

24.3 反射和折射时光的偏振

1. 光在电介质表面的反射和折射 菲涅耳公式

在光的电磁理论建立以前，**1823**年法国的**菲涅耳**把光当作弹性波，导出了反射光和透射光的相对振幅，进一步说明了反射定律和折射定律。不过，这只是唯象的，缺乏统一性的本质说明。后来又重新用电磁场理论导出有关的关系式。**亥姆霍兹**在**1870**年首先得到了边值关系，**1877**年**洛伦兹**又从边值关系推导出光在两种介质界面上的传播规律。

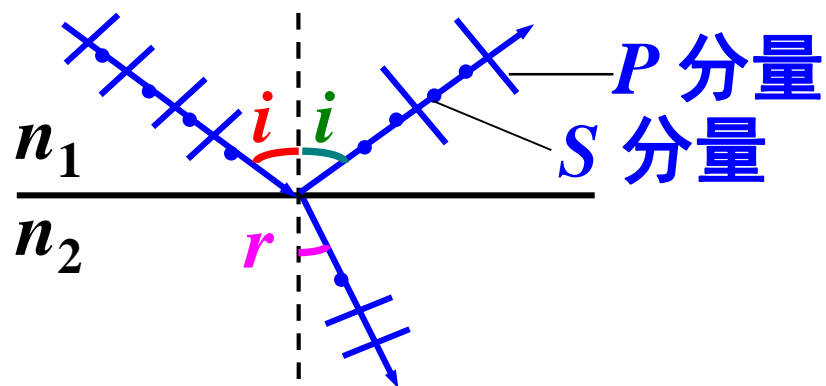


菲涅耳

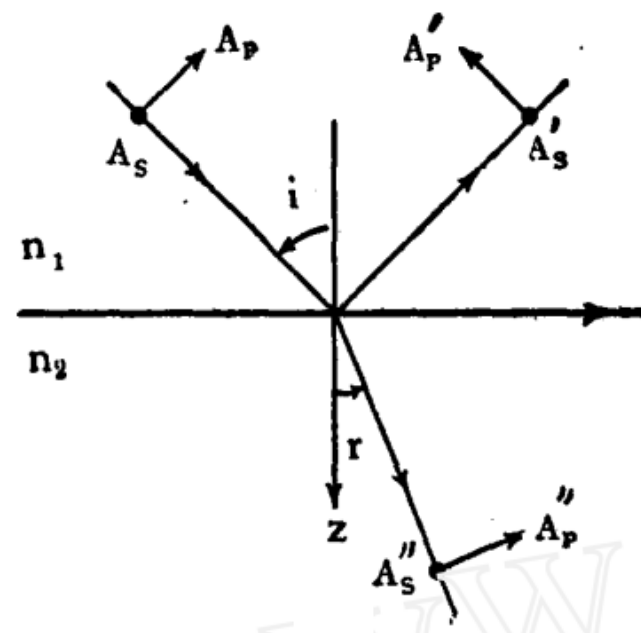
(A.J. Fresnel, 1788-1827)

为了便于运算，可将光波分解为两种线偏振光。一种偏振方向垂直于入射面，叫做s光（或 π 光，或TM波），另一种偏振方向平行于入射面，叫做p光（或 σ 光，或TE波）。

s和 p分别取自德文senkrecht（垂直）和parallel（平行）的首字母。



自然光反射和折射后成为部分偏振光



规定的s光和p光的参考方向不同，会使某些公式的符号不同。

p光

各矢量的方向以图中所示为正方向

$$E_1 \cos i_1 - E_1' \cos i_1 = E_2 \cos i_2 \quad (1)$$

$$H_1 + H_1' = H_2 \quad (2)$$

$$H = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{\mu_0 \mu_r}} E \quad (3)$$

在非铁磁介质中

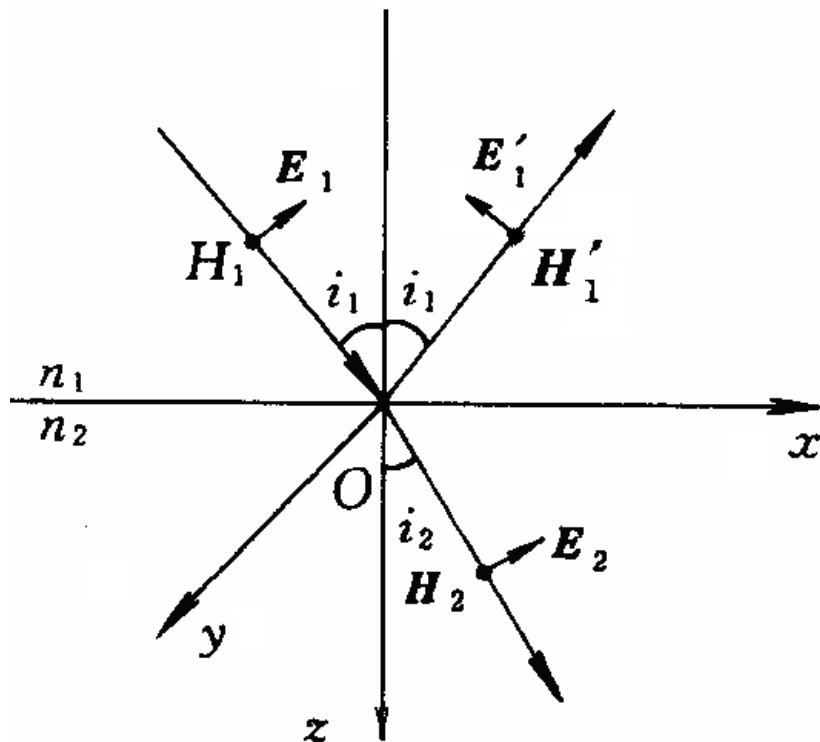
$$\mu_r = 1$$

$$n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r} = \sqrt{\epsilon_r}$$

$$\Rightarrow H = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} n E \quad (4)$$

(4)代入(2), 得

$$n_1 E_1 + n_1 E_1' = n_2 E_2 \quad (5)$$



从(1)和(5)中消去 E_2 ，得

$$E_1'(n_2 \cos i_1 + n_1 \cos i_2) - E_1(n_2 \cos i_1 - n_1 \cos i_2) = 0$$

故p光的振幅反射率为

$$r_p = \frac{E_1'}{E_1} = \frac{n_2 \cos i_1 - n_1 \cos i_2}{n_1 \cos i_2 + n_2 \cos i_1} = \frac{\frac{n_2}{\cos i_2} - \frac{n_1}{\cos i_1}}{\frac{n_1}{\cos i_1} + \frac{n_2}{\cos i_2}}$$

令 $\eta_p = \frac{n}{\cos i}$ ，称为p光的等效折射率，则

$$r_p = \frac{\eta_{2p} - \eta_{1p}}{\eta_{1p} + \eta_{2p}}$$

从(1)和(5)中消去 E_1' ，得

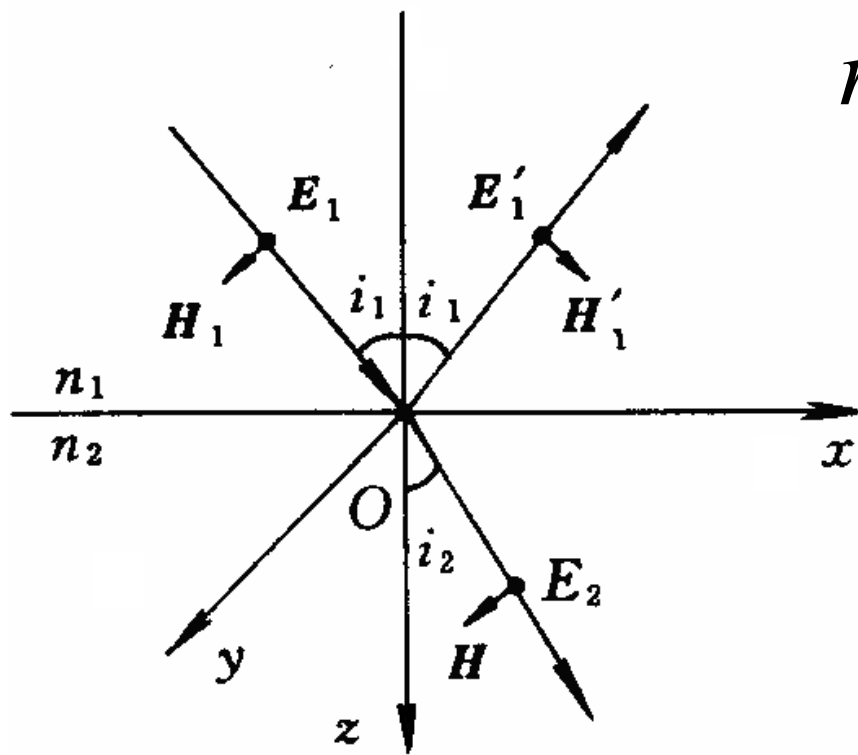
$$2n_1 \cos i_1 E_1 = (n_1 \cos i_2 + n_2 \cos i_1) E_2$$

则p光的振幅透射率为

$$t_p = \frac{E_2}{E_1} = \frac{2n_1 \cos i_1}{n_1 \cos i_2 + n_2 \cos i_1}$$

s光

各矢量的方向以图中所示为正方向



$$r_s = \frac{E_1'}{E_1} = \frac{n_1 \cos i_1 - n_2 \cos i_2}{n_1 \cos i_1 + n_2 \cos i_2}$$

令 $\eta_s = n \cos i$

称为s光的等效折射率，则

$$r_s = \frac{\eta_{1s} - \eta_{2s}}{\eta_{1s} + \eta_{2s}}$$

$$t_s = \frac{E_2}{E_1} = \frac{2n_1 \cos i_1}{n_1 \cos i_1 + n_2 \cos i_2}$$

根据折射定律和三角函数关系，这四个式子可以化为完全以角度表示的形式：

$$r_p = \frac{\operatorname{tg}(i_1 - i_2)}{\operatorname{tg}(i_1 + i_2)} \qquad r_s = \frac{\sin(i_2 - i_1)}{\sin(i_2 + i_1)}$$

$$t_p = \frac{2 \sin i_2 \cos i_1}{\sin(i_1 + i_2) \cos(i_1 - i_2)}$$

$$t_s = \frac{2 \sin i_2 \cos i_1}{\sin(i_1 + i_2)}$$

菲涅耳公式成立条件

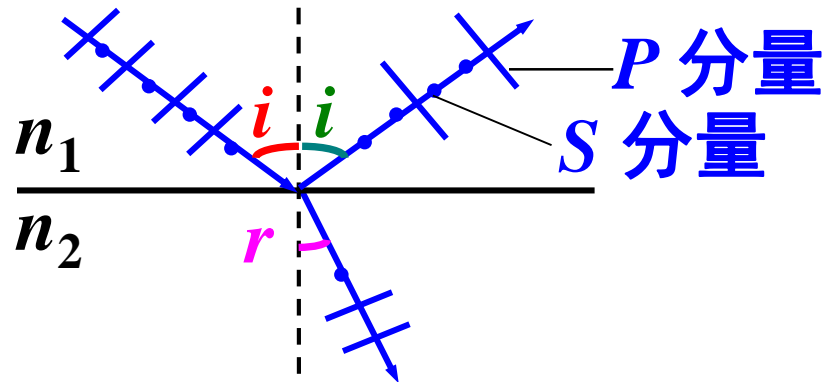
从电磁场边值关系出发的理论推演,直到最后得到上述形式的菲涅耳公式,其间先后引用了若干条件,现归结如下.

