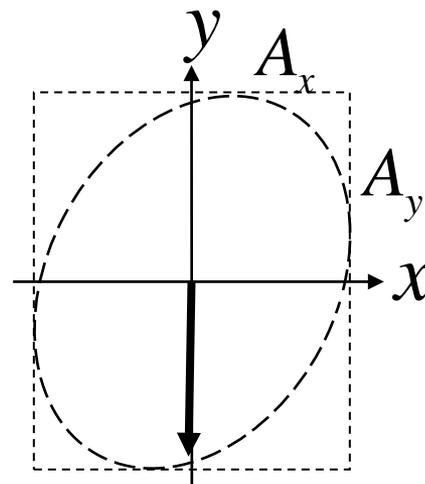
$$\omega t = 0$$



$$\omega t = \frac{\pi}{2}$$



$$\omega t = \frac{\pi}{2} - \Delta\varphi$$



$$\omega t = \pi$$

9.4 光的五种偏振态

问题：椭圆长轴所处的象限，与 A_x 和 A_y 的相对大小是否有关？

(5) 椭圆偏振光

$$\begin{cases} E_x = A_x \cos(\omega t) \\ E_y = A_y \cos(\omega t + \Delta\varphi) \end{cases} \quad \Delta\varphi \in \Pi$$

$$\begin{cases} \omega t = 0 \\ E_x = A_x > 0 \\ E_y = A_y \cos \Delta\varphi < 0 \end{cases} \quad \begin{cases} \omega t = \pi - \Delta\varphi \\ E_x = A_x \cos(\pi - \Delta\varphi) > 0 \\ E_y = -A_y < 0 \end{cases}$$

切点在第IV象限

切点在第IV象限

$$\begin{cases} \omega t = \pi \\ E_x = -A_x < 0 \\ E_y = A_y \cos(\pi + \Delta\varphi) > 0 \end{cases} \quad \begin{cases} \omega t = 2\pi - \Delta\varphi \\ E_x = A_x \cos \Delta\varphi < 0 \\ E_y = A_y > 0 \end{cases}$$

切点在第II象限

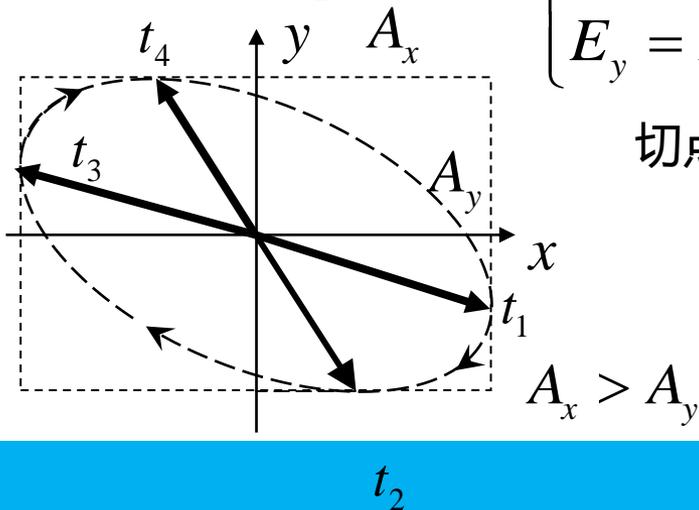
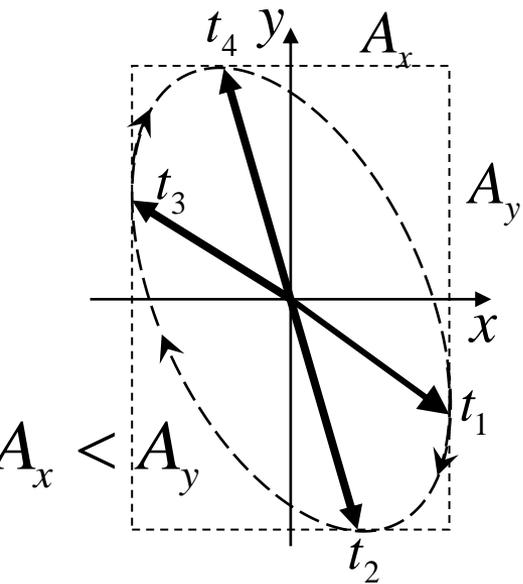
切点在第II象限

长轴总是在II、IV象限

椭圆的取向只

与 A_x 、 A_y 的相对大小无关

取决于相位差

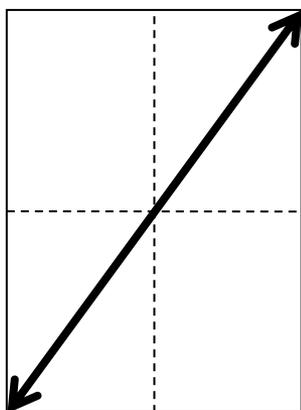


t_2

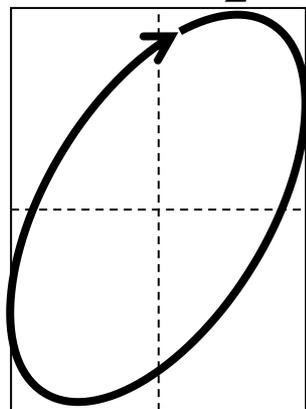
9.4 光的五种偏振态

偏振态的总结

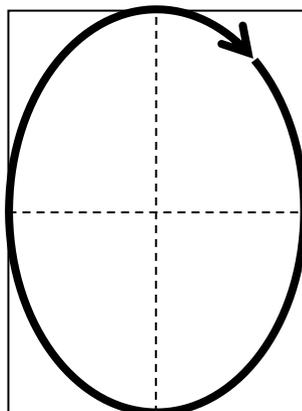
$$\Delta\varphi = 0$$



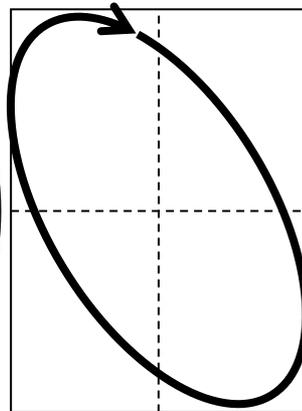
$$\Delta\varphi \in (0, \frac{\pi}{2})$$



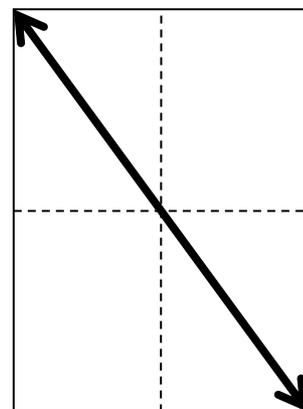
$$\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}$$



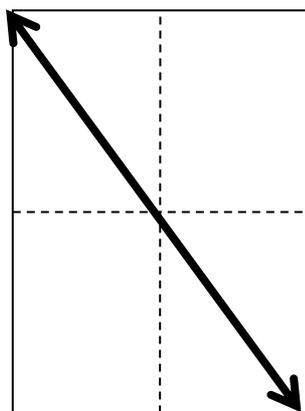
$$\Delta\varphi \in (\frac{\pi}{2}, \pi)$$



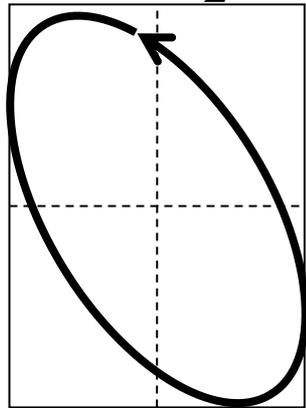
$$\Delta\varphi = \pi$$



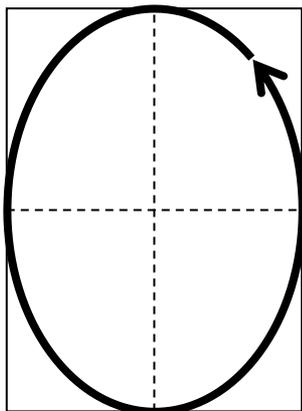
$$\Delta\varphi = \pi$$



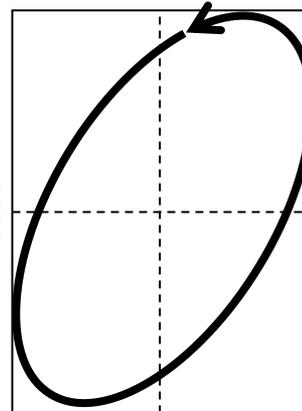
$$\Delta\varphi \in (\pi, \frac{3\pi}{2})$$



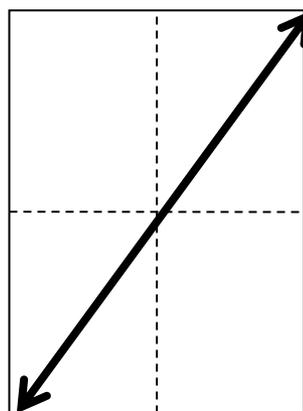
$$\Delta\varphi = \frac{3\pi}{2}$$



$$\Delta\varphi \in (\frac{3\pi}{2}, 2\pi)$$



$$\Delta\varphi = 2\pi$$

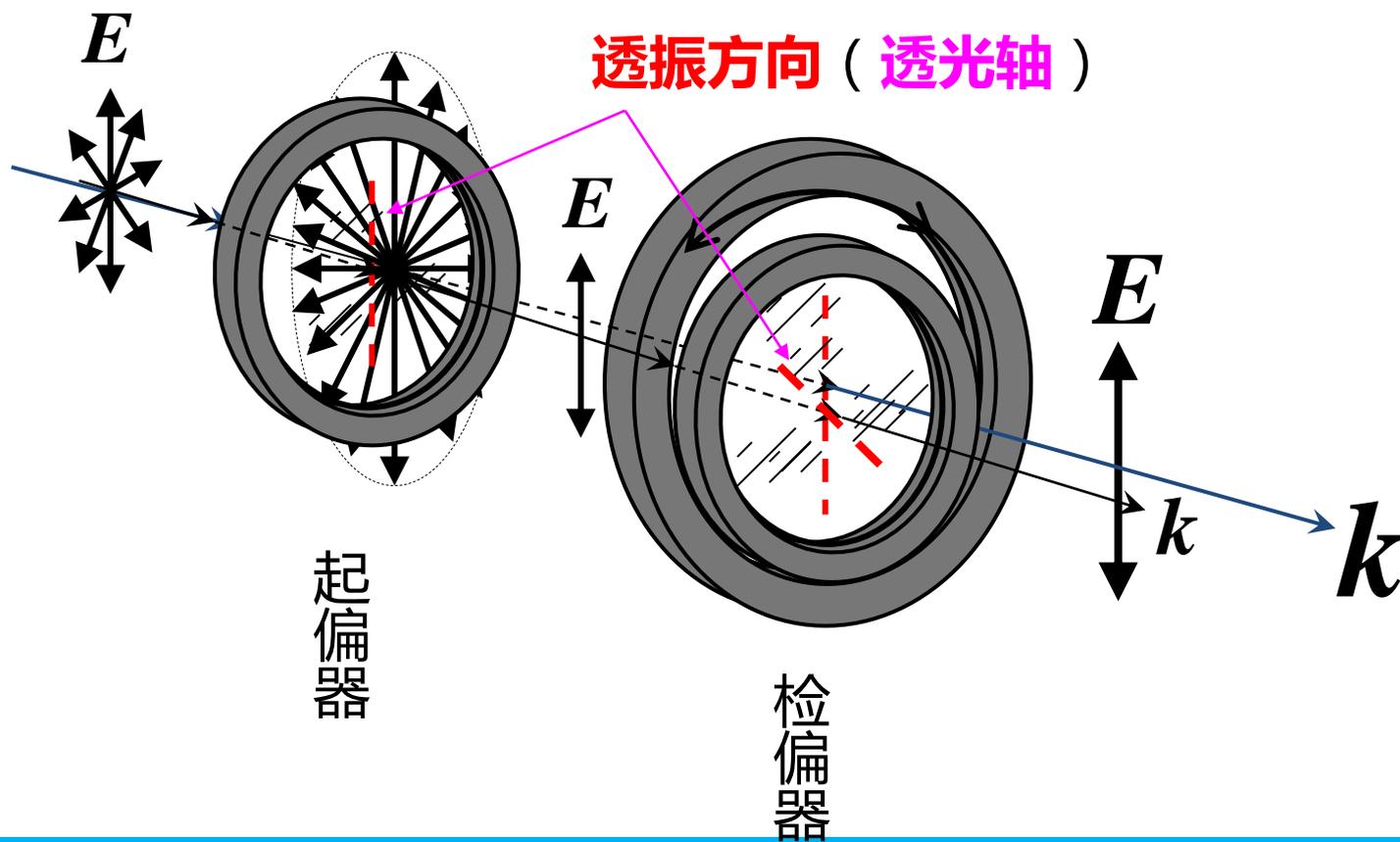


9.5 起偏与检偏，马吕斯定律

起偏与检偏

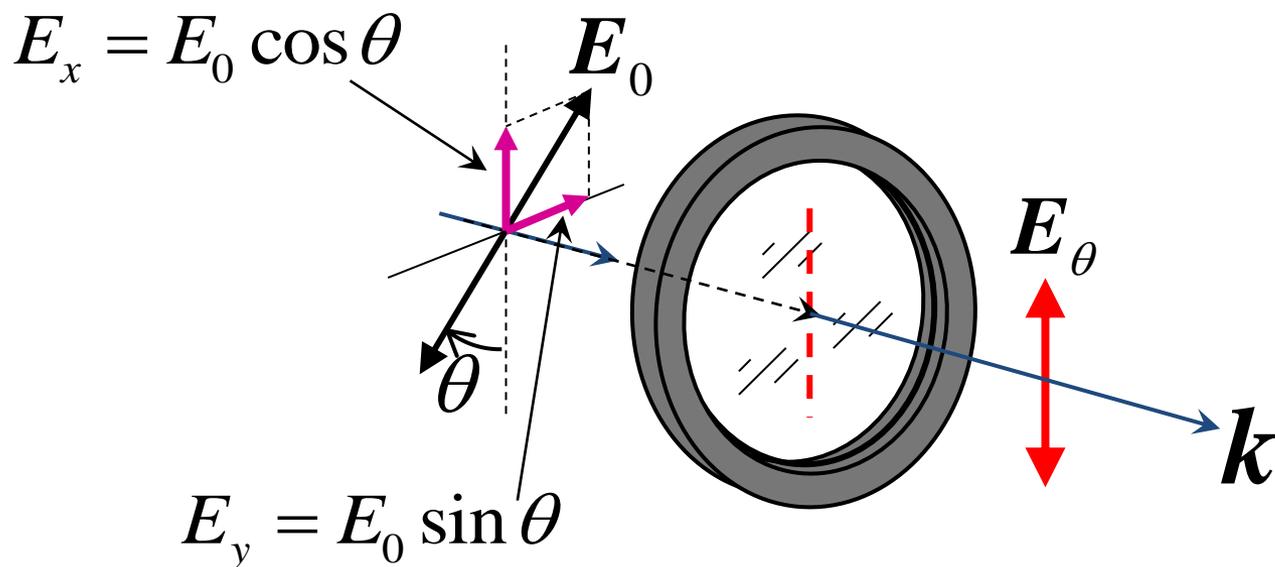
- **起偏**：使没有偏振特性的光变为偏振光
- **检偏**：检验光的偏振特点，观察光强变化