(1) 适用于绝缘介质,这是相对于导电介质而言的.若是光波入射于金属表面,则情况就大为不同.由于金属存在大量的自由电子,致使金属表面有很高的反射率和强吸收,这归属于金属光学所研究的内容.

(2) 适用于各向同性介质,这是相对于各向异性介质而言的.若是光波入射于晶体表面,其情况不同于目前,理论上要以介电张量代替目前的介电常数 ϵ ,得到形式上更为复杂的类菲涅耳公式.

(3) 适用于弱场或线性介质,这是相对于强场或非线性介质而言的.若是在强电场作用下,介质极化出现了非线性项,则 $D = \epsilon E$ 线性关系就不成立了.

(4) 适用于光频段,在如此高的频率条件下,介质的磁化机制几乎冻结,故相对磁导率 ≈ 1 ,若是计及磁导率,则可得到包含 $(\epsilon_1, \mu_1), (\epsilon_2, \mu_2)$ 形式的菲涅耳公式.



自然光反射和折射后成为部分偏振光

反射光垂直入射面的分量 (s) 比例大,
折射光平行入射面的分量 (p) 比例大,
入射角 i 变 \rightarrow 反射、折射光的偏振度也变。

2. 反射率与透射率

振幅、光强、能流

$$\mathbf{I} = \frac{\mathbf{n}}{2c\mu_0} c |\mathbf{E}|^2 \propto \mathbf{n} |\mathbf{E}|^2$$

$$\mathbf{T} = \frac{\mathbf{n}_2}{\mathbf{n}_1} |\mathbf{t}|^2$$

正入射

$$\mathbf{r}_p = \frac{\mathbf{n}_2 - \mathbf{n}_1}{\mathbf{n}_2 + \mathbf{n}_1} = -\mathbf{r}_s$$

$$\mathbf{t}_p = \mathbf{t}_s = \frac{2\mathbf{n}_1}{\mathbf{n}_2 + \mathbf{n}_1}$$

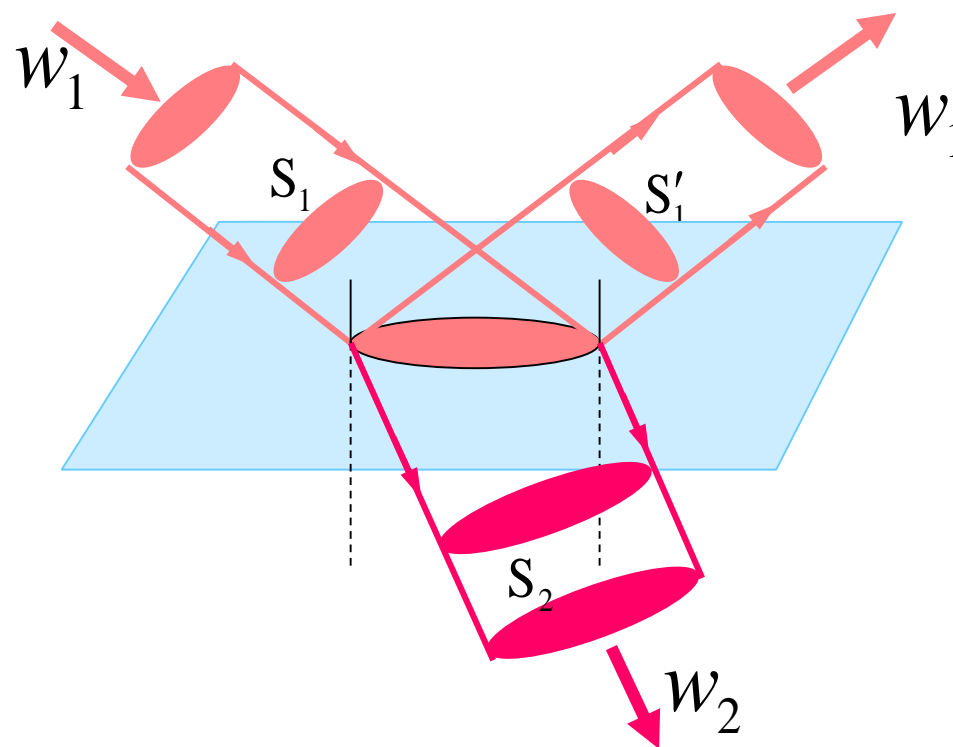
$$\mathbf{R}_p = \mathbf{R}_s = \left(\frac{\mathbf{n}_2 - \mathbf{n}_1}{\mathbf{n}_2 + \mathbf{n}_1} \right)^2$$

$$\mathbf{T}_p = \mathbf{T}_s = \frac{4\mathbf{n}_1\mathbf{n}_2}{(\mathbf{n}_2 + \mathbf{n}_1)^2}$$

能流 $\mathbf{W} = \mathbf{I}\mathbf{S}$ ，这里 \mathbf{S} 为光束的横截面积。由反射定律和折射定律可知，反射光束与入射光束的横截面积相等，而折射光束与入射光束横截面积之比是 $\cos i_2 / \cos i_1$ 。

$$\frac{s'_1}{s_1} = 1$$

$$\frac{s_2}{s_1} = \frac{s \cos i_2}{s \cos i_1} = \frac{\cos i_2}{\cos i_1}$$



各种反射率和透射率的定义

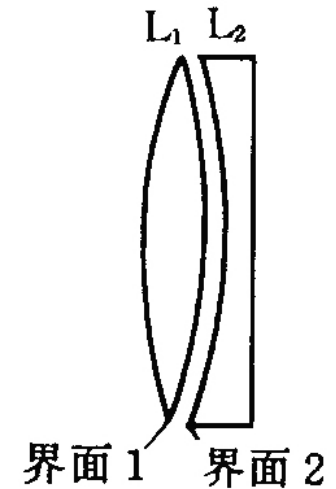
	p 分量	s 分量
振幅反射率	$r_p = \frac{E'_{1p}}{E_{1p}}$	$r_s = \frac{E'_{1s}}{E_{1s}}$
光强反射率	$R_p = \frac{I'_{1p}}{I_{1p}} = r_p ^2$	$R_s = \frac{I'_{1s}}{I_{1s}} = r_s ^2$
能流反射率	$\mathcal{R}_p = \frac{W'_{1p}}{W_{1p}} = R_p$	$\mathcal{R}_s = \frac{W'_{1s}}{W_{1s}} = R_s$
振幅透射率	$t_p = \frac{E_{2p}}{E_{1p}}$	$t_s = \frac{E_{2s}}{E_{1s}}$
光强透射率	$T_p = \frac{I_{2p}}{I_{1p}} = \frac{n_1}{n_2} t_p ^2$	$T_s = \frac{I_{2s}}{I_{1s}} = \frac{n_2}{n_1} t_s ^2$
能流透射率	$\mathcal{T}_p = \frac{W_{2p}}{W_{1p}} = \frac{\cos i_2}{\cos i_1} T_p$	$\mathcal{T}_s = \frac{W_{2s}}{W_{1s}} = \frac{\cos i_2}{\cos i_1} T_s$

复合透镜 如不加树胶，则在两界面正入射的反射率为

$$n_1 = 1.7, n_2 = 1.5$$

$$R_1 = \left(\frac{1 - 1.7}{1 + 1.7} \right)^2 = 6.7\%$$

$$R_2 = \left(\frac{1 - 1.5}{1 + 1.5} \right)^2 = 4\%$$



若以 $n=1.6$ 的树脂胶合，则

$$R'_1 = \left(\frac{1.6 - 1.7}{1.6 + 1.7} \right)^2 = 0.1\%, R'_2 = \left(\frac{1.6 - 1.5}{1.6 + 1.5} \right)^2 = 0.1\%$$

设光从空气垂直射向折射率为1.5的玻璃的表面，得 $R=r^2=0.2^2=0.04$ ，相应地有 $T=1-R=0.96$ 。光的能量有4%反射，96%透入第二介质。若从玻璃射向空气，结果一样。不可小看这的反射光，有些问题中它很重要。

例如，现代一个普通的照相机镜头由六片、七片或更多的透镜组成。就算六片，共12个表面。若每表面都单独按正入射公式计算，入射光透过镜头的能量只占 $0.96^{12} \approx 60\%$ 。更糟糕的是各次反射光经多次反射后有相当一部分进入相机而成为杂散光，严重影响摄影质量，使精心设计制造的组合镜头变得没有用处。这类情况下设法减小每个表面的反射率是非常重要的问题。

3. 布儒斯特定律

D. Brewster (1781-1868)

在理论上，布儒斯特定律可由菲涅耳公式导出，但这个定律是布儒斯特在菲涅耳公式提出之前由实验发现的。

$$r_p = \frac{\operatorname{tg}(i_1 - i_2)}{\operatorname{tg}(i_2 + i_1)} \quad i_2 + i_1 = \frac{\pi}{2} \Rightarrow \operatorname{tg}(i_2 + i_1) \rightarrow \infty$$
$$\Downarrow$$
$$r_p = 0$$

满足这一条件的入射角叫做**布儒斯特角**（又称**全偏振角**，或**起偏角**），记为 i_B 。由折射定律知

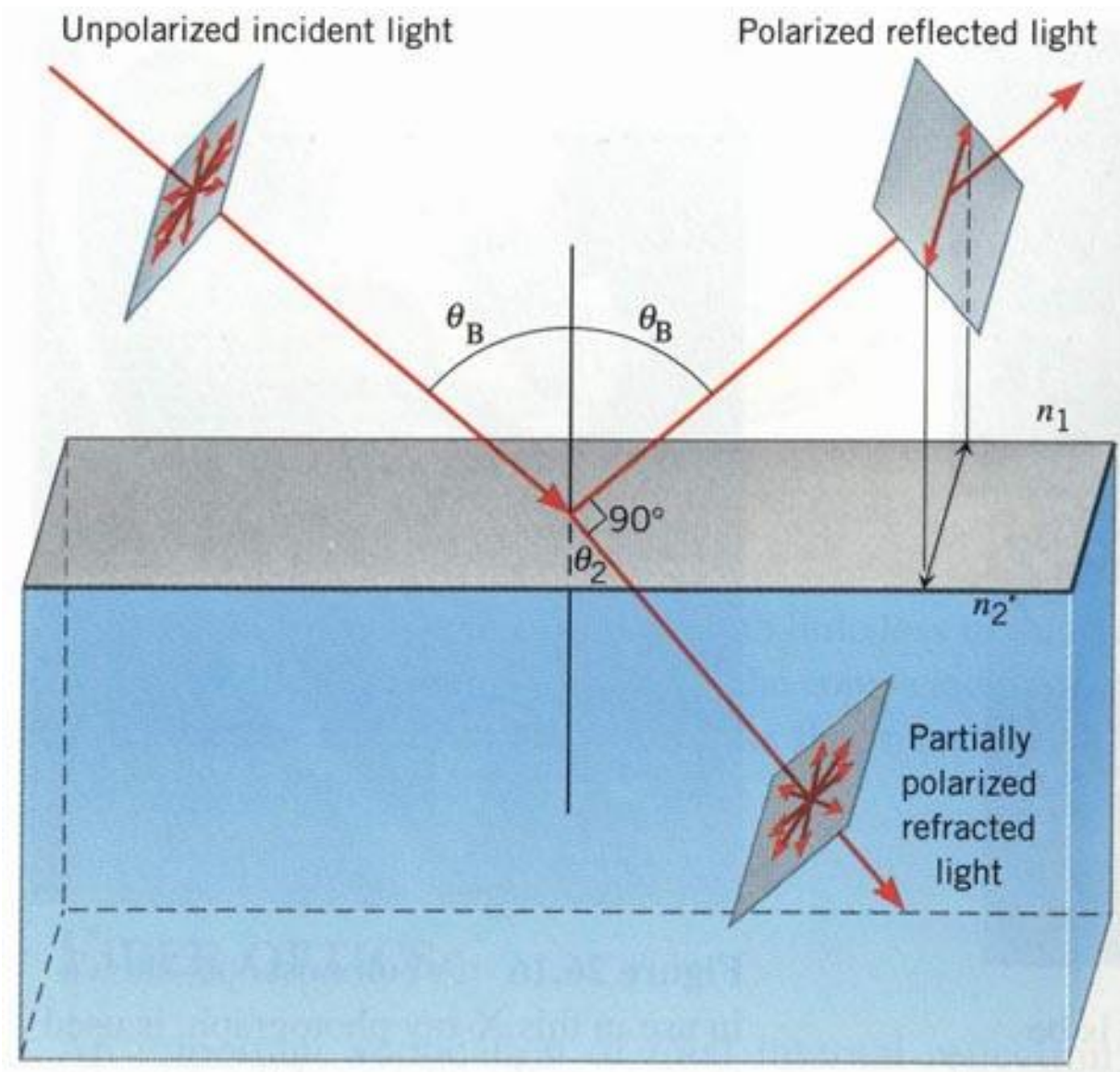
$$n_1 \sin i_B = n_2 \sin \left(\frac{\pi}{2} - i_B \right) = n_2 \cos i_B$$

$$\operatorname{tgi}_B = \frac{n_2}{n_1} \qquad i_B = \operatorname{arctg} \frac{n_2}{n_1}$$

当材料处于空气或真空中时,

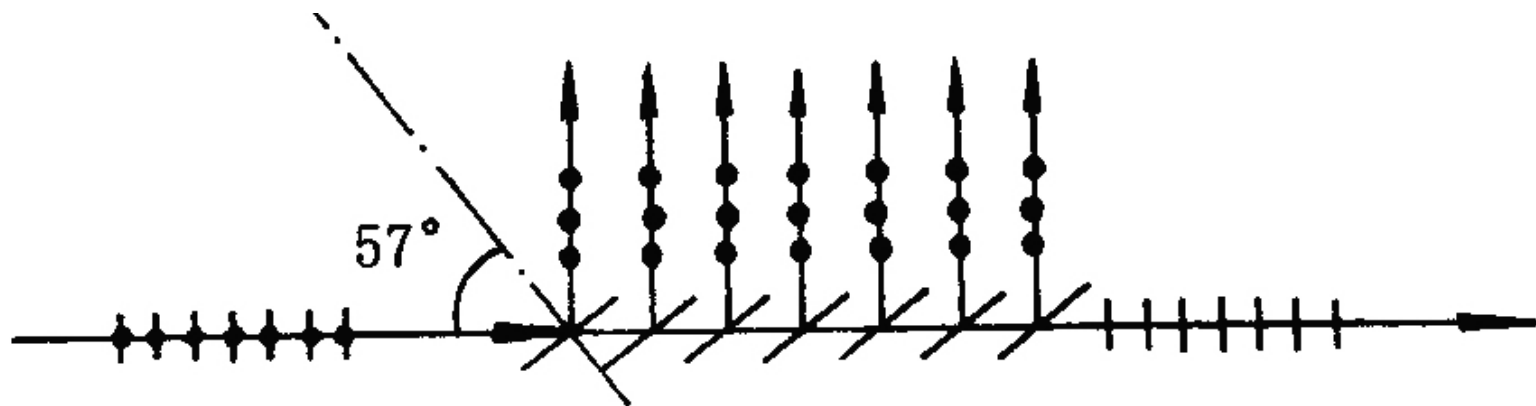
例如玻璃的 $n=1.52$, $i_B=57^\circ$;

白宝石 $n=1.73$, $i_B=60^\circ$;

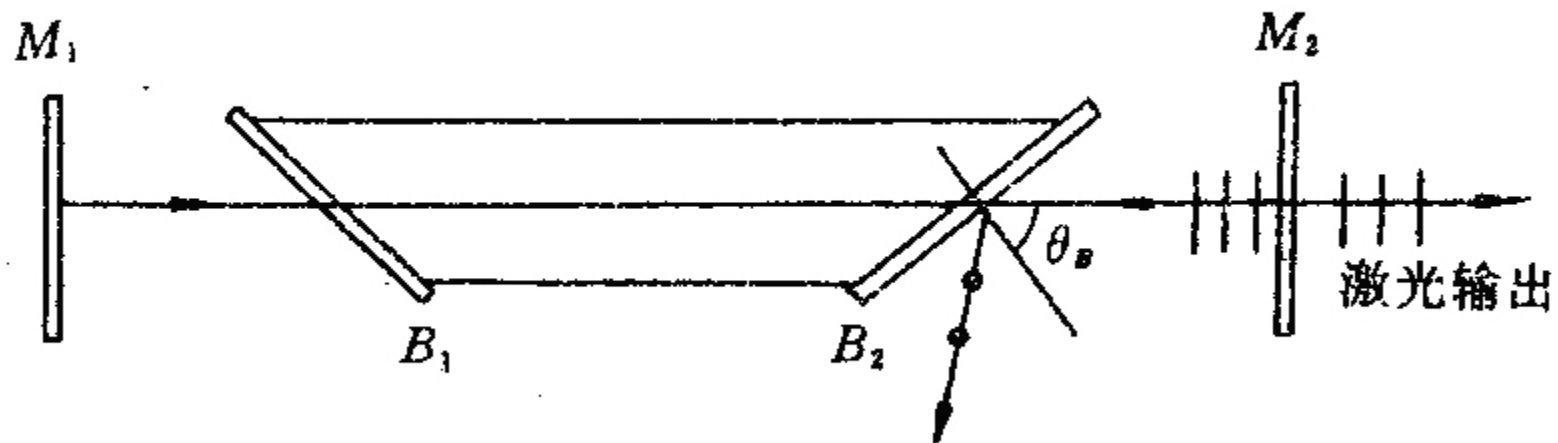


布儒斯特定律的应用

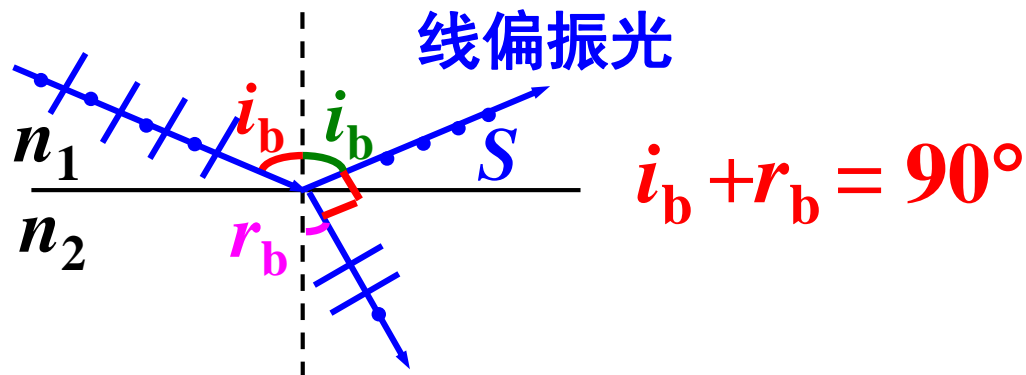
玻片堆



布儒斯特窗



$i = i_b$ 时，反射
光只有S分量：



i_0 — 布儒斯特角 (Brewster angle) 或 起偏角
由

$$n_1 \sin i_b = n_2 \sin r_b = n_2 \cos i_b$$

得布儒斯特 (Brewster) 定律 (1812年)