偏振片可以按其用途（获得偏振光、检验偏振光）分别称为起偏器、检偏器。



9.5 起偏与检偏，马吕斯定律

马吕斯定律



$$I_\theta = I_0 \cos^2 \theta$$

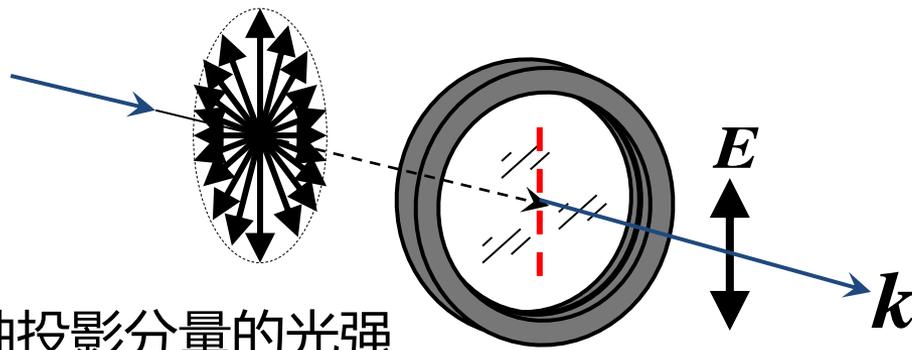
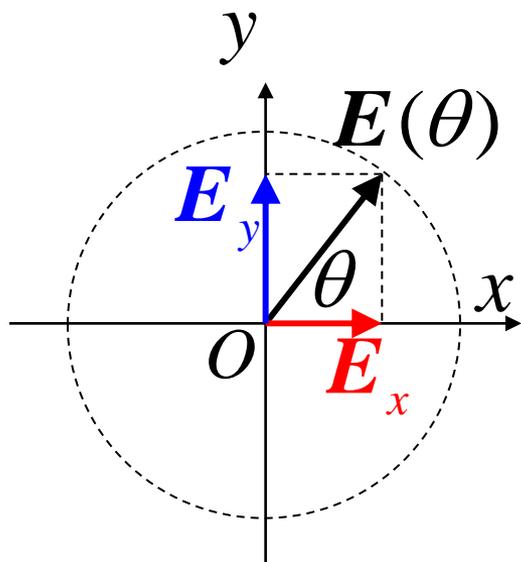
最先从实验上观察到



马吕斯
(1775-1812)

9.5 起偏与检偏，马吕斯定律

自然光经过起偏器的情况



自然光 x 轴投影分量的光强

$$I_x = \int_0^{2\pi} (A_x^\theta)^2 d\theta = \int_0^{2\pi} A_0^2 \cos^2 \theta d\theta = \pi A_0^2$$

振幅的角度分布密度

自然光的光强

$$I = \int_0^{2\pi} A_0^2 d\theta = 2\pi A_0^2$$

$$I_x = \frac{I}{2}$$

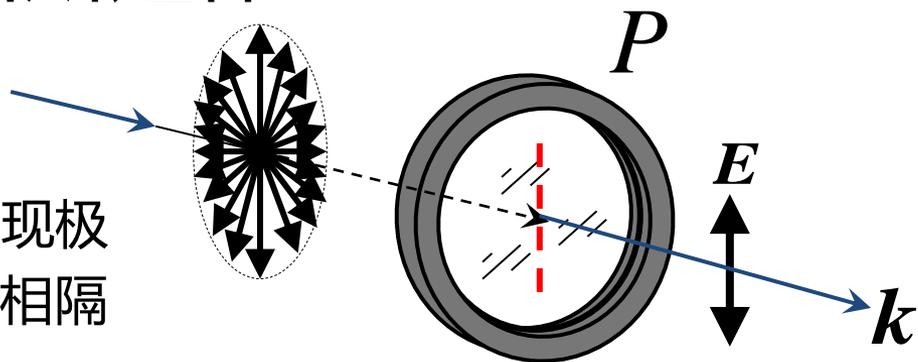
结论：

- 自然光经起偏器，变为偏振光
- 旋转起偏器，出射光强不变，强度变为1/2

9.5 起偏与检偏，马吕斯定律

部分偏振光经过起偏器的情况

当P旋转一周时，透射光强依次出现极大 I_M 和极小 I_m ，两者之间彼此相隔 $\pi/2$ 角度。



以 I_M 和 I_m 建立为基准建立坐标系，并将大量线偏光分解为两个正交振动，两者的光强分别为

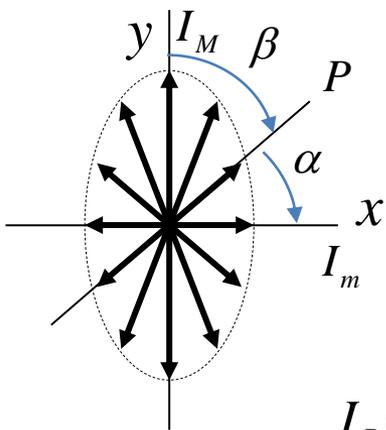
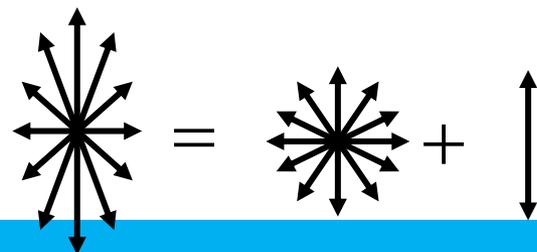
$$I_x = I_m, \quad I_y = I_M$$

按马吕斯定律，在 α 方向上的贡献之和（非相干叠加）为：

$$I_p(\beta) = I_m \sin^2 \beta + I_M \cos^2 \beta = I_m + \frac{(I_M - I_m) \cos^2 \beta}{1}$$

等效为光强为 $2I_m$ 的自然光

等效为光强为 $I_M - I_m$ 的线偏光

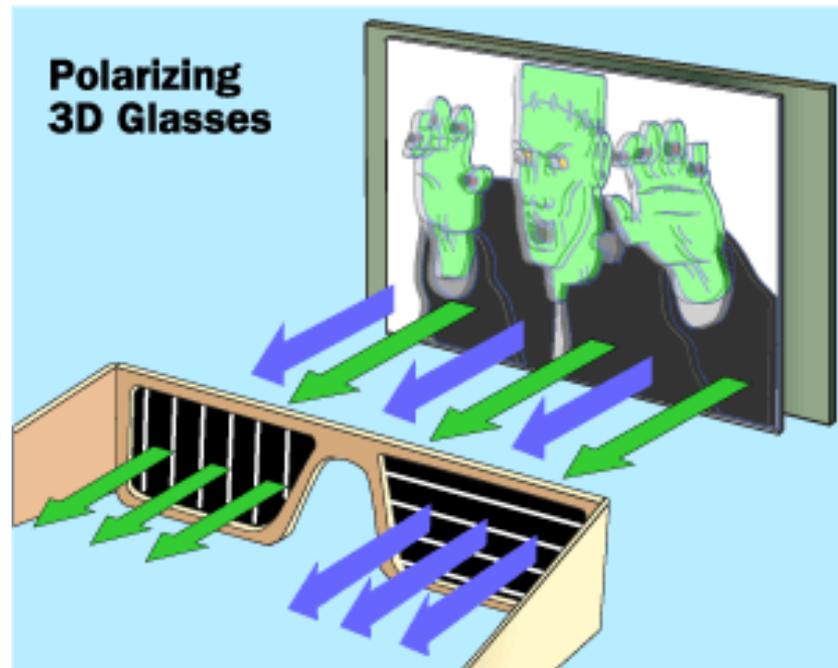
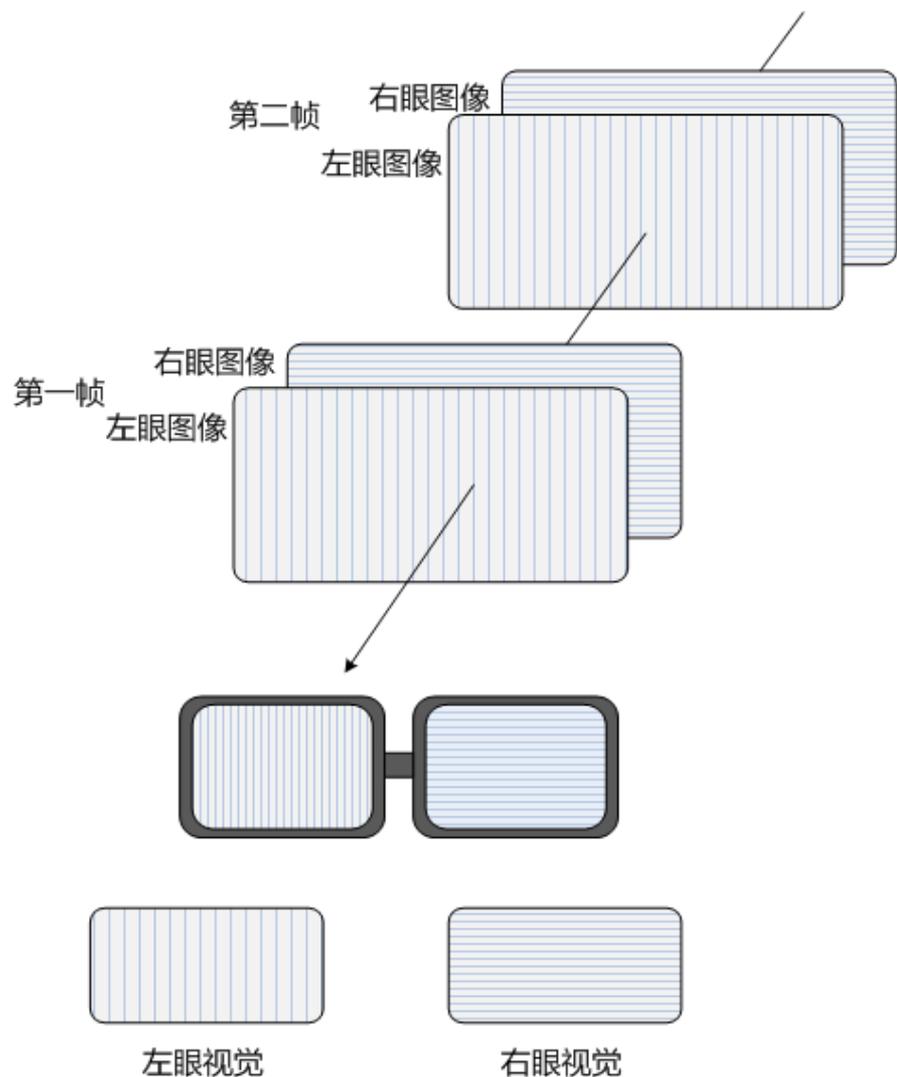


9.5 起偏与检偏，马吕斯定律

思考题

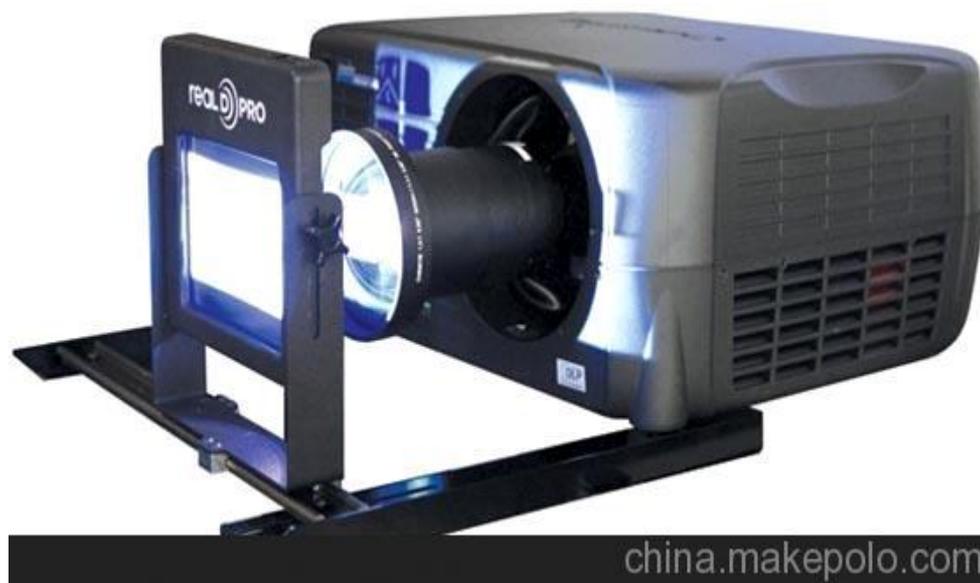
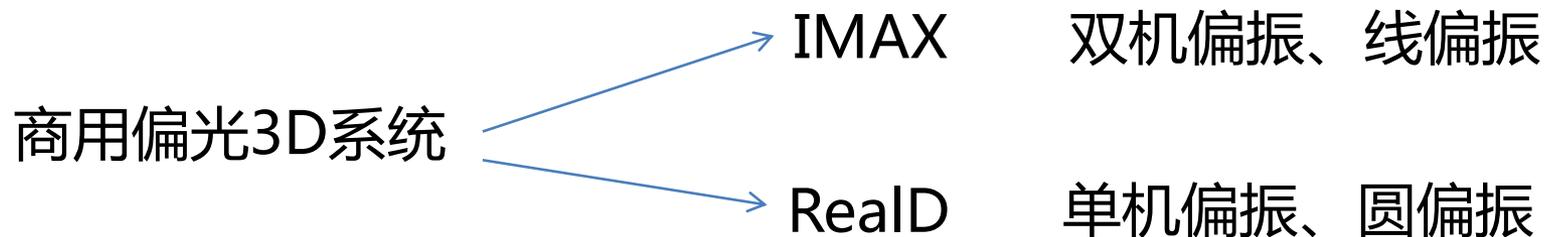
1. 圆偏振光的偏振度是多少，椭圆偏振光呢？
2. 是否可以用一个偏振片分辨出自然光和圆偏振光？

补充：偏光立体显示



偏光式立体眼镜

补充：偏光立体显示



补充：偏光立体显示

在显微镜的样品的前后加两块偏振方向相互垂直的偏振片，无样品或样品无双折射时，视野是暗的。当样品有双折射或旋光效应时，有相应的图像出现。

双折射：纤维、染色体、淀粉粒、细胞壁
旋光：生物糖、常细胞（左旋）、肿瘤细
（右旋）。



常规显微镜图像



偏光显微镜图像

作业

P245-2,3

重排版: P179: 2, 3

本节重点

1. 五种偏振光的区分
2. 起偏和检偏
3. 马吕斯定律

第二章 波动光学基本原理

第十节 光在电介质表面的反射和折射

菲涅耳公式

第十节 光在电介质表面的反射和折射

10.1 菲涅耳反射折射公式

10.2 反射率和透射率

10.3 斯托克斯倒逆关系

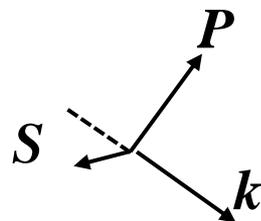
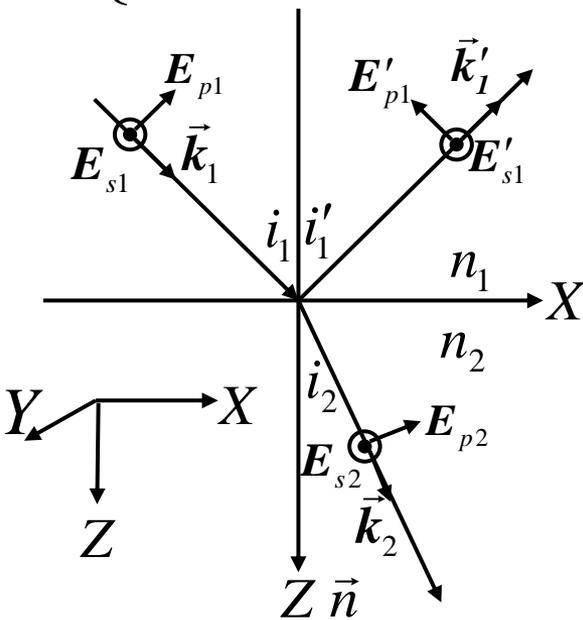
10.4 位相关系与半波损

10.5 反射、折射时的偏振现象

10.1 菲涅耳反射折射公式

光矢量的正交分解

$$\begin{cases} \vec{E}_1 = \vec{A}_1 e^{i(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \omega_1 t)} & \text{入射波} \\ \vec{E}_2 = \vec{A}_2 e^{i(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \omega_2 t)} & \text{折射波} \\ \vec{E}'_1 = \vec{A}'_1 e^{i(\vec{k}'_1 \cdot \vec{r} - \omega'_1 t)} & \text{反射波} \end{cases}$$



P分量—平行于入射面
S分量—垂直于入射面

P,S,K构成**局域**右手系，分量的正负号相对其各自的基矢而言



奥古斯丁 菲涅耳 (A.J. Fresnel)
 法国 (1788-1827)

1823年提出反射和折射公式

P振动和S振动是两个本征振动，其选取并不是任意选择的数学技巧问题。是由光与物质相互作用规律决定的物理问题

10.1 菲涅耳反射折射公式

菲涅耳公式的出发点—麦克斯韦方程组的边界条件

$$\left\{ \begin{array}{l} \oiint \vec{D} \cdot d\vec{s} = Q \\ \oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = 0 \\ \oiint \vec{E} \cdot d\vec{s} = - \iint \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{s} \\ \oint \vec{H} \cdot d\vec{l} = I + \iint \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \cdot d\vec{s} \end{array} \right.$$

麦克斯韦方程组的积分形式（普适）

用于均匀介质体内



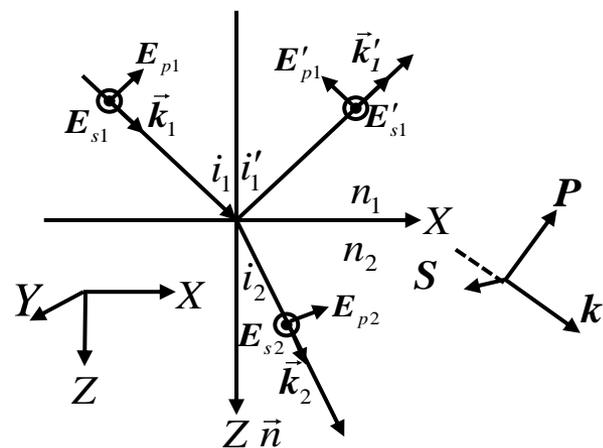
$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \cdot \vec{D} = \rho \\ \nabla \cdot \vec{B} = 0 \\ \nabla \times \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \end{array} \right.$$

麦克斯韦方程组的微分形式

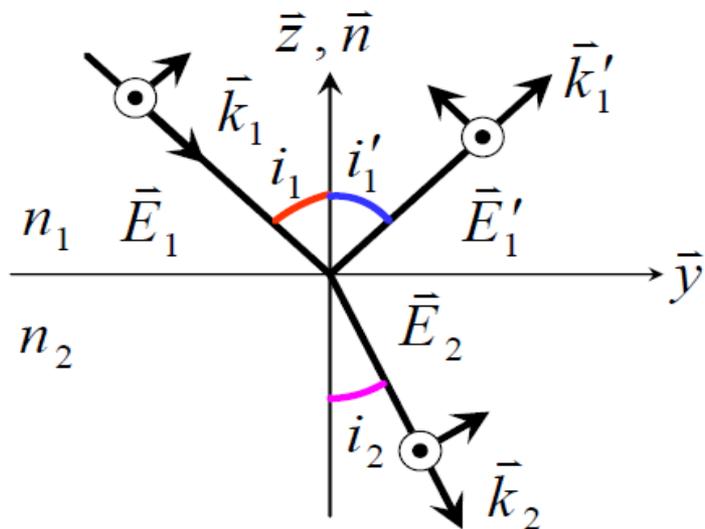


用于两种绝缘介质的分界面处

$$\left\{ \begin{array}{ll} \vec{n} \cdot (\vec{D}_1 - \vec{D}_2) = 0 & \text{电位移矢量法线分量连续} \\ \vec{n} \cdot (\vec{B}_1 - \vec{B}_2) = 0 & \text{磁感应强度矢量法线方向连续} \\ \vec{n} \times (\vec{E}_1 - \vec{E}_2) = 0 & \text{电场强度矢量切线方向连续} \\ \vec{n} \times (\vec{H}_1 - \vec{H}_2) = 0 & \text{磁场强度矢量切线方向连续} \end{array} \right.$$



$$\begin{cases} \vec{n} \times (\vec{E}_1 + \vec{E}_1') = \vec{n} \times \vec{E}_2 \\ \vec{n} \times (\vec{H}_1 + \vec{H}_1') = \vec{n} \times \vec{H}_2 \end{cases}$$



i) 反射、折射定律:

$$\vec{n} \times \vec{A}_1 e^{i(\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - \omega_1 t)} + \vec{n} \times \vec{A}_1' e^{i(\vec{k}_1' \cdot \vec{r} - \omega_1' t)} = \vec{n} \times \vec{A}_2 e^{i(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \omega_2 t)}$$

$$\omega_1 = \omega_1' = \omega_2$$

反射、折射波与入射波同频

$$\frac{\omega}{k} = v = \frac{c}{n}$$

$$\frac{k}{n} = \frac{2\pi}{n\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda_0} = k_0$$

$$\vec{k}_1 \cdot \vec{r} = \vec{k}_1' \cdot \vec{r} = \vec{k}_2 \cdot \vec{r}$$

(波矢切向分量连续)

$$k_{1y}' = k_{1y} = k_{2y}$$

共面

$$\begin{cases} (\vec{k}_1' - \vec{k}_1) \cdot \vec{r} = 0 \\ (\vec{k}_2 - \vec{k}_1) \cdot \vec{r} = 0 \end{cases}$$



$$\begin{cases} i_1' = i_1 \\ n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2 \end{cases}$$

反射

折射

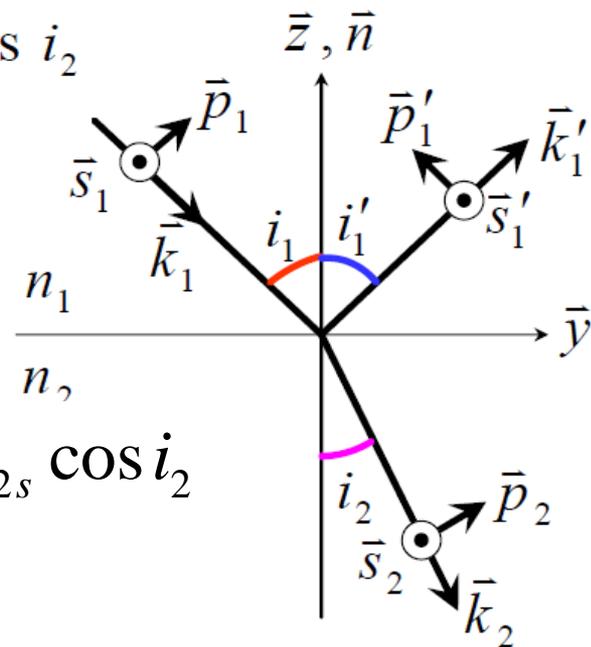
ii) s波的振幅反射系数和透射系数:

$$\begin{cases} E_{1s} + E'_{1s} = E_{2s} \\ H_{1p} \cos i_1 + H'_{1p} \cos i_1 = H_{2p} \cos i_2 \end{cases}$$

$$\begin{cases} \vec{n} \times (\vec{E}_1 + \vec{E}'_1) = \vec{n} \times \vec{E}_2 \\ \vec{n} \times (\vec{H}_1 + \vec{H}'_1) = \vec{n} \times \vec{H}_2 \end{cases}$$

$$\begin{cases} E_{1s} + E'_{1s} = E_{2s} \\ n_1 \cos i_1 E_{1s} - n_1 \cos i_1 E'_{1s} = n_2 E_{2s} \cos i_2 \end{cases}$$

$$\begin{cases} r_s = \frac{E'_{1s}}{E_{1s}} = -\frac{\sin(i_1 - i_2)}{\sin(i_1 + i_2)} \\ t_s = \frac{E_{2s}}{E_{1s}} = \frac{2 \sin i_2 \cos i_1}{\sin(i_1 + i_2)} \end{cases}$$



$$\vec{E} \perp \vec{H}$$

$$\sqrt{\epsilon\epsilon_0} E = \sqrt{\mu\mu_0} H$$

$$n \approx \sqrt{\epsilon}$$

ii) p波的振幅反射系数和透射系数:

$$\begin{cases} \vec{n} \times (\vec{E}_1 + \vec{E}'_1) = \vec{n} \times \vec{E}_2 \\ \vec{n} \times (\vec{H}_1 + \vec{H}'_1) = \vec{n} \times \vec{H}_2 \end{cases}$$

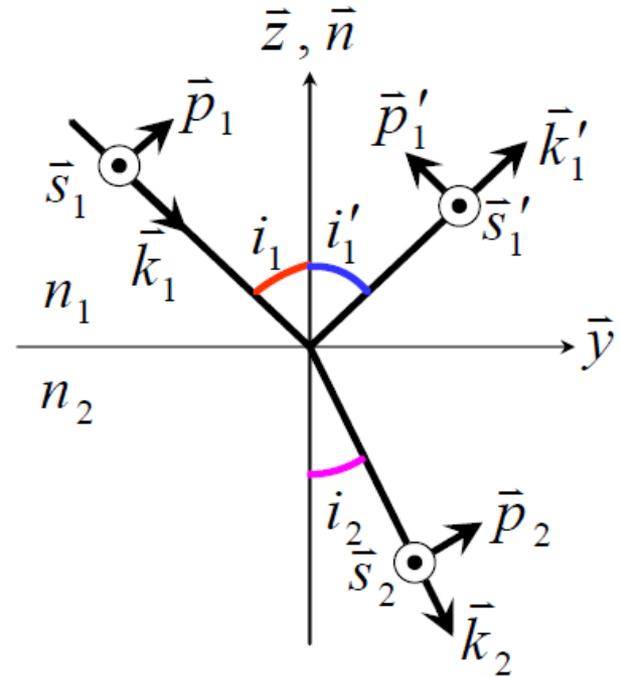
$$\begin{cases} E_{1p} \cos i_1 - E'_{1p} \cos i_1 = E_{2p} \cos i_2 \\ H_{1s} + H'_{1s} = H_{2s} \end{cases}$$



$$\begin{cases} \cos i_1 (E_{1p} - E'_{1p}) = E_{2p} \cos i_2 \\ \sin i_2 (E_{1p} + E'_{1p}) = E_{2p} \sin i_1 \end{cases}$$



$$\begin{cases} r_p = \frac{E'_{1p}}{E_{1p}} = \frac{\tan(i_1 - i_2)}{\tan(i_1 + i_2)} \\ t_p = \frac{E_{2p}}{E_{1p}} = \frac{2 \sin i_2 \cos i_1}{\sin(i_1 + i_2) \cos(i_1 - i_2)} \end{cases}$$



10.1 菲涅耳反射折射公式

菲涅耳反射公式(反射系数)

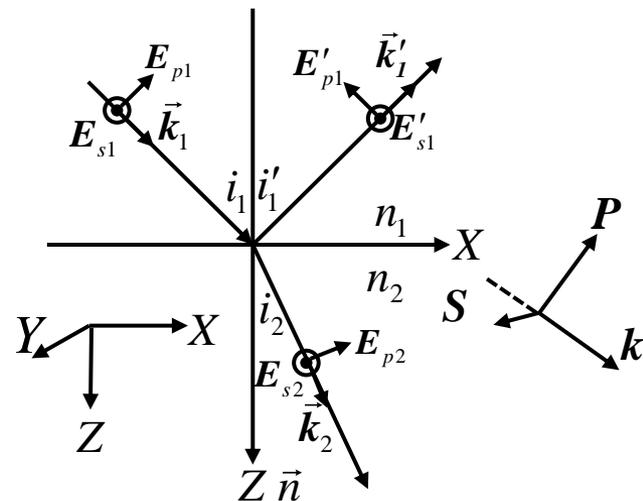
$$\tilde{r}_s = \frac{E'_{1s}}{E_{1s}} = \frac{n_1 \cos i_1 - n_2 \cos i_2}{n_1 \cos i_1 + n_2 \cos i_2} = -\frac{\sin(i_1 - i_2)}{\sin(i_1 + i_2)}$$

$$\tilde{r}_p = \frac{E'_{1p}}{E_{1p}} = \frac{n_2 \cos i_1 - n_1 \cos i_2}{n_2 \cos i_1 + n_1 \cos i_2} = \frac{\tan(i_1 - i_2)}{\tan(i_1 + i_2)}$$

菲涅耳折射公式(透射系数)

$$\tilde{t}_s = \frac{E_{2s}}{E_{1s}} = \frac{2n_1 \cos i_1}{n_1 \cos i_1 + n_2 \cos i_2} = \frac{2 \sin i_2 \cos i_1}{\sin(i_1 + i_2)}$$

$$\tilde{t}_p = \frac{E_{2p}}{E_{1p}} = \frac{2n_1 \cos i_1}{n_2 \cos i_1 + n_1 \cos i_2} = \frac{2 \sin i_2 \cos i_1}{\sin(i_1 + i_2) \cos(i_1 - i_2)}$$



10.1 菲涅耳反射折射公式

$$\begin{aligned} \frac{E'_{1s}}{E_{1s}} &= \frac{n_1 \cos i_1 - n_2 \cos i_2}{n_1 \cos i_1 + n_2 \cos i_2} = \frac{\frac{n_1}{n_2} \cos i_1 - \cos i_2}{\frac{n_1}{n_2} \cos i_1 + \cos i_2} = \frac{\frac{\sin i_2}{\sin i_1} \cos i_1 - \cos i_2}{\frac{\sin i_2}{\sin i_1} \cos i_1 + \cos i_2} \\ &= \frac{\sin i_2 \cos i_1 - \sin i_1 \cos i_2}{\sin i_2 \cos i_1 + \sin i_1 \cos i_2} = -\frac{\sin(i_1 - i_2)}{\sin(i_1 + i_2)} \end{aligned}$$