$$\text{tg } i_B = \frac{n_2}{n_1}$$

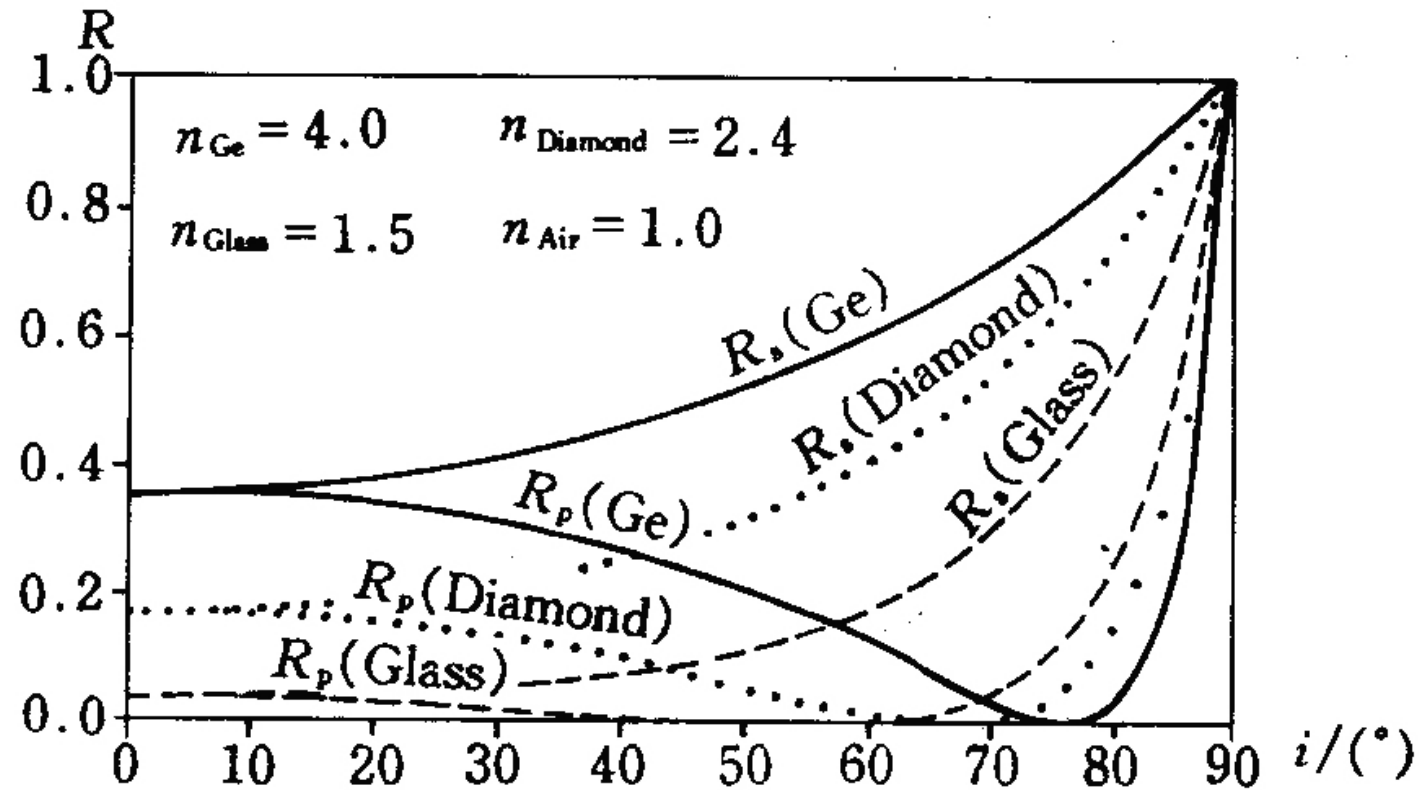
若 $n_1=1.00$ (空气), $n_2=1.50$ (玻璃),

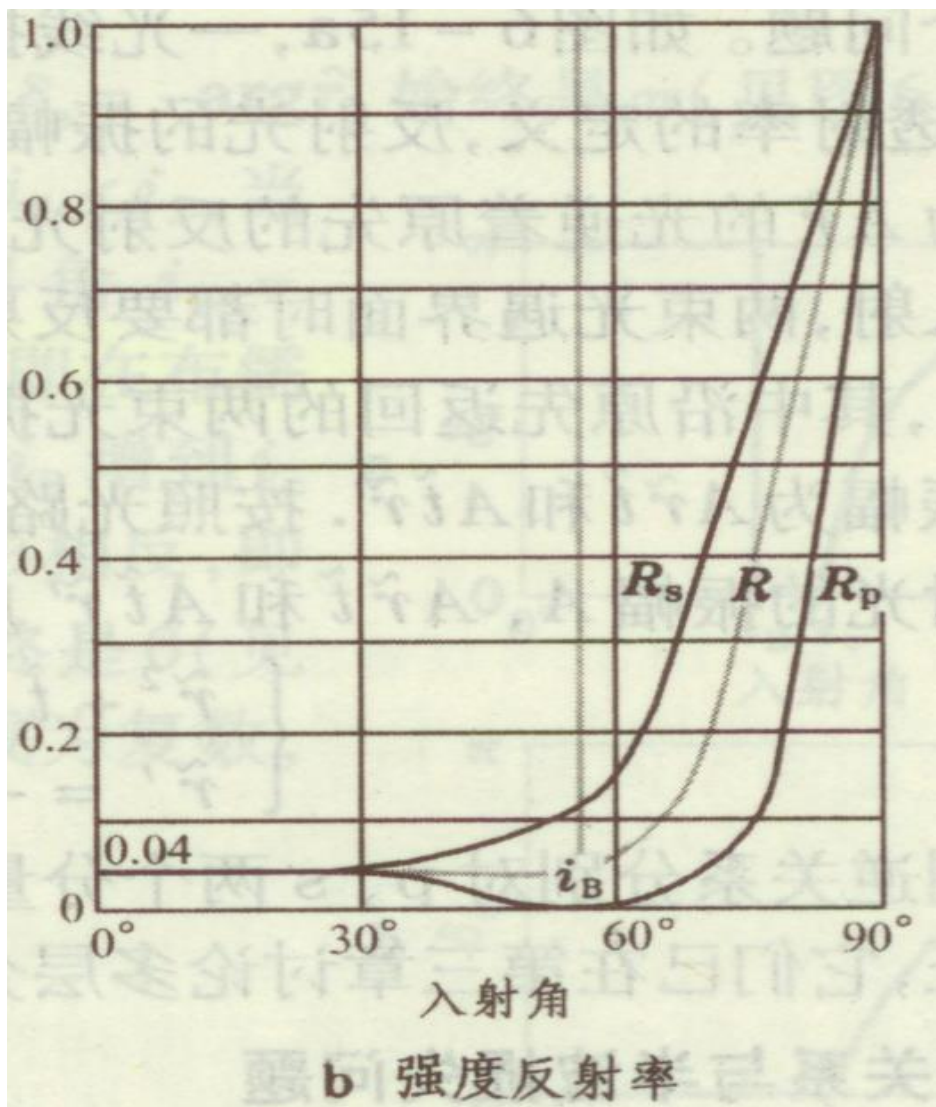
$$\left. \begin{array}{l} \text{则: 空气} \rightarrow \text{玻璃} \quad i_b = \operatorname{tg}^{-1} \frac{1.50}{1.00} = 56^\circ 18' \\ \text{玻璃} \rightarrow \text{空气} \quad i'_b = \operatorname{tg}^{-1} \frac{1.00}{1.50} = 33^\circ 42' \end{array} \right\} \text{互余}$$

【思考】 如何测量不透明介质的折射率?