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

10.1 菲涅耳反射折射公式

$$\begin{aligned}
 \frac{E_{2s}}{E_{1s}} &= \frac{2 \sin i_2 \cos i_1}{\sin(i_1 + i_2)} = \frac{2 \sin i_2 \cos i_1}{\sin i_1 \cos i_2 + \sin i_2 \cos i_1} = \frac{2 \cos i_1}{\frac{\sin i_1}{\sin i_2} \cos i_2 + \cos i_1} \\
 &= \frac{2 \cos i_1}{\frac{n_2}{n_1} \cos i_2 + \cos i_1} = \frac{2n_1 \cos i_1}{n_1 \cos i_1 + n_2 \cos i_2} \\
 \frac{E_{2P}}{E_{1P}} &= \frac{2 \sin i_2 \cos i_1}{\sin(i_1 + i_2) \cos(i_1 - i_2)} = \frac{2 \sin i_2 \cos i_1}{\frac{1}{2} (\sin 2i_1 + \sin 2i_2)} \\
 &= \frac{2 \cos i_1}{\frac{\sin i_1 \cos i_1}{\sin i_2} + \frac{\sin i_2 \cos i_2}{\sin i_2}} = \frac{2 \cos i_1}{\frac{n_2}{n_1} \cos i_1 + \cos i_2} = \frac{2n_1 \cos i_1}{n_2 \cos i_1 + n_1 \cos i_2}
 \end{aligned}$$

10.1 菲涅耳反射折射公式

菲涅耳公式的物理意义

- (1) 菲涅耳公式反应了反射、折射瞬间，反射光、折射光与入射光之间**电场强度**的关系。
- (2) 公式中的电场分量，是电矢量或光矢量的比值。
- (3) 由于光矢量与复振幅的关系可以描述为 $U(P, t) = \tilde{E}(p)e^{-i\omega t}$

对于定态光波来说 $e^{-i\omega t}$ 相同，因此，菲涅耳公式也反映了分界面处**复振幅**的比值，是复振幅的透射率和反射率。

10.1 菲涅耳反射折射公式

菲涅耳公式适用的条件

- (1) 适用于绝缘介质。这是相对于导电介质而言的，例如光波入射于金属表面，则情况大为不同。
- (2) 适用于各向同性介质。如果光波入射到晶体表面，则情况不同于目前的分析，理论上要用介电张量代替介电常数 ϵ ，得到更复杂的类菲涅耳公式。
- (3) 适用于弱场或线性介质。若是在强电场作用下，介质极化出现了非线性项，则 $D = \epsilon\epsilon_0 E$ 的线性关系就不再成立了。
- (4) 适用于光波频段，在这一高频段，介质的磁化机制几乎冻结，磁导率 $\mu \approx 1$ ，此时光学折射率 $n = \sqrt{\epsilon\mu} \approx \sqrt{\epsilon}$ 。如果考虑磁导率，则可以得到包含 $(\epsilon_1, \mu_1), (\epsilon_2, \mu_2)$ 的更为复杂的菲涅耳公式。

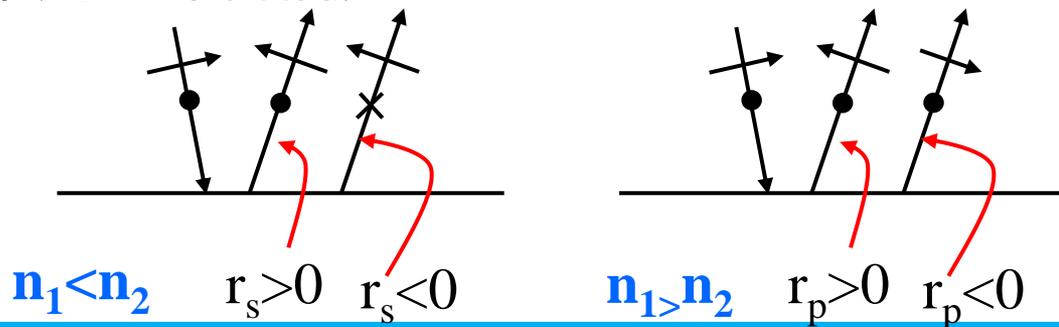
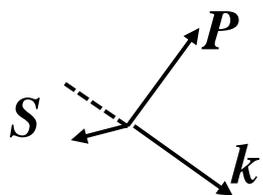
10.2 反射率和透射率

问题1：正入射时， $i_1=i_2=0$ ，此时透、反射率计算公式可以简化为

$$\begin{cases} \tilde{r}_p = \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} = -\tilde{r}_s \\ \tilde{t}_p = \tilde{t}_s = \frac{2n_1}{n_2 + n_1} \end{cases}$$

如果光线从空气 ($n_1=1$) 入射到玻璃 ($n_2=1.5$) 表面时，此时可以计算得到 $r_p=20\%$ ， $r_s=-20\%$ 。

回顾前面提到的局部坐标架的概念。当复振幅 r 反射率为正时，意味着反射电场的振动方向与反射光线的局部坐标架中的正方向一致； r 为负数时，则意味着相反。



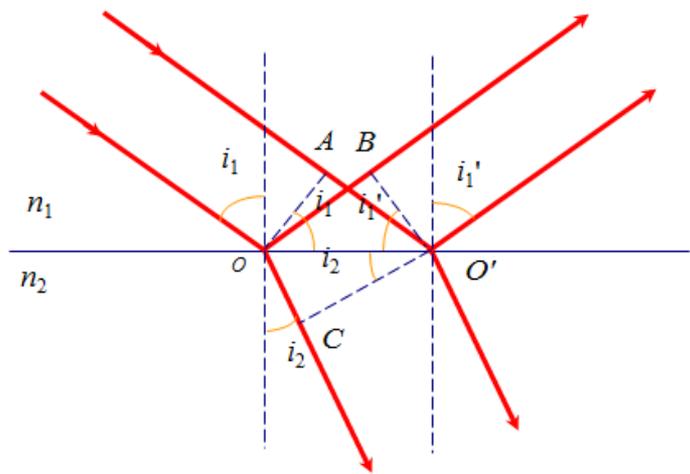
10.2 反射率和透射率

问题2：如果光线从玻璃 ($n_1=1.5$) 正入射到空气 ($n_2=1$) 表面时，此时可以计算得到 $r_p=-20\%$ ， $r_s=20\%$ ， $t_p=t_s=1.2$ ，此时出现了复振幅透射率大于1的情况。更一般的，由

强度反射率 $R_s = |\tilde{r}_s|^2$ ， $R_p = |\tilde{r}_p|^2$ 得到当 $i_1, i_2 \neq 0$ 时， $R_s + T_s \neq 1$ ， $R_p + T_p \neq 1$

强度透射率 $T_s = \frac{n_2}{n_1} |\tilde{t}_s|^2$ ， $T_p = \frac{n_2}{n_1} |\tilde{t}_p|^2$ ($I \propto n |E|^2$) 是否违背光的能量守恒定律？

问题的解释：光在不同介质中的传播速度不同，导致斜入射时透射光束的横截面与入射光束不同，能量守恒定律是指功率的守恒，而强度表示单位面积上的平均能流密度，并不是总的能流，故有可能不满足守恒定律。



以 s 表示光束的横截面积，则光束的总能流 $W=Is$ 。

对于反射光， $s'=s$ ，故有 $R_p=R_p$ ， $R_s=R_s$ 。

对于透射光， $s'=(\cos i_2/\cos i_1)s$ ，故有

$$T_s = \frac{\cos i_2}{\cos i_1} T_s = \frac{n_2 \cos i_2}{n_1 \cos i_1} |\tilde{t}_s|^2, T_p = \frac{\cos i_2}{\cos i_1} T_p = \frac{n_2 \cos i_2}{n_1 \cos i_1} |\tilde{t}_p|^2$$

根据能量守恒定律，有

$$\begin{cases} T_s + R_s = 1 \\ T_p + R_p = 1 \end{cases}$$

10.2 反射率和透射率

(1) S波

反射

光强 $R_s = \frac{I'_{1s}}{I_{1s}} = r_s^2 = \frac{\sin^2(i_1 - i_2)}{\sin^2(i_1 + i_2)}$

能流 $R_s = \frac{W'_{1s}}{W_{1s}} = R_s$

透射

光强 $T_s = \frac{I_{2s}}{I_{1s}} = \frac{n_2}{n_1} t_s^2 = \frac{n_2}{n_1} \frac{4 \sin^2 i_2 \cos^2 i_2}{\sin^2(i_1 + i_2)}$

能流 $T_s = \frac{W_{2s}}{W_{1s}} = \frac{\cos i_2}{\cos i_1} T_s = \frac{n_2 \cos i_2}{n_1 \cos i_1} \frac{4 \sin^2 i_2 \cos^2 i_2}{\sin^2(i_1 + i_2)}$

10.2 反射率和透射率

(2) P波

$$\text{反射} \left\{ \begin{array}{l} \text{光强} \quad R_p = \frac{I'_{1p}}{I_{1p}} = r_p^2 = \frac{\tan^2(i_1 - i_2)}{\tan^2(i_1 + i_2)} \\ \text{能流} \quad R_p = \frac{W'_{1p}}{W_{1p}} = R_p \end{array} \right.$$

$$\text{透射} \left\{ \begin{array}{l} \text{光强} \quad T_p = \frac{I_{2p}}{I_{1p}} = \frac{n_2}{n_1} t_p^2 = \frac{n_2}{n_1} \frac{4 \sin^2 i_2 \cos^2 i_1}{\sin^2(i_1 + i_2) \cos^2(i_1 - i_2)} \\ \text{能流} \quad T_p = \frac{W_{2p}}{W_{1p}} = \frac{\cos i_2}{\cos i_1} T_p = \frac{n_2 \cos i_2}{n_1 \cos i_1} \frac{4 \sin^2 i_2 \cos^2 i_1}{\sin^2(i_1 + i_2) \cos 2(i_1 - i_2)} \end{array} \right.$$

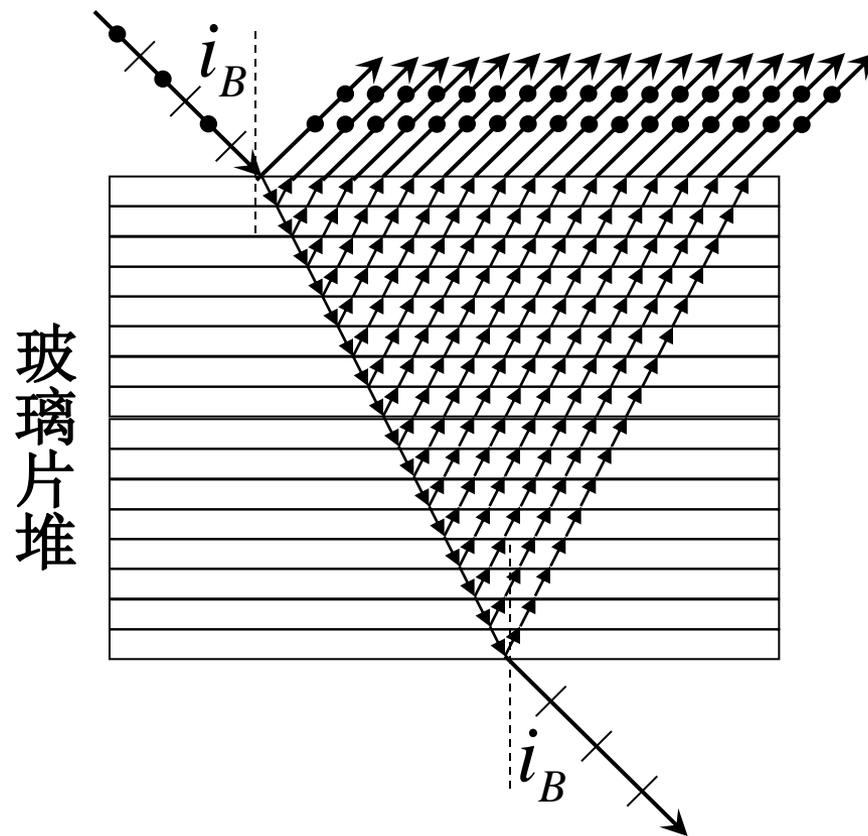
若 $i_1 + i_2 = 90^\circ$

则 $R_p = R_p = 0$ ，此时反射光中只有S分量

$i_B = \arctan \frac{n_2}{n_1}$ 布儒斯特角

s分量和p分量分别独立地按照各自的规律反射和折射，其振幅反射比和振幅透射比仅取决于光束的入射角和两种介质的折射率，并且一般不相等——反射光和透射光的两个正交偏振分量的振幅一般不相等。