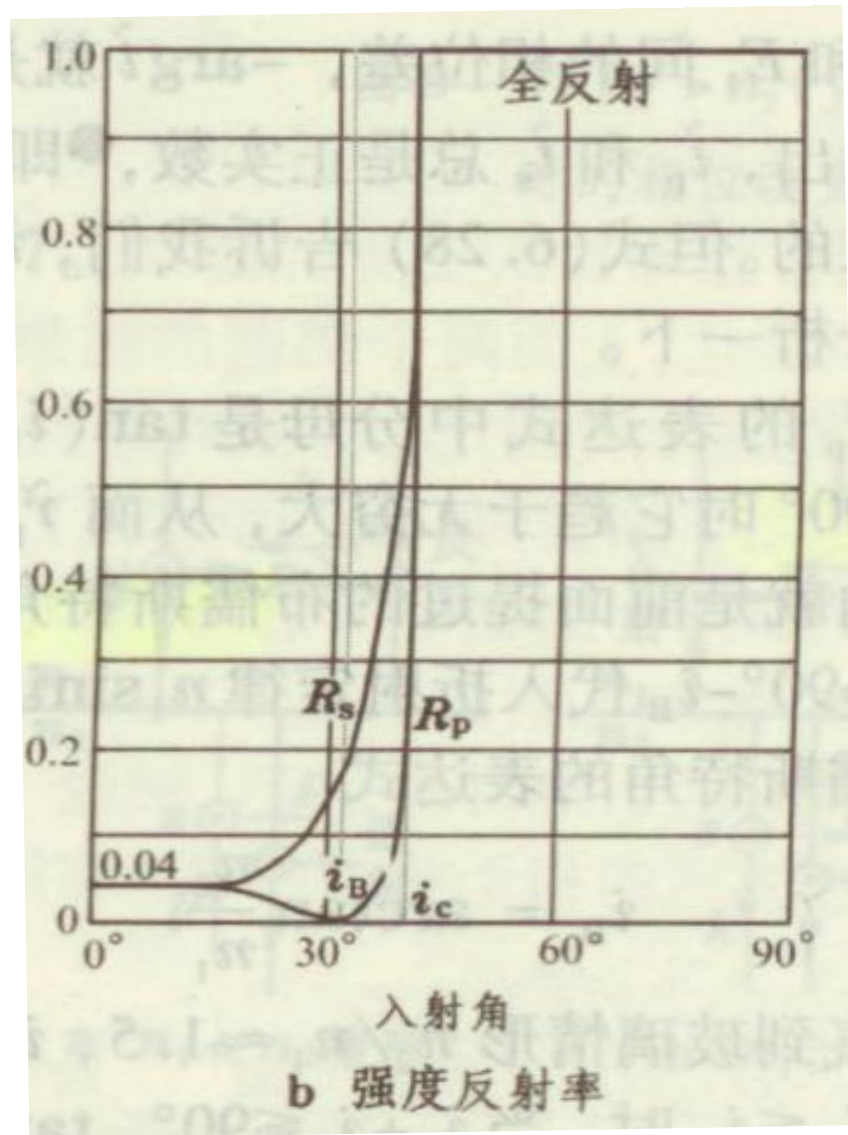
光从空气射入几种不同材料时的反射率与入射角的关系

在 $i=i_B$ 附近， R_p 与 R_s 差别极大。阳光斜入射时，反射光具有明显的偏振性质。用适当的偏振眼镜可以大大减少前方太阳光通过路面（或水面）反射所致的炫目，这对驾驶员是很有利的。





从空气到玻璃



从玻璃到空气

例24.3 当你在湖岸远眺清澈见底的湖面时，看到的是对岸景物的倒影。只有俯视岸边的湖水时，你才能看到水中的游鱼。请解释这个现象。

答：这个现象与光强反射率和光强透射率有关。根据菲涅耳反射和折射公式可知，当界面两侧介质的折射率不等，并以自然光入射时，随着入射角的增大，总的光强反射率单调上升；而总的光强透射率正好相反，是单调下降的。由此可见，仅从像的亮暗考虑，观察对岸景物的倒影（反射像），远眺（与大入射角对应）有利；而观察游鱼（折射像），则俯视（与小入射角对应）有利。











拍摄玻璃橱窗内的物品时，橱窗玻璃反射而来的杂光使橱窗内的物品成像模糊不清。但在照相机镜头上加一个偏光镜后，则可使成像清晰。

这些反射光都是部分偏振光，垂直入射面的分量（s分量）较强；当入射角接近布儒斯特角时，反射光近乎是线偏振光，其振动方向垂直于入射面。

因此，可以在照相机镜头上加一个偏光镜，偏光镜就是一块偏振片，让其透振方向与入射面平行，便可非常有效地消除或减弱反射光，使成像清晰、柔和、层次丰富。



有反射光干扰的橱窗



在照相机镜头前加偏振片消除了反射光的干扰

在照相机镜头前加偏光镜(偏振片)可**减弱**反射偏振光



玻璃门表面的**反光很强**



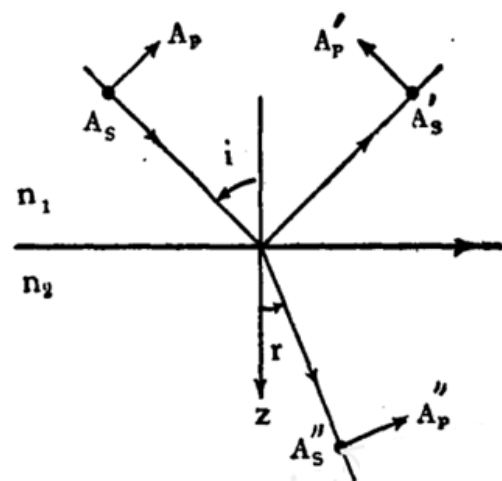
用偏光镜**减弱**了反射偏振光



用偏光镜**消除**了反射偏振光, 使玻璃门内的人物清晰可见

4. 半波损

正入射



$$A'_s/A_s = -\sin(i-r)/\sin(i+r) \dots\dots (1)$$

$$A'_p/A_p = \tan(i-r)/\tan(i+r) \dots\dots (2)$$

$$A''_s/A_s = 2\sin r \cos i / \sin(i+r) \dots\dots (3)$$

$$A''_p/A_p = 2\sin r \cos i / \sin(i+r) \cos(i-r) \dots\dots (4)$$

参考圖 2，当光在光密媒質上反射时， $i > r$ ，按公式(1)与(2)， $A'_s/A_s < 0$ ， $A'_p/A_p > 0$ ， A'_s 应与原規定方向相反，而 A'_p 应与原規定方向一致。因此，反射光(2)無論它的垂直振动方向还是它的平行振动方向，都与入射

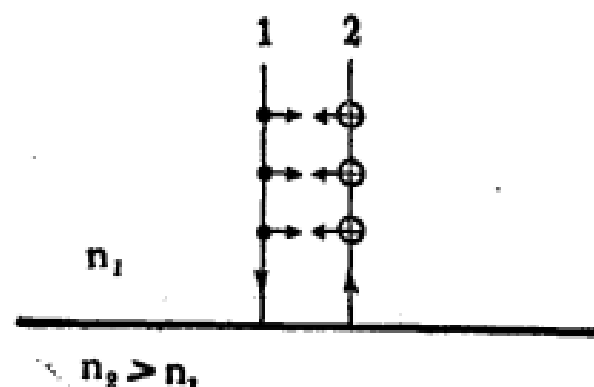


圖 2

光(1)相反。如果光在光疏媒質上反射时 (見圖 3)， $i < r$ ，按公式(1)与(2)， $A'_s/A_s > 0$ ， $A'_p/A_p < 0$ ， A'_s 应与原規定方向相同，而 A'_p 应与原規定方向相反。这样，反射光(2)的垂直振动方向与平行振动方向，都与入射光(1)一致。由此可作出結論：在正入射的情况下，光在光密媒質上反射时，發生 180° 周相变更；反之，光在光疏媒質上反射时，不發生周相变更。这結論已为光驻波的实验所証实。

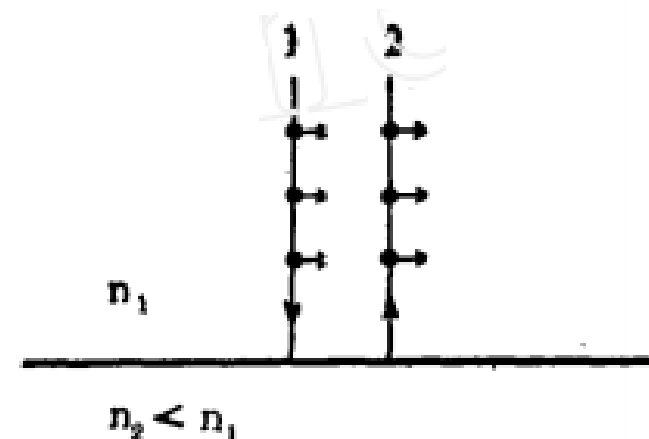


圖 3

掠入射时的半波损失问题

在洛埃鏡的干涉实验中（見圖 4 的示意裝置），入射光是几乎与鏡面平行的（即入射角 $i \approx 90^\circ$ ）。在这个条件下， $i > r$ 而且 $(i + r) > 90^\circ$ （因为 $i > i_0$ ）。按公式（1）与（2）， $A'_s/A_s < 0$ ， $A'_p/A_p < 0$ （因为 $\tan(i + r) < 0$ ）， A'_s 与 A'_p 都应与原规定的方向相反。这样，如果我们比較圖 4 中的两束相干光波

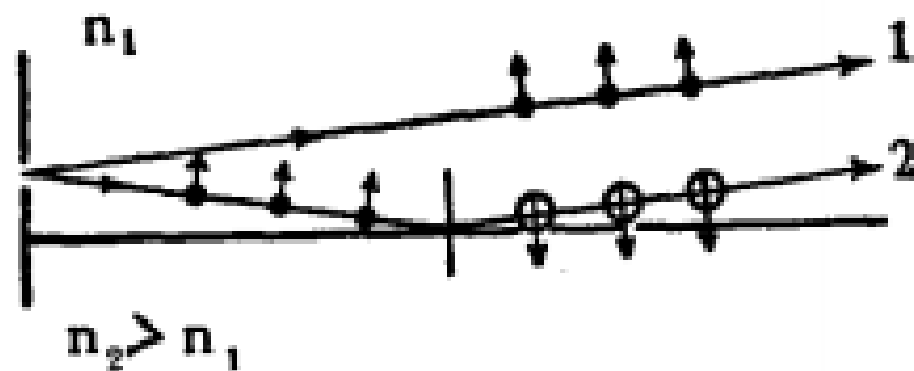


圖 4

虞福春，关于光在反射时的半波损失问题，物理通报

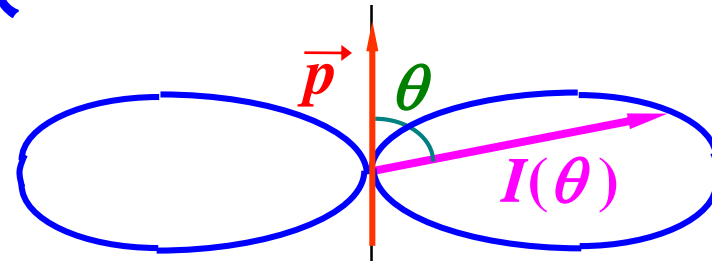
（1）与（2）的振动方向，無論垂直振动方向与平行振动方向，（2）都是与（1）相反的。因此，我們說，在掠入射时，反射光發生半波损失。这已为洛埃鏡的实验所証实。

24.4 由散射引起的光的偏振

散射光的产生

在入射光的激励下，
介质分子中的电子做受迫
振动。这可视之为振动的电偶极子，它向周
围辐射电磁波（子波）。

由于介质不均匀等原因，破坏了子波波源间的
确定相位关系，它们发的子波的非相干叠加，
就形成了各方向都有的散射光。



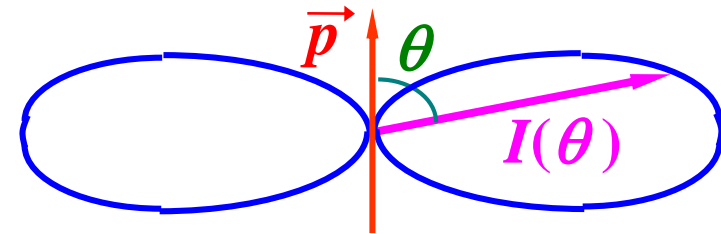
振荡电偶极子电磁
辐射强度的角分布

1、瑞利散射

光的散射与介质颗粒的线度有关。颗粒线度小于十分之一波长的散射—瑞利散射。

光波电场—分子范围内交变的均匀场

在入射光的激励下，颗粒—电偶极子，辐射电磁波。

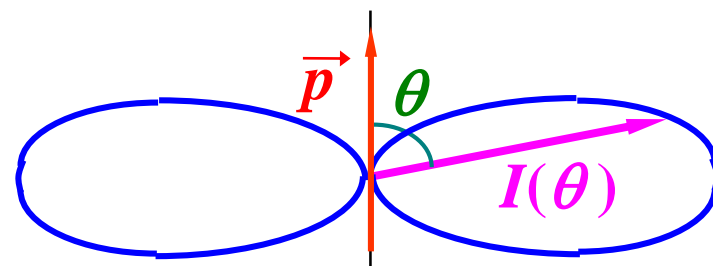
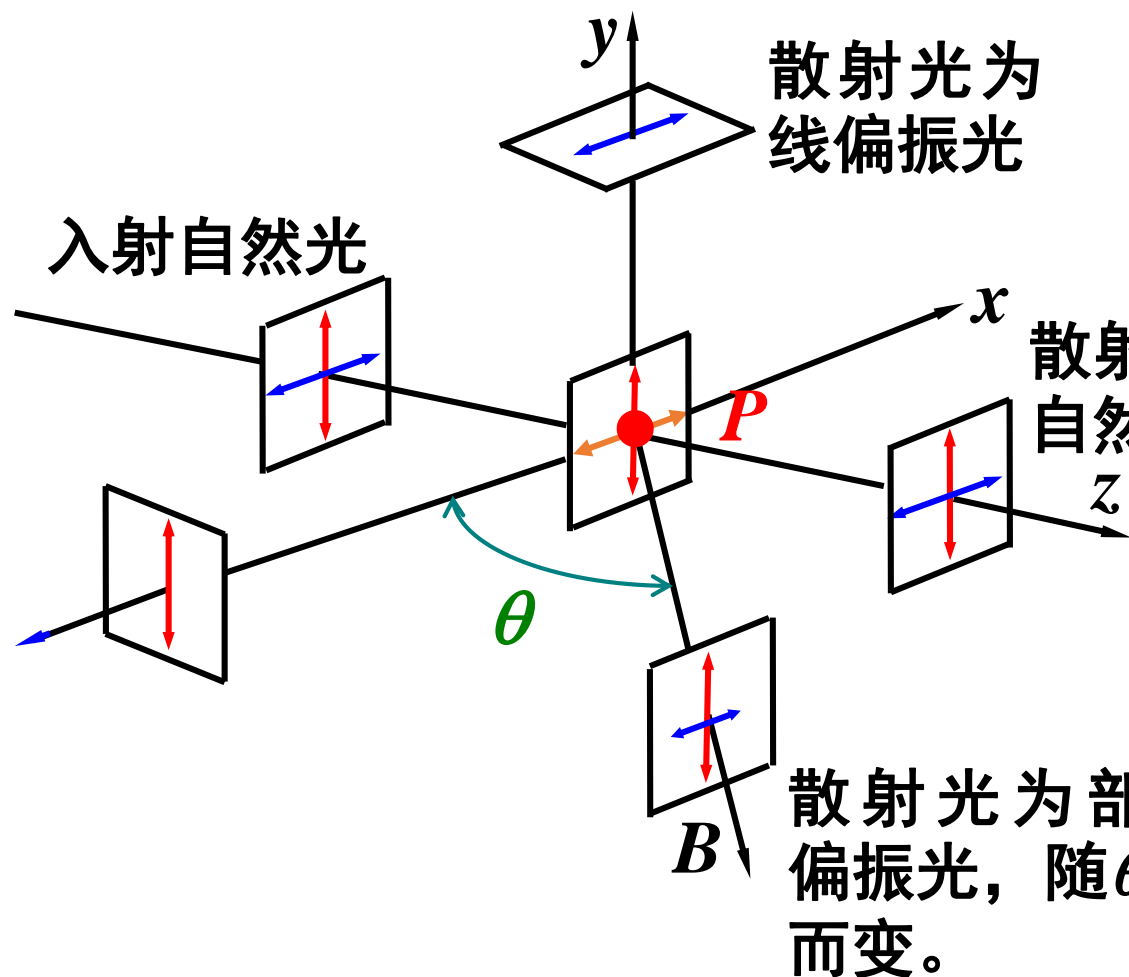