以布儒斯特角入射获得线偏振光



10.2 反射率和透射率

偏光滤镜



未使用偏光滤镜

使用偏光滤镜

10.2 反射率和透射率

消除玻璃的反射影响



未加偏光镜

加偏光镜后



10.2 反射率和透射率

液晶显示图像的偏振性

未加偏光镜

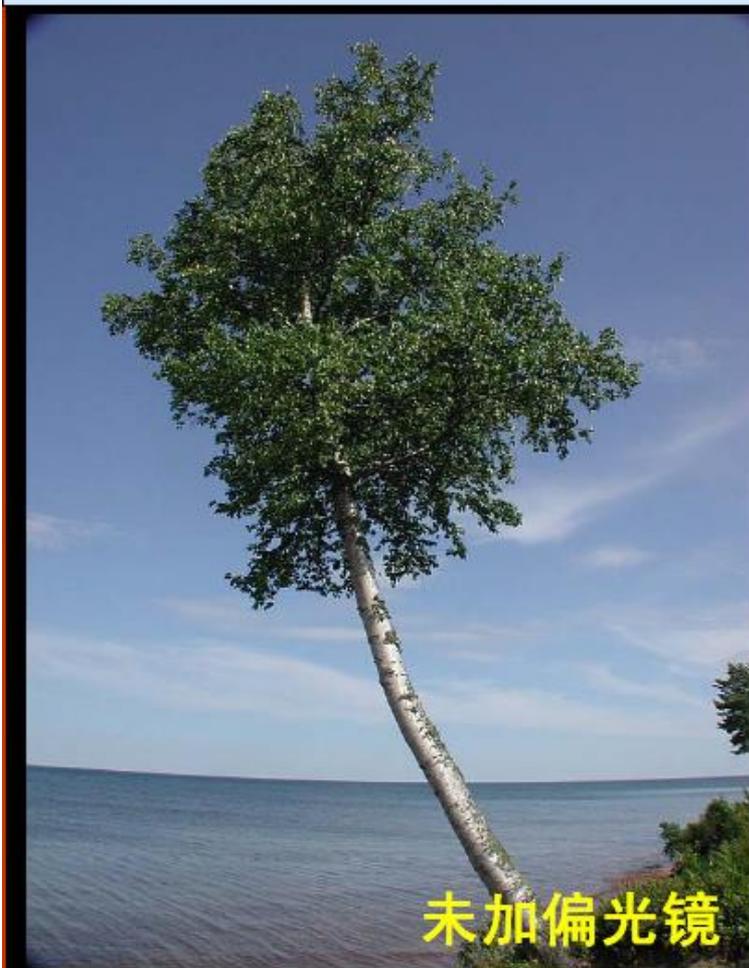


加偏光镜后



10.2 反射率和透射率

岸边的树 天边的云



10.2 反射率和透射率

水下的树影 天边的云



未加偏光镜

加偏光镜后



10.2 反射率和透射率

水下的鲤鱼



加偏光镜后



未加偏光镜

10.2 反射率和透射率

透过偏光镜的森林



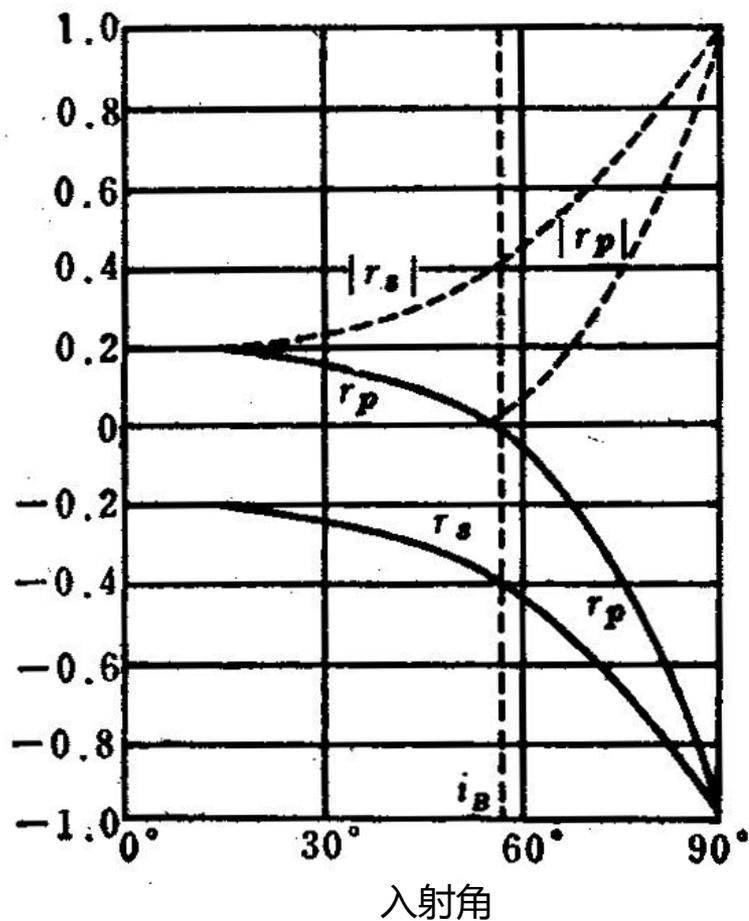
未加偏光镜



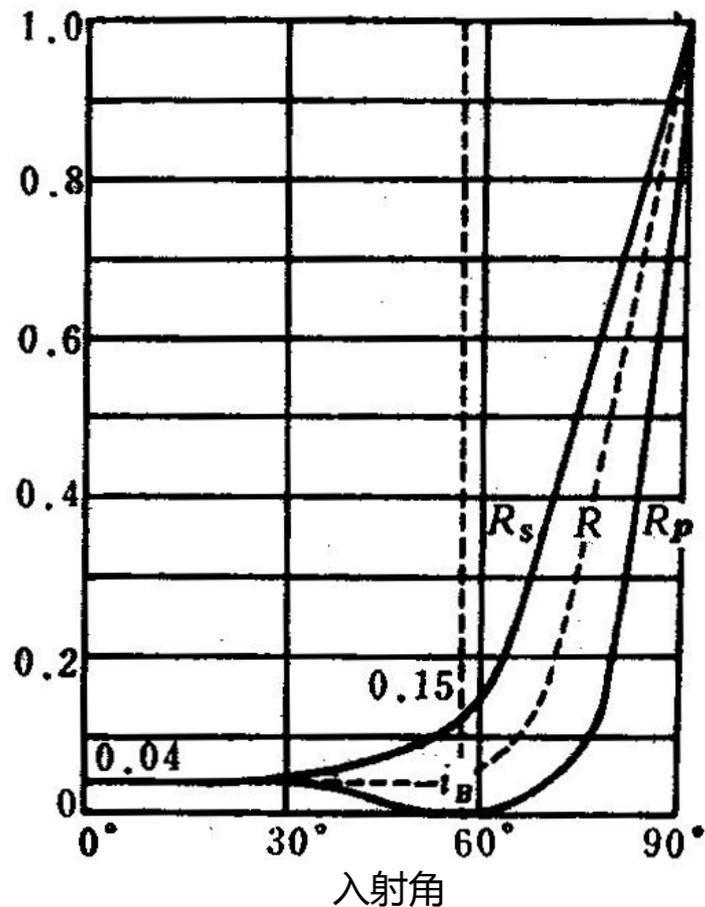
加偏光镜后

10.2 反射率和透射率

空气→玻璃 ($n=1.5$)



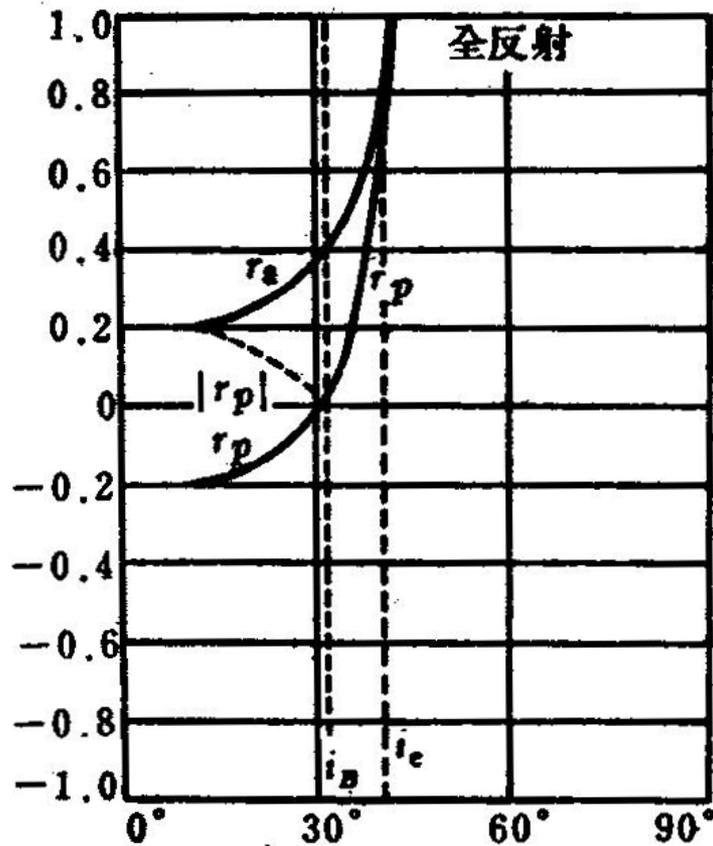
振幅反射率



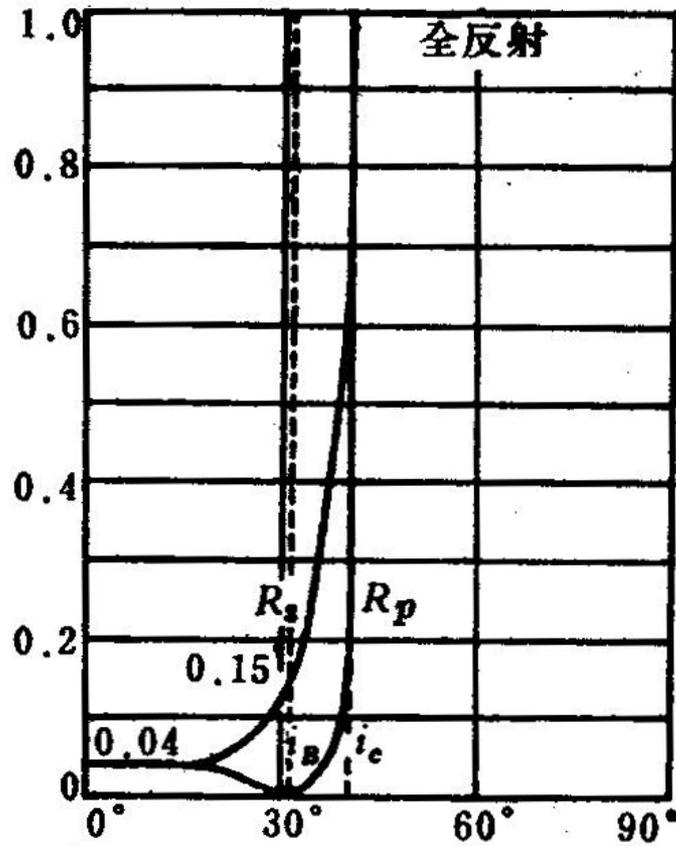
光强反射率

10.2 反射率和透射率

玻璃 ($n=1.5$) \rightarrow 空气



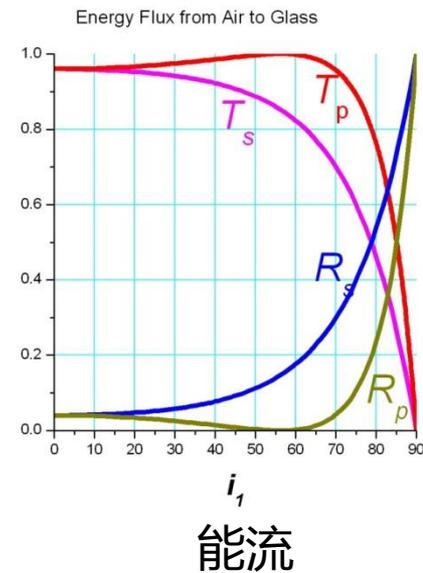
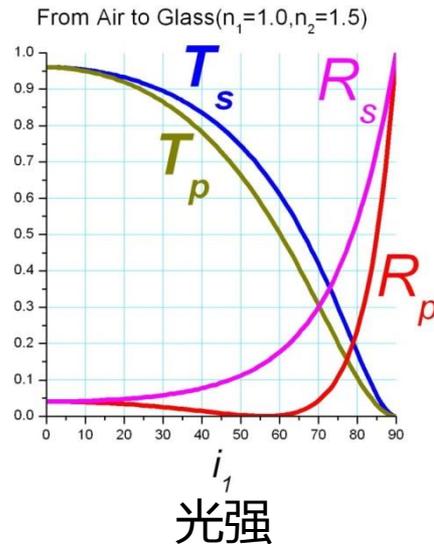
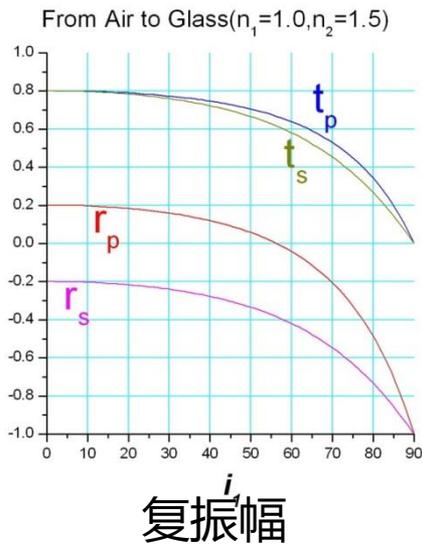
振幅反射率



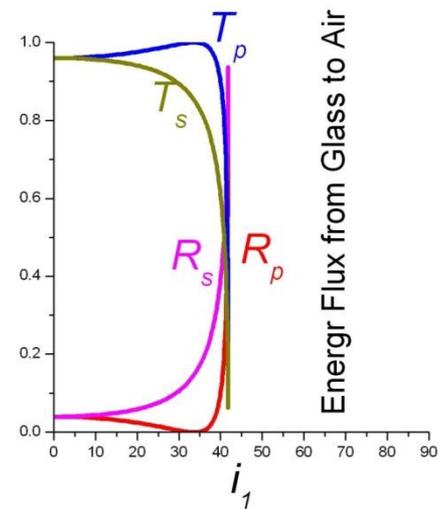
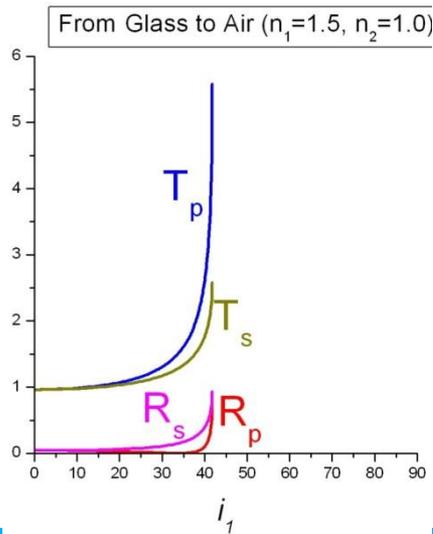
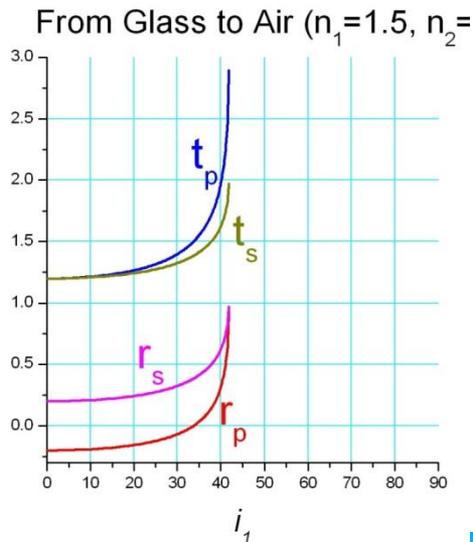
光强反射率

10.2 反射率和透射率

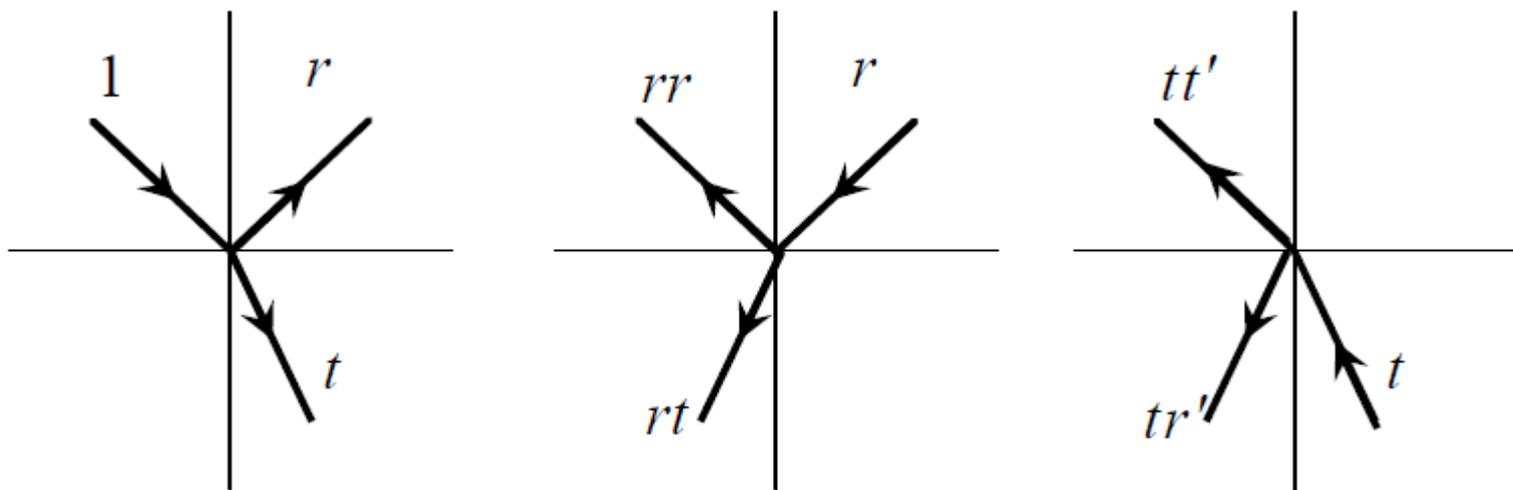
空气射向玻璃



玻璃射向空气



10.3 斯托克斯倒逆关系



由能量守恒定律得到

$$\begin{cases} r^2 + tt' = 1 \\ r' = -r \end{cases}$$

结论

无论是s分量还是p分量，其内反射与外反射的振幅反射比大小相等，符号相反，相应的振幅透射比 (t_s 与 t_s' ， t_p 与 t_p') 总是符号相同。

10.4 位相关系与半波损

如果将公式中的振动作为复振幅对待，则反射率、透射率为两个复数的比值，其幅角便是两列波的相位差。

$$E = A e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}$$

$$\tilde{t}_{(s,p)} = \frac{A_{2(s,p)} e^{i\varphi_{2(s,p)}}}{A_{1(s,p)} e^{i\varphi_{1(s,p)}}} = \frac{A_{2(s,p)}}{A_{1(s,p)}} e^{i(\varphi_{2(s,p)} - \varphi_{1(s,p)})} = |t_{(s,p)}| e^{i \arg t_{(s,p)}}$$

$$\tilde{r}_{(s,p)} = \frac{A'_{1(s,p)} e^{i\varphi'_{1(s,p)}}}{A_{1(s,p)} e^{i\varphi_{1(s,p)}}} = \frac{A'_{1(s,p)}}{A_{1(s,p)}} e^{i(\varphi'_{1(s,p)} - \varphi_{1(s,p)})} = |r_{(s,p)}| e^{i \arg r_{(s,p)}}$$

$$\text{相移因子 } \delta_{t(s,p)} = -\arg t(s,p) = \varphi_{2(s,p)} - \varphi_{1(s,p)} \quad \delta_{r(s,p)} = -\arg r(s,p) = \varphi'_{1(s,p)} - \varphi_{1(s,p)}$$

(1) 透射

$$\tilde{t}_s = \frac{2 \sin i_2 \cos i_1}{\sin(i_1 + i_2)} \quad \tilde{t}_p = \frac{2 \sin i_2 \cos i_1}{\sin(i_1 + i_2) \cos(i_1 - i_2)}$$

由于 i_1, i_2 均为锐角，因此 \tilde{t}_s 和 \tilde{t}_p 均为正实数， $\delta_t = -\arg t \equiv 0$

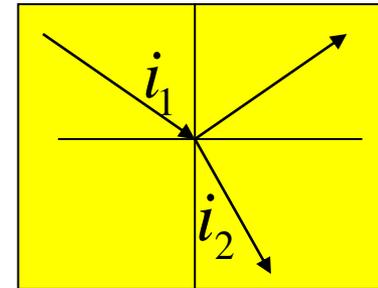
即：只要不发生全反射，透射率总是正实数，其幅角为0。

说明**折射时不会出现相位的突变。**

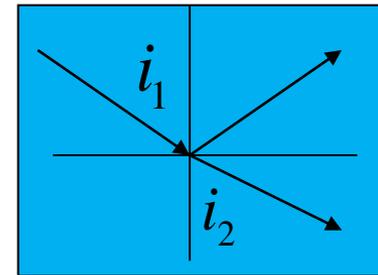
10.4 位相关系与半波损

(2) 反射 $\tilde{r}_s = -\frac{\sin(i_1 - i_2)}{\sin(i_1 + i_2)} = r_s e^{i\delta_{rs}}$ $\tilde{r}_p = \frac{\tan(i_1 - i_2)}{\tan(i_1 + i_2)} = r_p e^{i\delta_{rp}}$

	δ_{rs}	δ_{rp}
$n_1 < n_2, i_1 < i_B$	π	0
$n_1 < n_2, i_1 > i_B$	π	π
$n_1 > n_2, i_1 < i_B$	0	π
$n_1 > n_2, i_B < i_1 < i_C$	0	0
$n_1 > n_2, i_1 > i_C$	0~ π	0~ π



$n_1 < n_2$



$n_1 > n_2$

$$\left\{ \begin{array}{l} n_1 < n_2 (i_1 > i_2), \begin{cases} i_1 < i_B : \delta_{rp} = 0 \\ i_1 > i_B : \delta_{rp} = \pi \end{cases} \delta_{rs} \equiv \pi \\ n_1 > n_2 (i_1 < i_2, i_1 < i_c), \begin{cases} i_1 < i_B : \delta_{rp} = \pi \\ i_1 > i_B : \delta_{rp} = 0 \end{cases} \delta_{rs} \equiv 0 \end{array} \right.$$

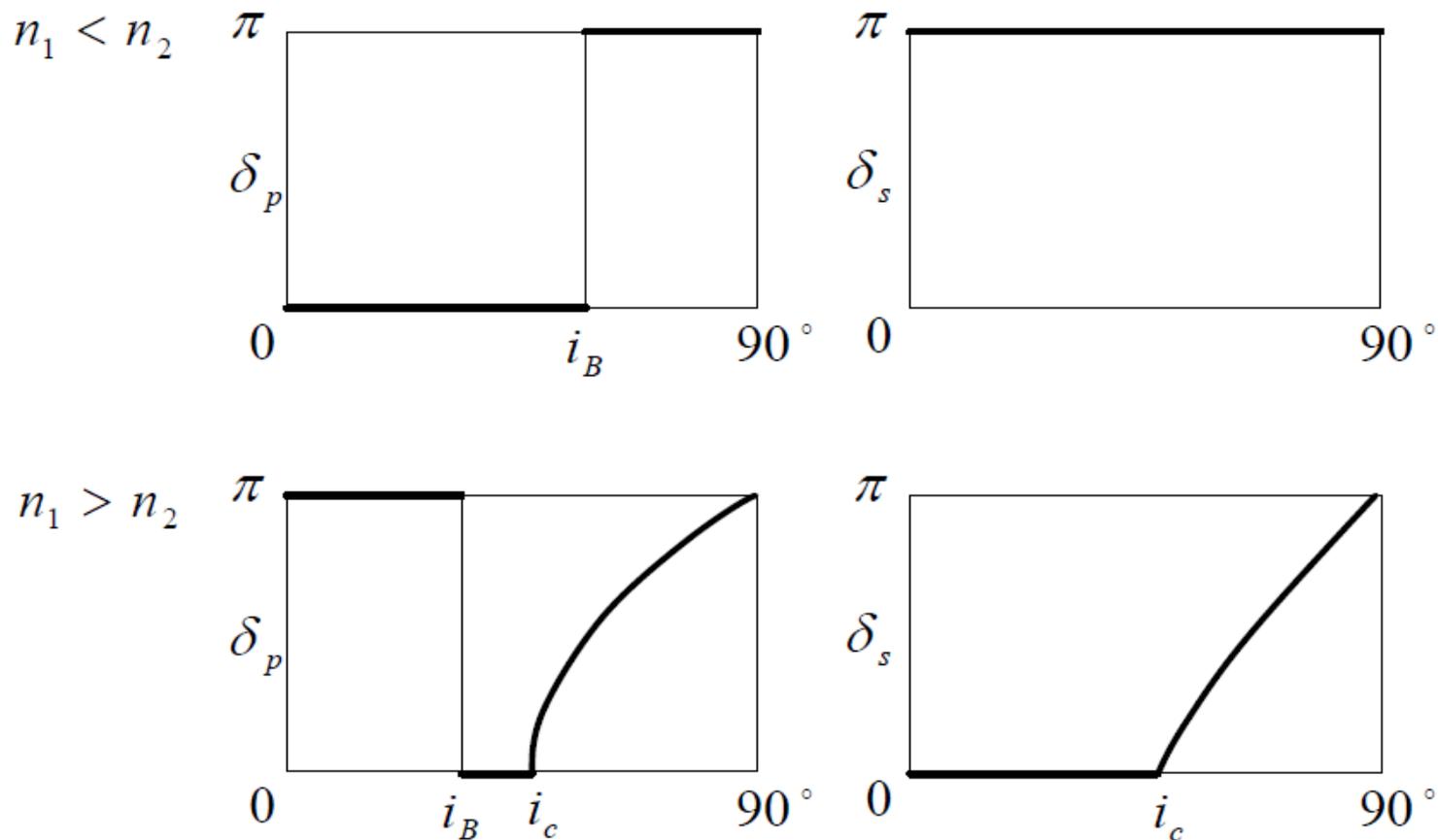
$$\sin i_C = \frac{n_2}{n_1}$$

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

$$i_C > i_B$$

10.4 位相关系与半波损

反射波的位相差



此处的位相（正负）是相对所取坐标系定义的，并不意味着实际的反方向，仅在少数情况有实际意义。

10.4 位相关系与半波损

$$\tilde{r}_s = -\frac{\sin(i_1 - i_2)}{\sin(i_1 + i_2)} = \frac{n_1 \cos i_1 - n_2 \cos i_2}{n_1 \cos i_1 + n_2 \cos i_2}$$

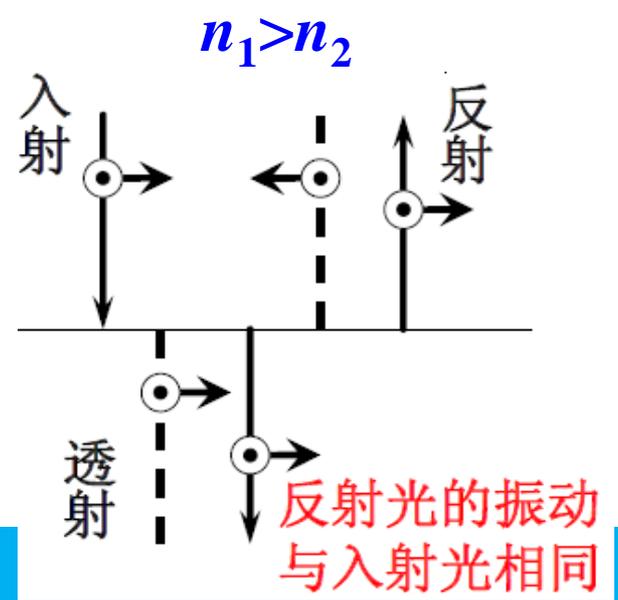
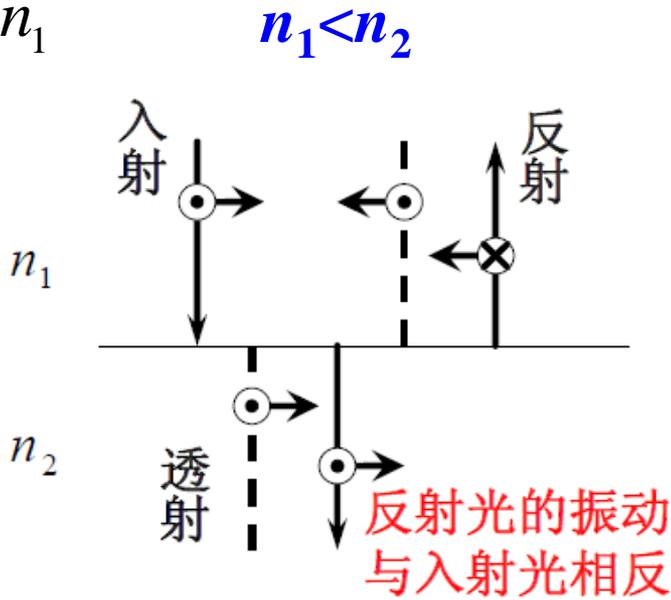
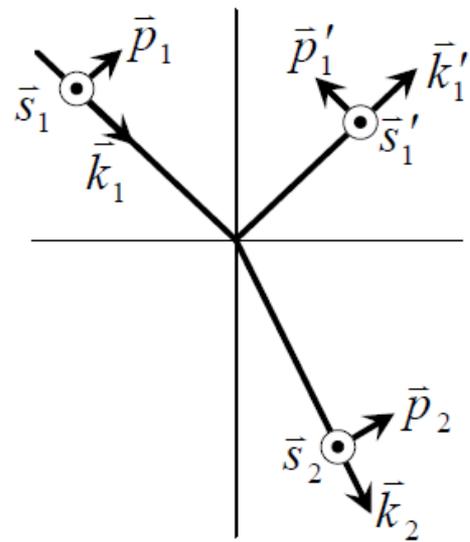
例：正入射时，反射光 p, s 分量的位相改变

$$\tilde{r}_p = \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1}$$

$$\tilde{r}_s = \frac{n_1 - n_2}{n_2 + n_1}$$

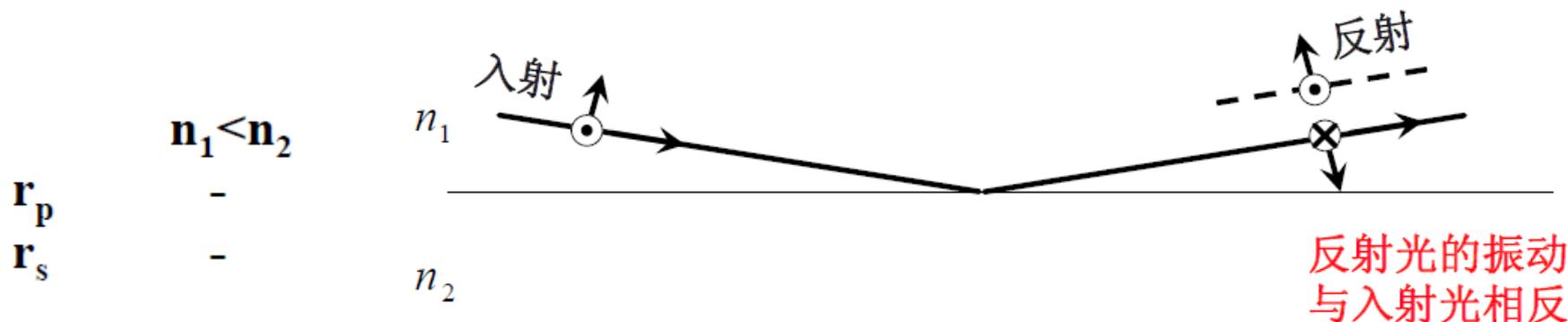
$$\tilde{t}_p = \tilde{t}_s = \frac{2n_1}{n_2 + n_1}$$

	$n_1 < n_2$	$n_1 > n_2$
r_p	+	-
r_s	-	+
t_p	+	+
t_s	+	+



10.4 位相关系与半波损

例： $n_1 < n_2$ ，掠入射时，反射光 p 、 s 分量的位相改变



半波损

$$\Delta L' = \Delta L \pm \frac{\lambda}{2}$$

正入射或掠入射时，当光从光疏媒质向光密媒质传播时，反射光的 $\lambda/2$ 附加光程差称为半波损失。从光密媒质向光疏媒质传播时的反射、以及透射光没有半波损失。