振荡电偶极子电磁辐射强度的角分布

瑞利散射定律（1871）：散射光强与 λ^4 成反比。



2、散射光的偏振



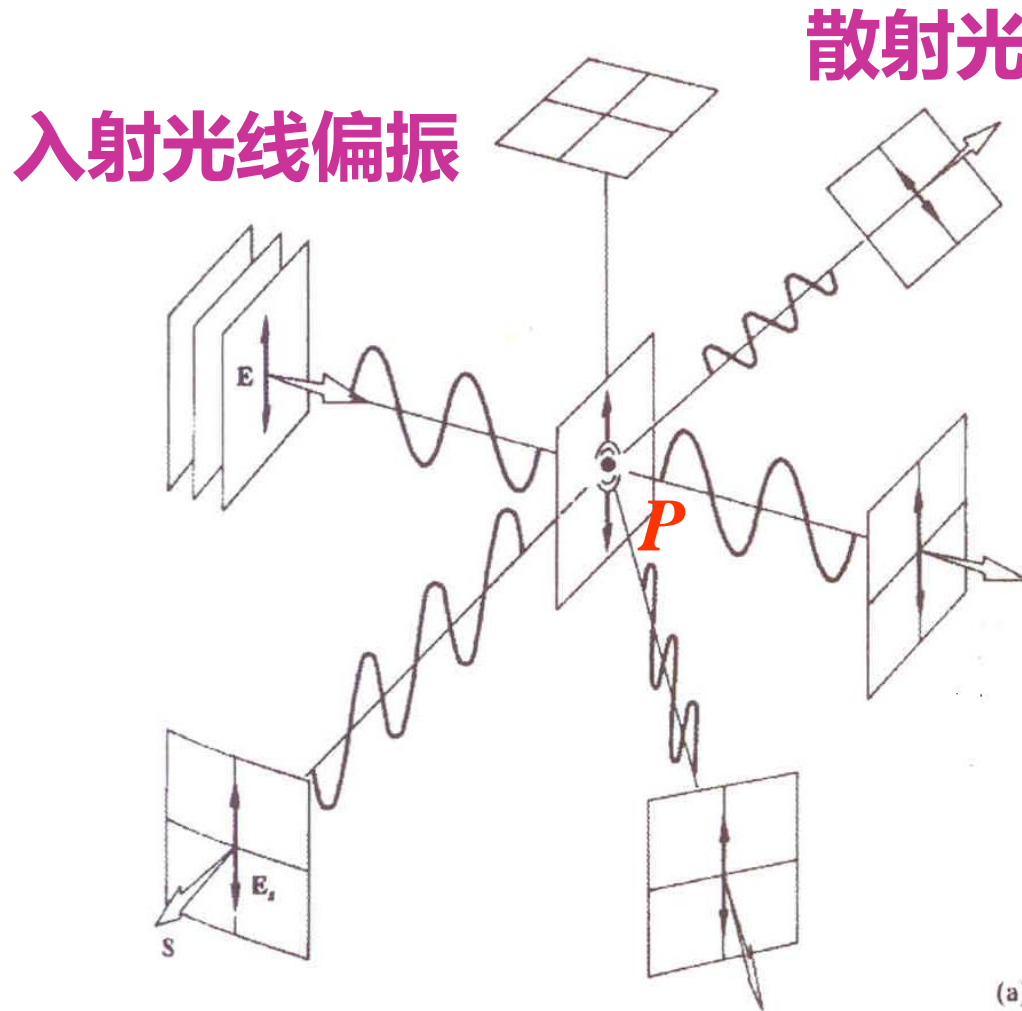
振荡电偶极子电磁
辐射强度的角分布

$$I(\lambda) \propto \lambda^{-4}$$

例如：天空大气
散射的日光就是
部分偏振光。颜色偏蓝。

散射光的偏振

P 处发出的不同方向的偶极辐射有不同的偏振情况



散射光偏振方向：

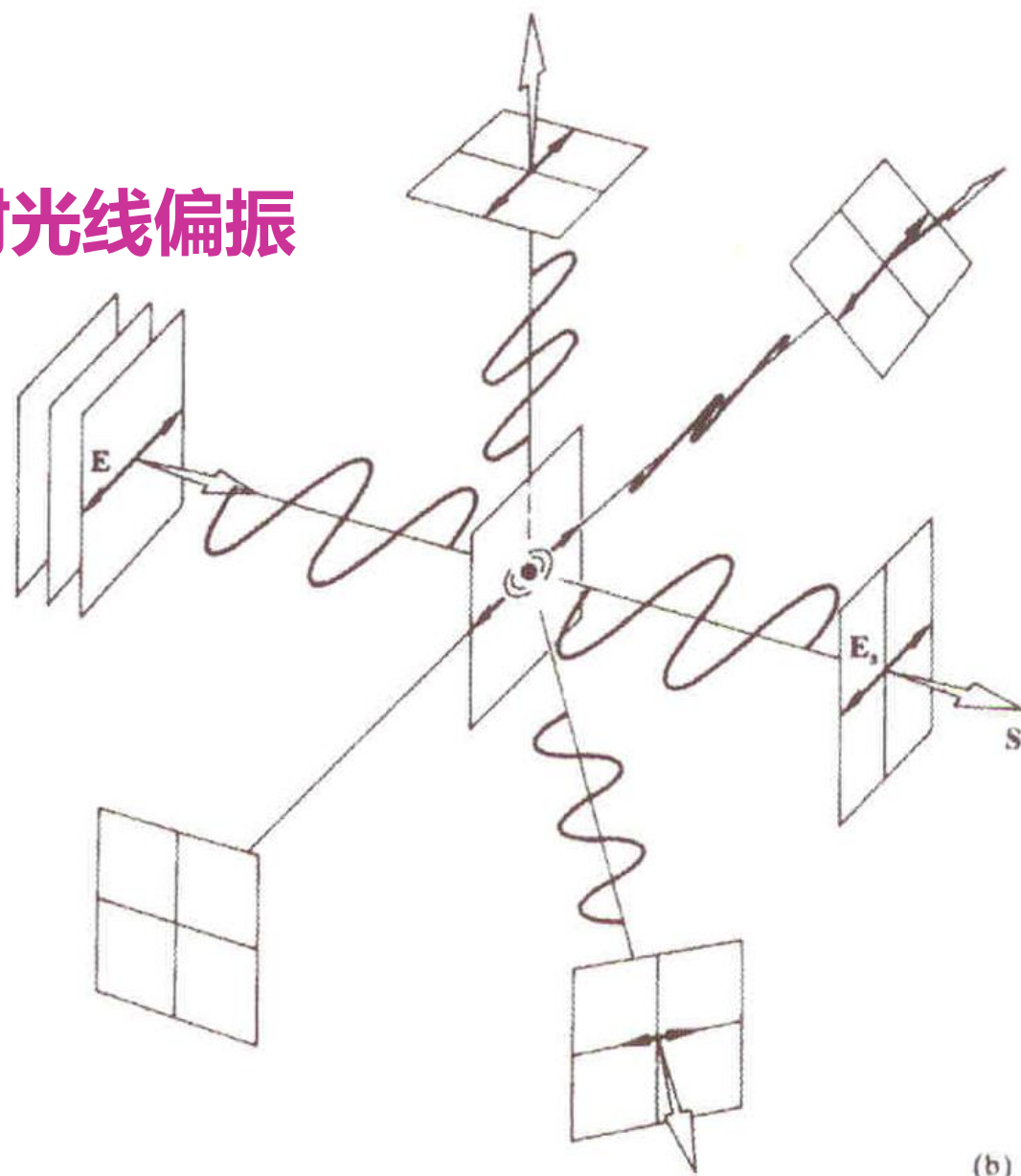
如图所示，

▲ **横波条件**

▲ **朝任一方向辐射的电
矢量在该方向与 y 轴构
成的平面内**

(a)

入射光线偏振

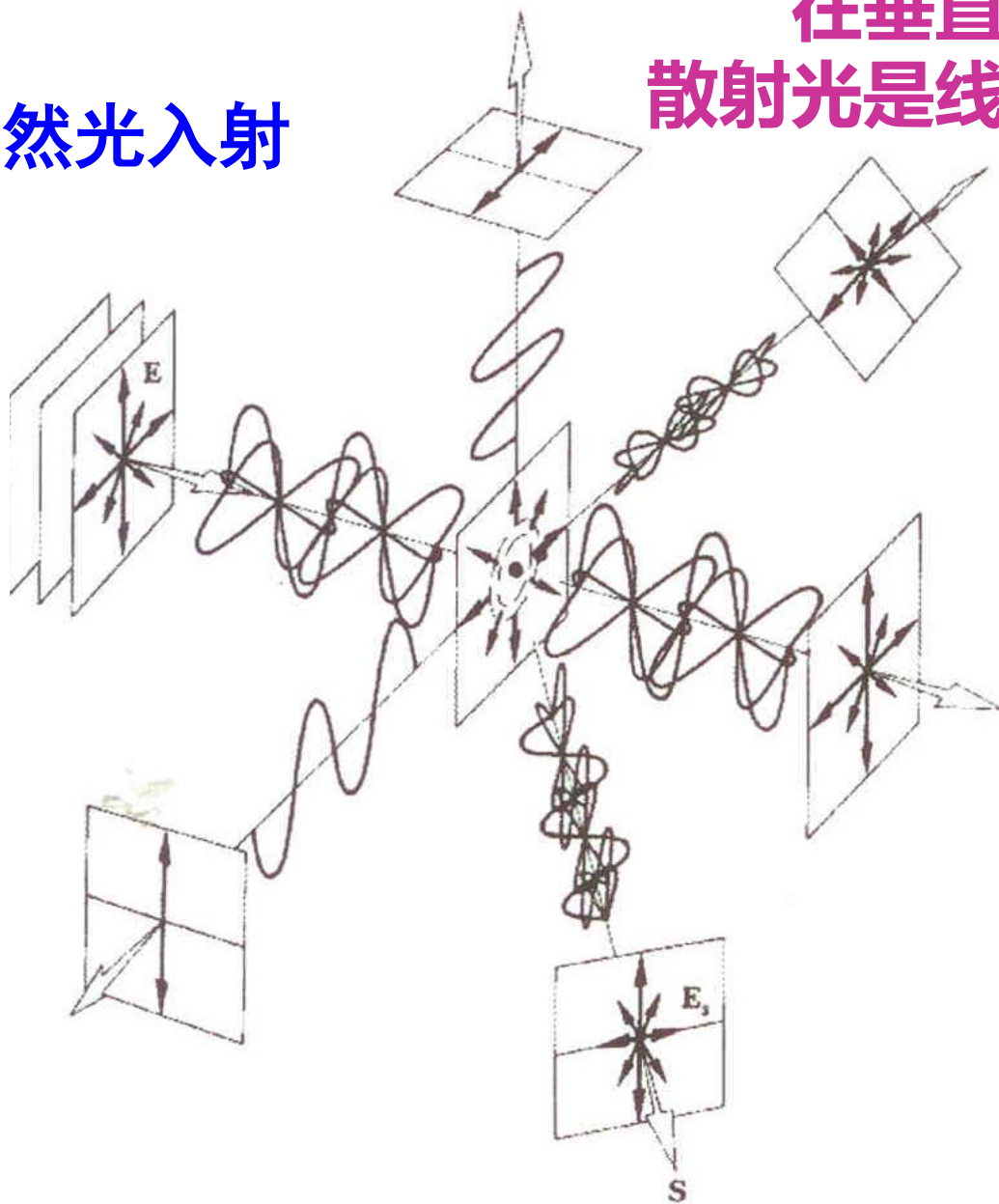


散射光线偏振

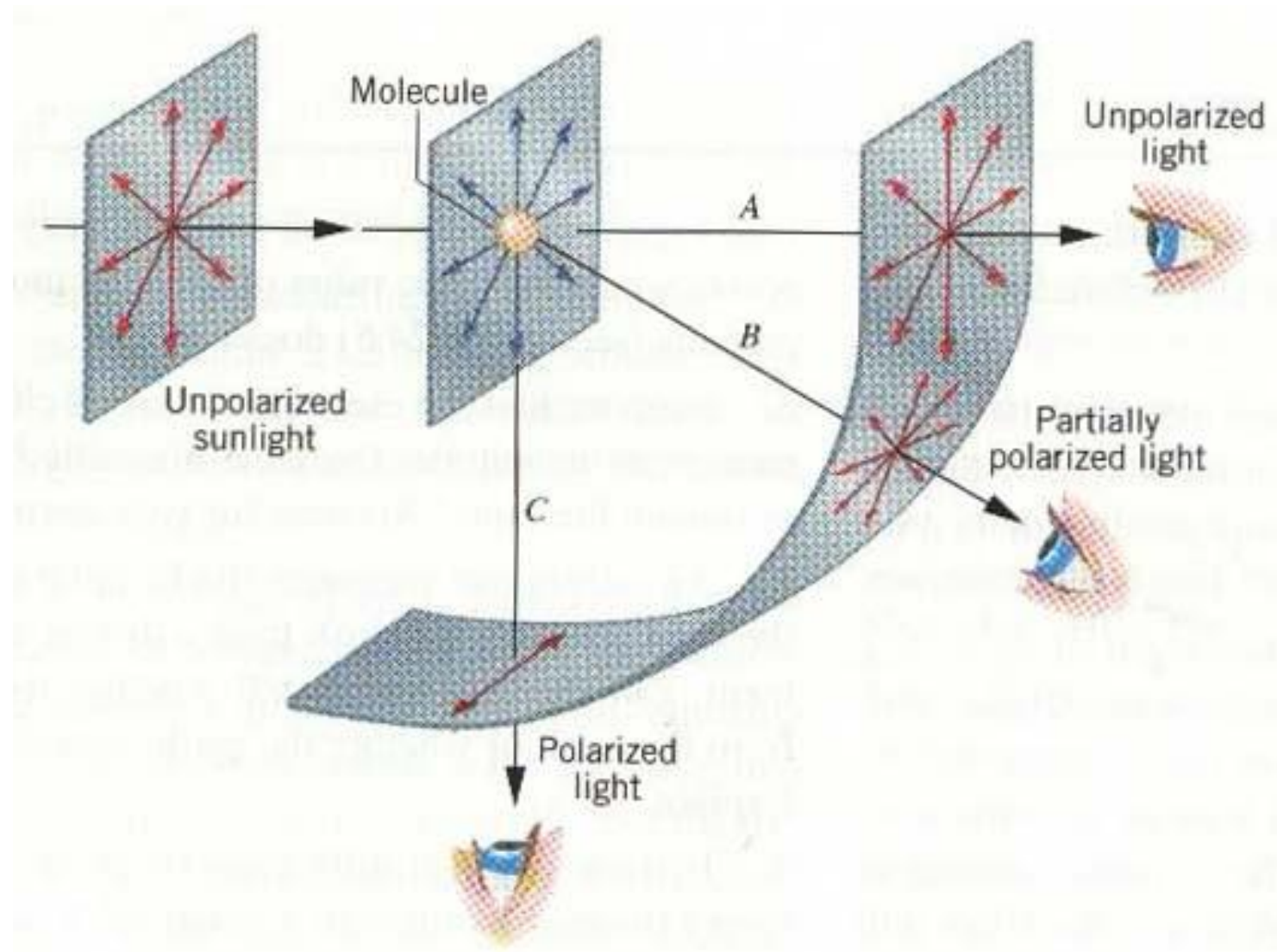
(b)