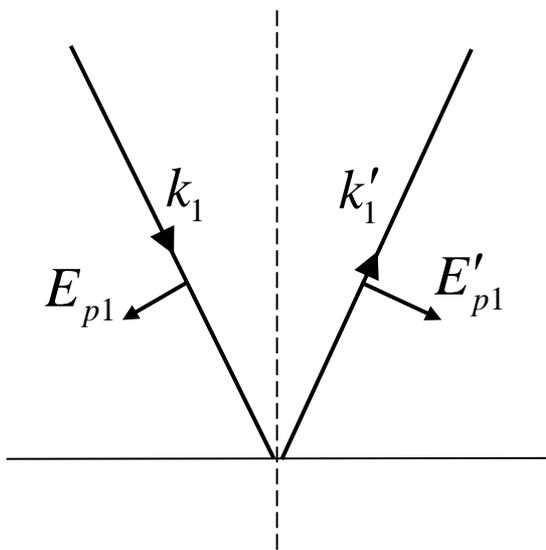
10.4 位相关系与半波损

特殊情况的讨论：

垂直入射时，有时反射光的电矢量并未倒转，但也被视为产生了半波损失。

例如：入射光只有 p 分量， $n_1 < n_2$ ，
从菲涅耳公式可以得到

$$\frac{E'_{p1}}{E_{p1}} > 0$$

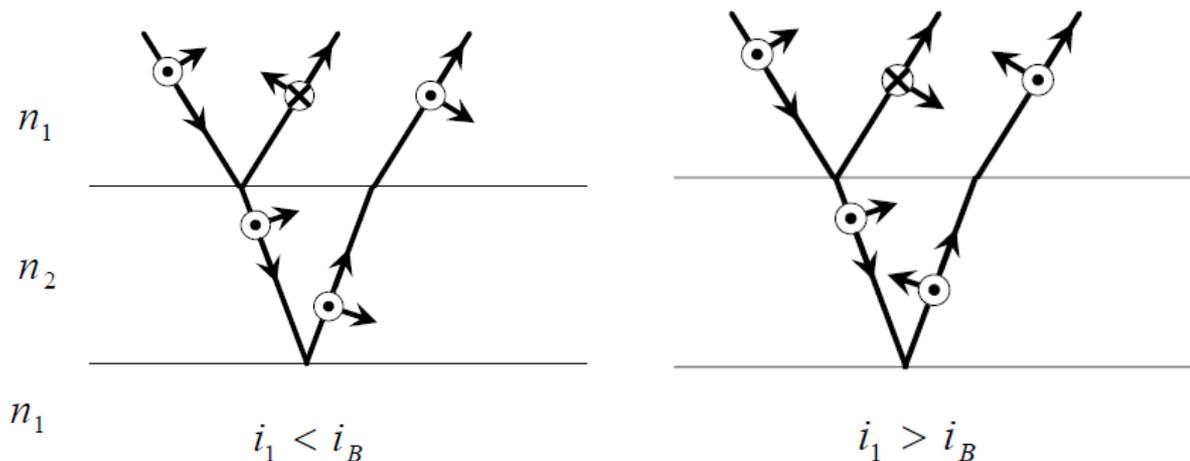


这一结果意味着反射光的电矢量相对于局域坐标架来说并未翻转。但是如果反射光和入射光做对比，可以看到分界面处，两者的电矢量方向确实是相反的，因此这种情况也会被认为有半波损失。

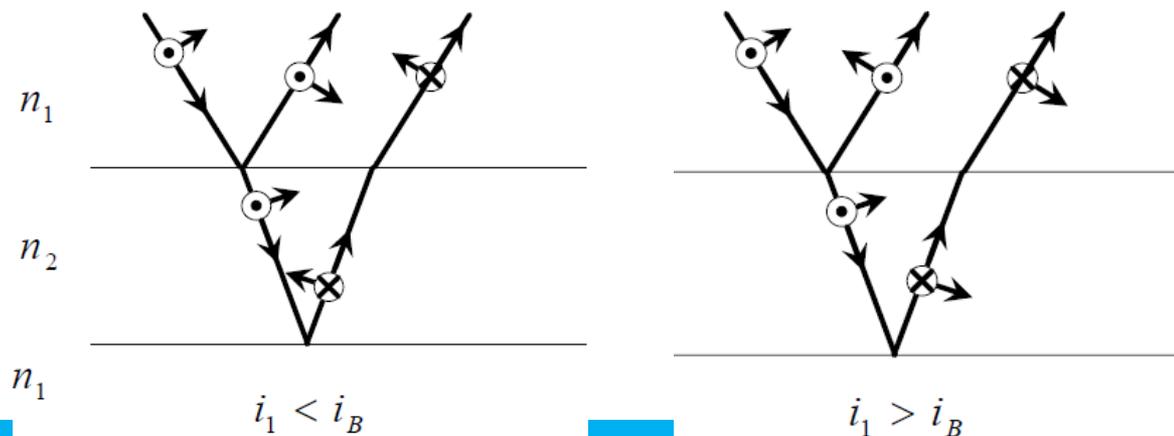
10.4 位相关系与半波损

斜入射情况下，反射光相对入射光的相位变化一般较为复杂，但经同一分界面的内、外反射所得两束反射光之间一定存在半波损失。

$$n_1 < n_2$$



$$n_1 > n_2$$



10.5 反射、折射时的偏振现象

反射、折射时偏振现象的总结

- (1) 自然光入射时，反射光和透射光均为部分偏振光。
- (2) 圆偏振光入射时，反射光和透射光均为椭圆偏振光。
- (3) 一般情况下线偏振光入射时，反射光和透射光仍为线偏振光，但振动面相对于原入射光有一定偏转。
- (4) 全反射条件下线偏振光入射时，反射光一般是椭圆偏振光。此时要求入射光线偏振方向与入射面之间的夹角不是 0 或 $\pi/2$ ，这是为了保证p分量和s分量同时存在。
- (5) 以布儒斯特角入射，反射光是s线偏振光。

思考：正入射时，若入射光为右旋偏振光，反射光会是什么状态？

10.5 反射、折射时的偏振现象

例：光线以布儒斯特角入射平板玻璃的分析

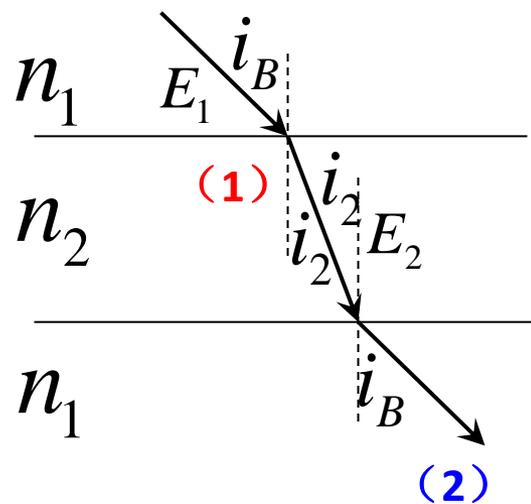
经过一个界面后， s 分量的振幅之比为

$$\begin{aligned} \left| \frac{E_{2s}}{E_{1s}} \right| &= \frac{2n_1 \cos i_1}{n_1 \cos i_1 + n_2 \cos i_2} = \frac{2 \sin i_2 \cos i_1}{\sin(i_2 + i_1)} \\ &= \frac{2 \sin i_2 \cos i_B}{\sin(i_2 + i_B)} = \frac{2 \sin(\pi/2 - i_B) \cos i_B}{\sin \pi/2} = 2 \cos^2 i_B = 2 \sin^2 i_2 \end{aligned}$$

p 分量的振幅之比为

$$i_2 + i_B = \frac{\pi}{2}$$

$$\begin{aligned} \left| \frac{E_{2p}}{E_{1p}} \right| &= \frac{2n_1 \cos i_1}{n_2 \cos i_1 + n_1 \cos i_2} = \frac{2 \sin i_2 \cos i_1}{\sin(i_1 + i_2) \cos(i_1 - i_2)} \\ &= \frac{2 \sin i_2 \cos i_B}{\sin(i_B + i_2) \cos(i_B - i_2)} = \frac{2 \sin i_2 \sin i_2}{\sin(\pi/2) \cos(\pi/2 - i_2 - i_2)} = \frac{2 \sin^2 i_2}{\sin(2i_2)} = \tan i_2 = \frac{n_1}{n_2} \end{aligned}$$



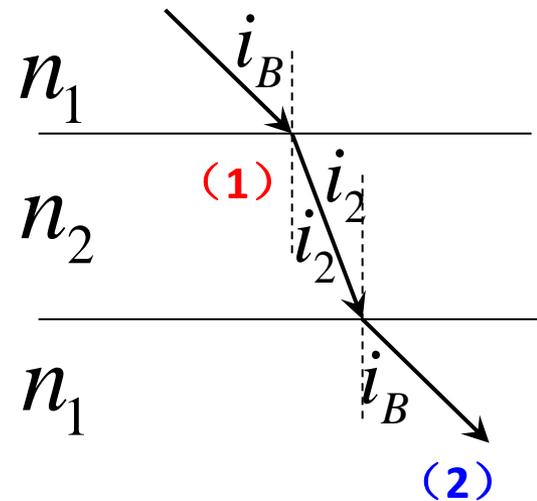
10.5 反射、折射时的偏振现象

例：光线以布儒斯特角入射平板玻璃的分析

$$(A_{2s})^{(1)} = A_{1s} \cdot 2 \sin^2 i_2 \quad (A_{2p})^{(1)} = A_{1p} \tan i_2$$

$$\begin{aligned} (A_{2s})^{(2)} &= (A_{1s} 2 \sin^2 i_2) 2 \sin^2 i_B \\ &= A_{1s} (2 \sin i_2 \cos i_2)^2 = A_{1s} \sin^2 (2i_2) \end{aligned}$$

$$(A_{2p})^{(2)} = (A_{1p} \tan i_2) \tan i_B = A_{1p} \tan i_2 \tan\left(\frac{\pi}{2} - i_2\right) = A_{1p}$$



$$(A_{2s})^{(2n)} = A_{1s} \sin^{2n} (2i_2)$$

$$(A_{2p})^{(2n)} = A_{1p}$$

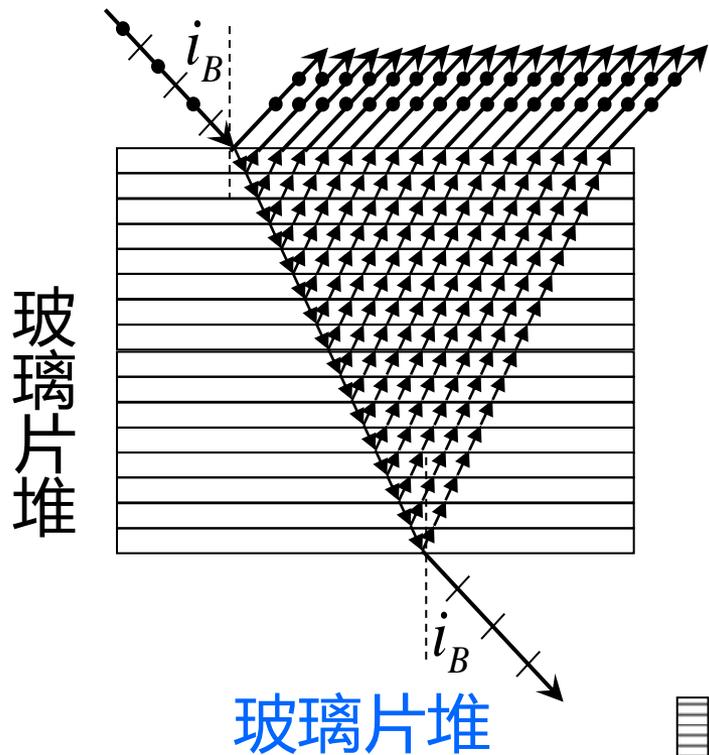
$$n \rightarrow \infty \quad (A_{2s})^{(2n)} \rightarrow 0$$

透射光中P分量保持不变

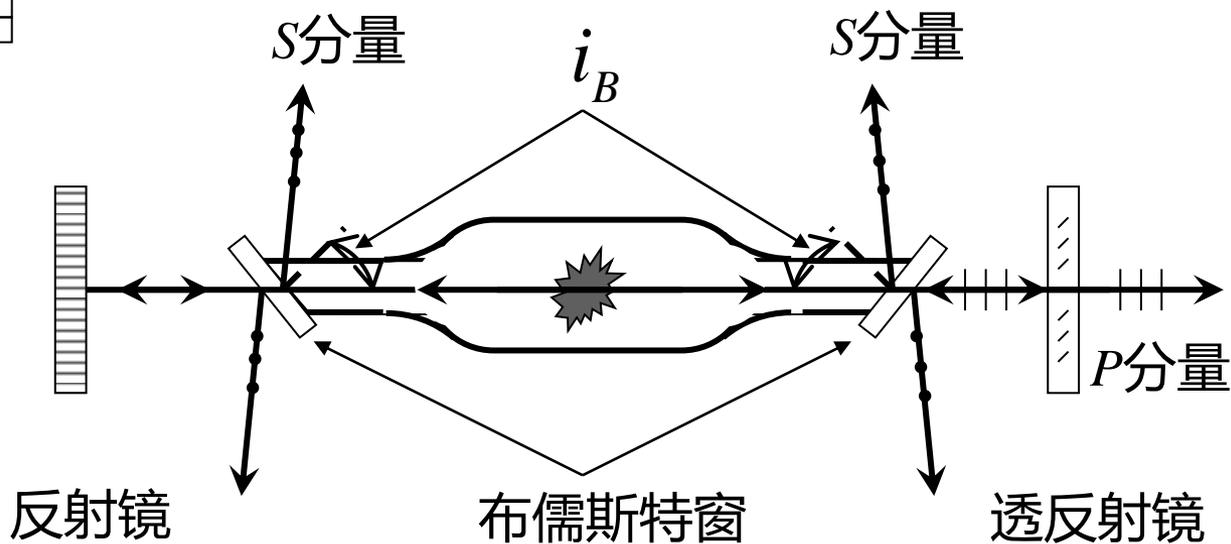
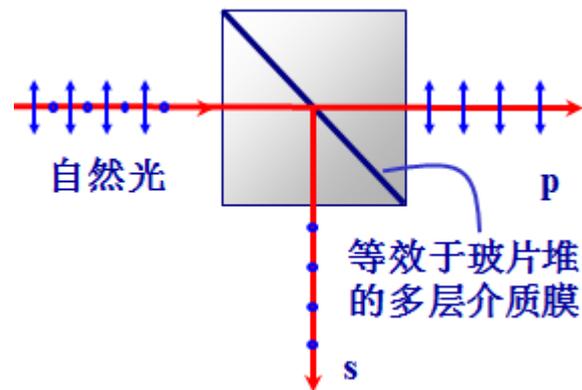
经过大量的玻璃平板后

透射光中没有S分量

10.5 反射、折射时的偏振现象



偏振分束器



使用了布儒斯特窗的激光器

激光器的谐振腔

作业

P264-3,4,7,10

重排版： P193： 3,4,7,10

思考题：

1. 为什么说S、P分量是两个本征的振动矢量？请试进行说明。
（提示，可以假设入射光仅由P分量或S分量，从电磁场边界条件着手分析）。
2. 在线偏振光入射的情况下，反射光是否有可能是圆偏振光？
如果可能，需要满足什么条件？

本节重点

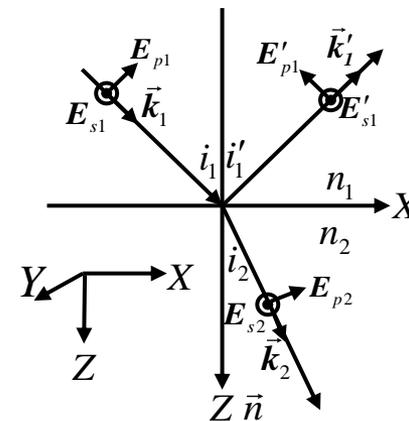
1. 菲涅耳反射折射公式
2. 理解能量守恒在菲涅尔公式中的体现
3. 坐标架、光矢量方向和位相关关系的理解
4. 斯托克斯倒逆关系的理解和应用
5. 布儒斯特角的概念和应用

补充：隐失波（衰逝波）

全反射和衰逝波(evanescent wave)

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

$$k_2 = \frac{n_2}{n_1} k_1$$



$$\frac{\omega}{k} = v = \frac{c}{n}$$

$$k_z = \sqrt{k_2^2 - k_{2x}^2} \quad (\text{矢量合成及勾股定理})$$

$$\frac{k}{n} = \frac{2\pi}{n\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda_0} = k_0$$

$$= \sqrt{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 k_1^2 - k_1^2 \sin^2 i_1}$$

$$= k_1 \sqrt{\left(n_2 / n_1\right)^2 - \sin^2 i_1}$$

$$= k_1 \sqrt{\sin^2 i_c - \sin^2 i_1} = k_2 \cos i_2$$

补充：隐失波（衰逝波）

$$i_c = \arcsin \left(\frac{n_2}{n_1} \right)$$

当 $n_1 < n_2$, $i_1 > i_c$ 时, k_{2z} 和 i_2 无实数解:

$$k_{2z} = i \frac{2\pi}{\lambda_1} \sqrt{\sin^2 i_1 - \sin^2 i_c} = i\kappa$$

$$\vec{E}_2 = \vec{A}_2 e^{i(\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - \omega_2 t)} = \vec{A}_2 e^{-\kappa z} e^{i(k_{2y} y - \omega_2 t)}$$

即媒质2内的折射波沿深度方向按指数衰减, 称为衰逝波 (evanescent wave), 其穿透深度定义为:

$$d_z = \frac{1}{\kappa} = \frac{\lambda_1}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{\sin^2 i_1 - \sin^2 i_c}}$$

d_z 与波长同一量级

衰失波波矢的定义、横波性都成问题!

补充：隐失波（衰逝波）

$$k_1 \sqrt{\sin^2 i_c - \sin^2 i_1} = k_2 \cos i_2$$

反射波：

$$r_s = \frac{\cos i_1 - i \sqrt{\sin^2 i_1 - \sin^2 i_c}}{\cos i_1 + i \sqrt{\sin^2 i_1 - \sin^2 i_c}}$$

$$r_p = \frac{n_2^2 \cos i_1 - i n_1^2 \sqrt{\sin^2 i_1 - \sin^2 i_c}}{n_2^2 \cos i_1 + i n_1^2 \sqrt{\sin^2 i_1 - \sin^2 i_c}}$$

$$= \frac{n_2}{n_1} k_1 \cos i_2$$

$$\delta_s = -2 \arctan \frac{\sqrt{\sin^2 i_1 - \sin^2 i_c}}{\cos i_1}$$

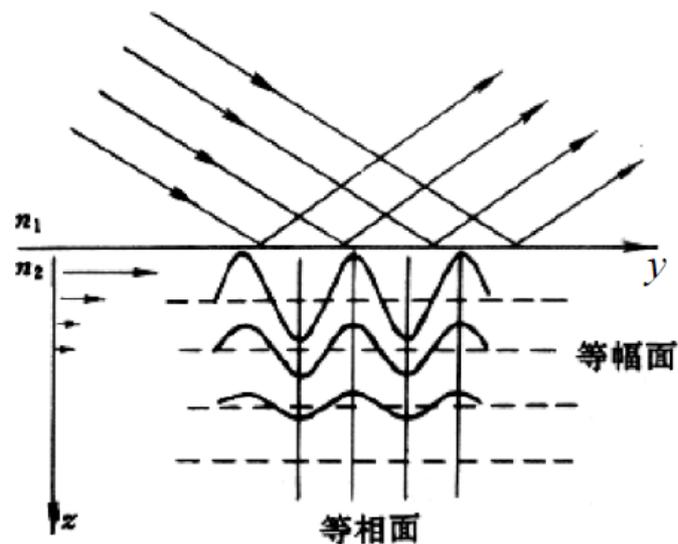
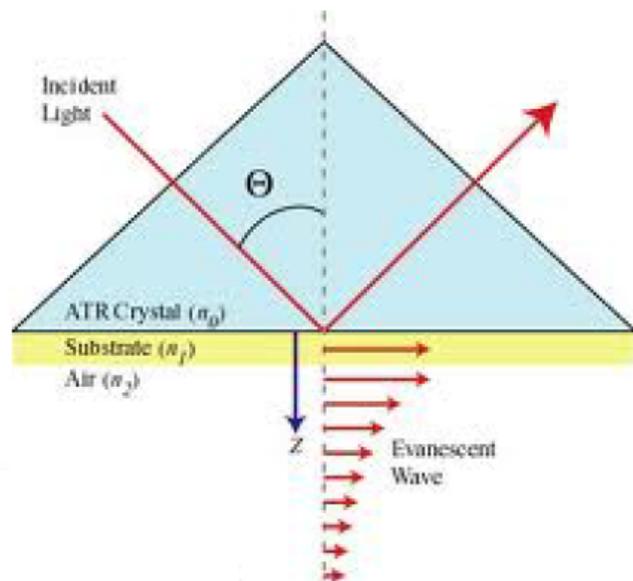
$$\delta_p = -2 \arctan \frac{n_1 \sqrt{\sin^2 i_1 - \sin^2 i_c}}{n_2 \cos i_1}$$

此时，媒质2内的平均能流为零，发生全反射：

$$|r_s| = |r_p| = 1$$

补充：隐失波（衰逝波）

衰逝波、隐失波(evanescent wave): $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-\kappa z} e^{i(k_y y - \omega t)}$



沿界面深度方向指数衰减，不能传播到远场。

- y 方向：行波， z 方向：非波；
- 等幅面与等相面不一致：等幅面平行于界面，等相面垂直于界面；
- 非单纯横波。

补充：隐失波（衰逝波）

衰逝波不是单纯的横波：

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-\kappa z} e^{i(k_y y - \omega t)}$$

从麦克斯韦方程组：

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0$$

得：

$$(ik_y E_{0y} - \kappa E_{0z}) e^{-\kappa z} e^{i(k_y y - \omega t)} = 0$$

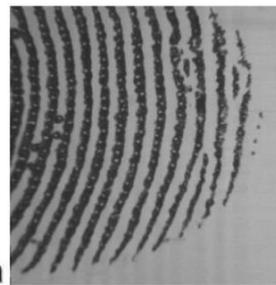
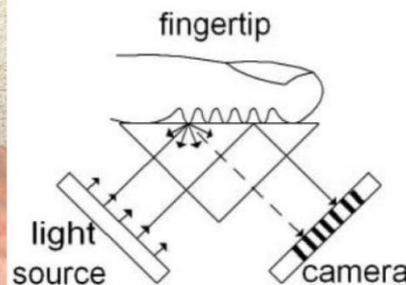
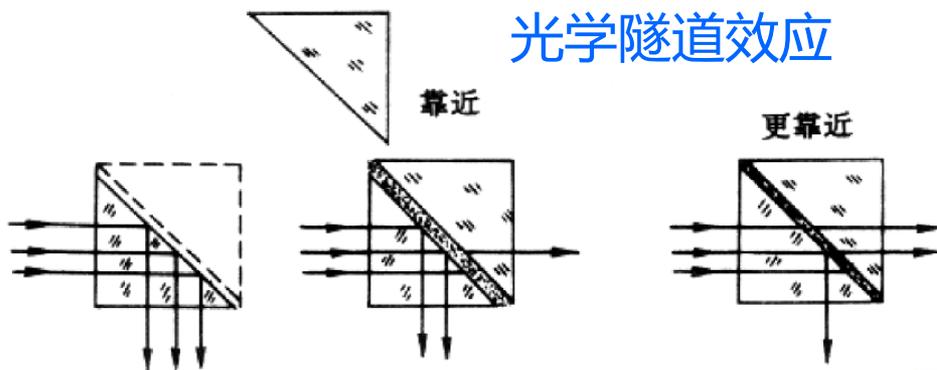
$$\frac{E_{0y}}{E_{0z}} = -i \frac{\kappa}{k_y} = -i \frac{\sqrt{\sin^2 i_1 - \sin^2 i_c}}{\sin i_1}$$

无论沿等幅面还是等相面的法线方向，都既有纵波、也有横波成分，而且两者位相差 $\pi/2$ 。

补充：隐失波（消逝波）

应用

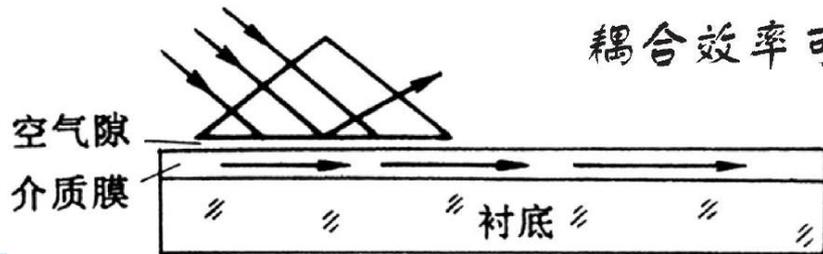
光学隧道效应

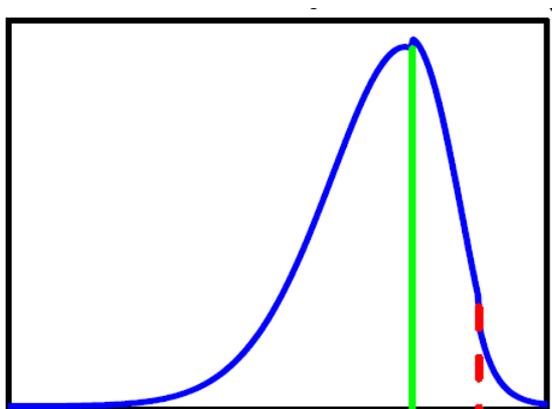
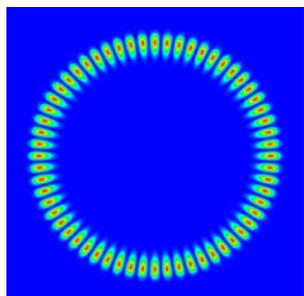
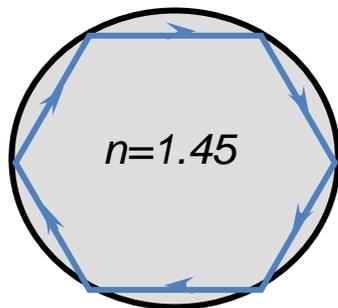
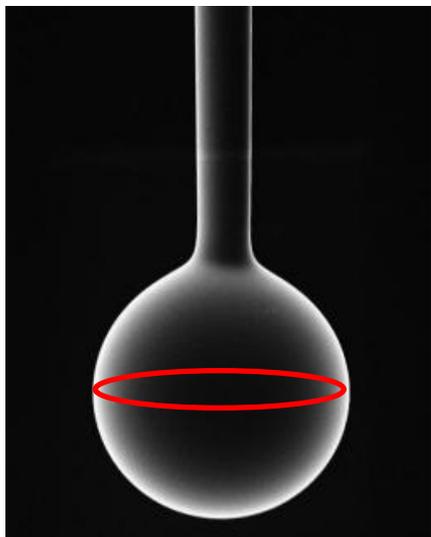


指纹采集

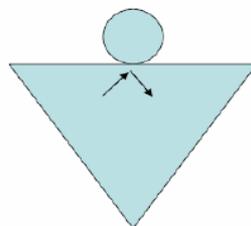
实现光波导

耦合效率可达 80%



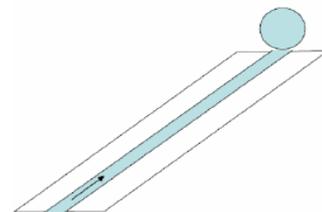


常用的耦合方式



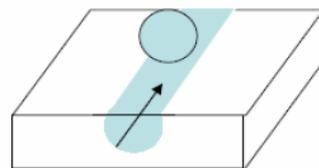
棱镜耦合

(a)



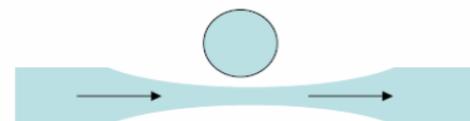
斜切光纤端耦合

(b)



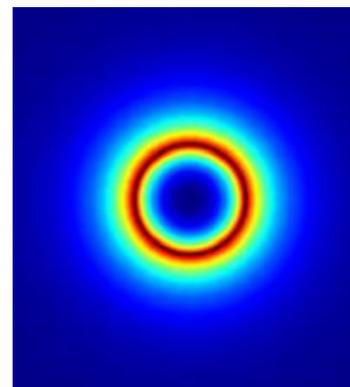
半剖光纤耦合

(c)



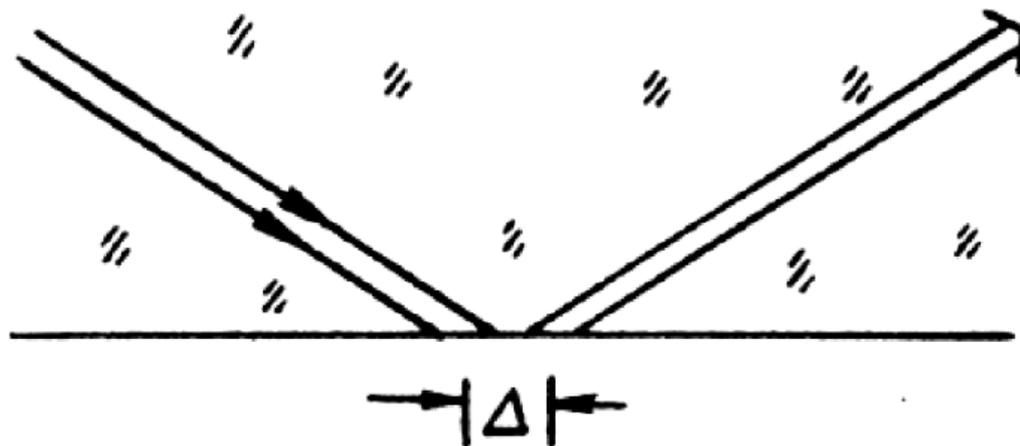
光纤锥波导耦合

(d)



补充：隐失波（消逝波）

古斯-哈恩森位移的物理解释



有限截面的光束从光密介质1进入光疏介质2、且入射角大于临界角时，光束在界面将发生全反射。反射光束相对于入射光束沿界面将产生一位置移动 Δ ，称为**Goos-Hänchen**位移。

F. Goos and H. Hänchen, Ann. Phys. Lpz. (6) 1 (1947) 333.

F. Goos and H. Lindberg-Hänchen, Ann. Phys. Lpz. (6) 5 (1949) 251.