自然光入射

在垂直于入射光的方向上
散射光是线偏振的。

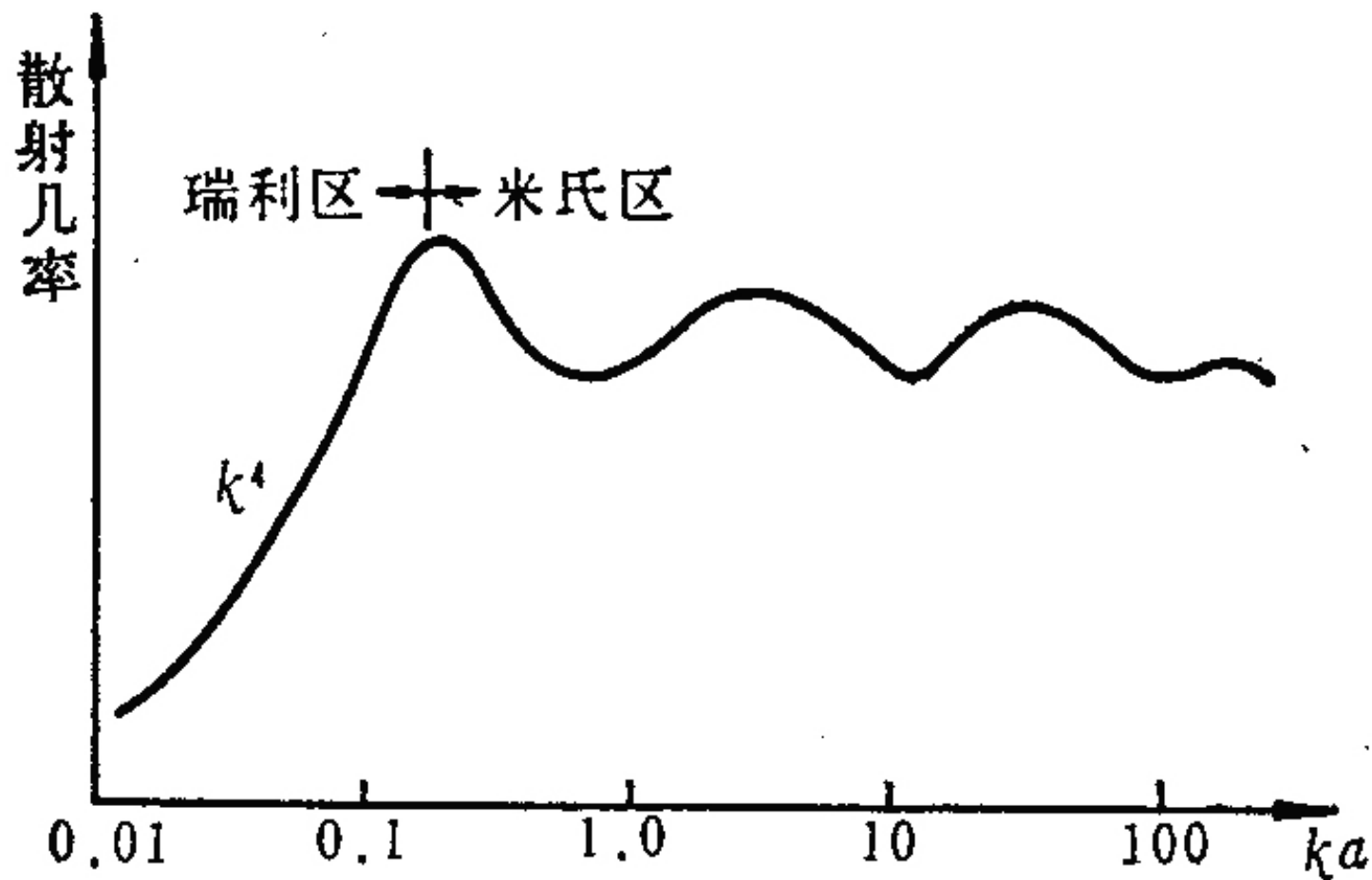


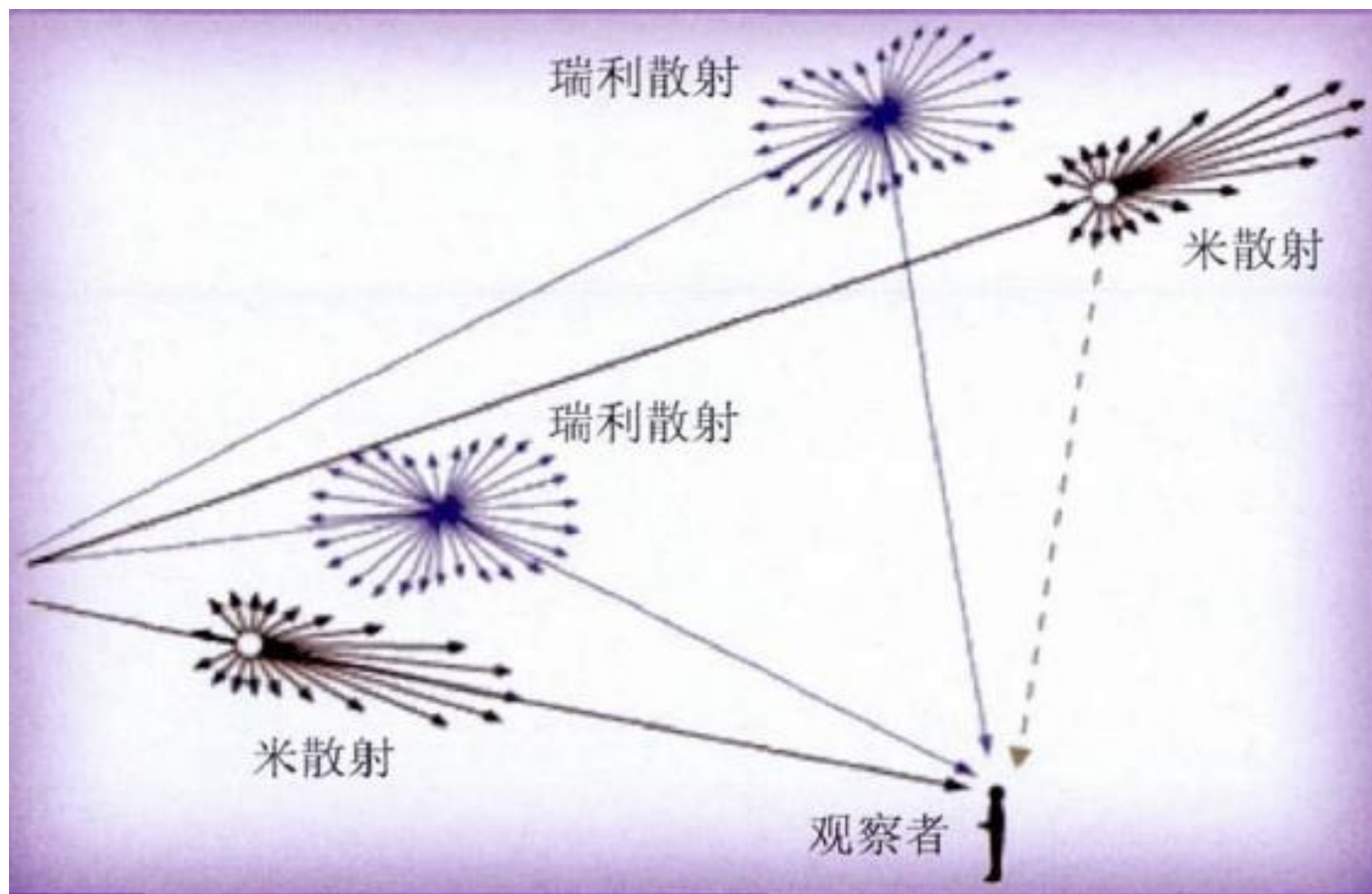
自然光入射等同于线
偏振光入射时图样绕
入射方向旋转一周



瑞利散射定律：小颗粒散射 $I \propto \frac{1}{\lambda^4}$

米-德拜 散射理论：大颗粒散射，与波长关系不明显。

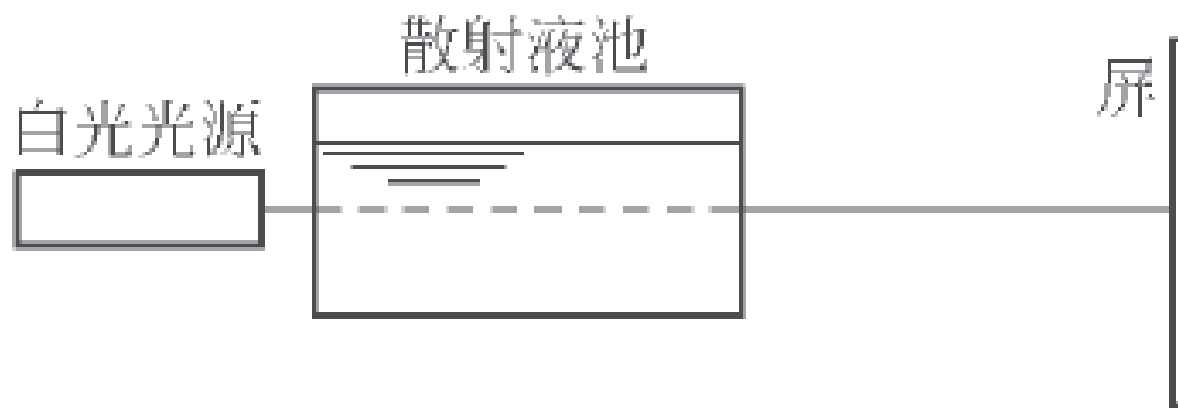




演示实验



观察悬浮于水中的硫磺颗粒的光散射



24b结束