

第3章 介质界面光学与 近场光学显微镜

- 3.1 菲涅耳公式 3.2 反射率透射率 3.3 反射光的相位变化
- 3.4 反射光的偏振态 3.5 全反射时的透镜场—隐失波
- 3.6 近场扫描光学显微镜

3.1 费涅耳公式

- 引言 ● 三列基元波函数 ● 满足电磁场边值关系
- 特征振动方向 ● 设定局部坐标架 ● 菲涅耳公式
- 成立条件

* * * *

- 引言

光波遇到两种介质分界面时,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。因此,全面考察光在界面反射和折射时的传播规律,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,这正是本章的主题。根据光的电磁理论,由麦克斯韦电磁场方程组提供的边值关系,可

以给出这些问题的全面解答。在麦克斯韦建立光的电磁理论之前,菲涅耳已由光的弹性以太论回答了这些问题。两者在形式上稍有不同,但结论是一致的。本章的重点在于正确理解菲涅耳公式,进而应用菲涅耳公式,以获悉光在介质界面反射和折射的主要性质。

● 三列基元波及其波函数

入射线偏振 单色 平面波,

复振幅矢量

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{E}_{10} e^{i(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \varphi_{10})} \\ &= \tilde{\mathbf{E}}_{10} e^{i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}} e^{-i\omega t}, \quad \tilde{\mathbf{E}}_{10} = \tilde{\mathbf{E}}_{10} \cdot e^{i\varphi_{10}}, \end{aligned}$$

反射线偏振单色平面波,

$$\tilde{\mathbf{E}}_1'(\mathbf{r}, t) = \tilde{\mathbf{E}}_{10}' e^{i\mathbf{k}_1' \cdot \mathbf{r}} e^{-i\omega t}, \quad \tilde{\mathbf{E}}_{10}' = \tilde{\mathbf{E}}_{10}' e^{i\varphi_{10}'},$$

折射线偏振单色平面波,

$$\tilde{\mathbf{E}}_2(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_{20} e^{i\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}} e^{-i\omega t}, \quad \tilde{\mathbf{E}}_{20} = \tilde{\mathbf{E}}_{20} e^{i\varphi_{20}},$$

相对:非线偏振、非单色、非平面波情形。

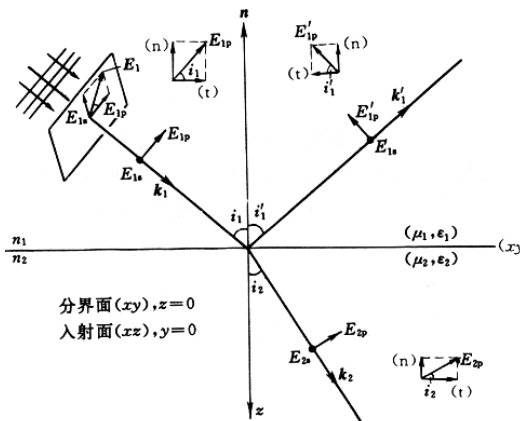


图 3.1 光在介质界面反射折射的基本物理图像

● 满足电磁场的边值关系

$$\begin{cases} \varepsilon_1 E_{1n} = \varepsilon_2 E_{2n} & \text{(电位移矢量法线连续性)} \\ E_{1t} = E_{2t} & \text{(电场强度矢量切线连续性),} \\ \mu_1 H_{1n} = \mu_2 H_{2n} & \text{(磁感应矢量法线连续性),} \\ H_{1t} = H_{2t} & \text{(磁场强度矢量切线连续性)} \end{cases}$$

● 设定局部坐标架 & 特征振动方向

p 振动(//振动) 与 **s** 振动(\perp 振动),

$$\begin{aligned} (\mathbf{p}_1 \times \mathbf{s}_1) // \mathbf{k}_1, \quad (\mathbf{p}_1' \times \mathbf{s}_1') // \mathbf{k}_1 \\ (\mathbf{p}_2' \times \mathbf{s}_2') // \mathbf{k}_2 \end{aligned}$$

● 费涅耳公式

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

● 成立条件 (1) 绝缘介质(相对导电介质)

(2) 各向同性介质(相对各向异性介质)

(3) 弱场, 线性介质(相对强场或非线性介质)

(4) 光频段 $\mu \approx 1, \quad n \approx \sqrt{\epsilon}$

3.2 反射率与透射率

- 复振幅反射率与透射率
- 光强反射率与透射率
- 布儒斯特角
- 一道例题提出一个问题
- 反射率、透射率一览表
- 正入射情形
- 光强反射率曲线
- 玻片组 — 透射起偏器
- 光功率反射率与透射率
- Stokes' 倒逆关系

* * * * *

● 振幅反射率与透射率

$$\left\{ \begin{aligned} \tilde{r}_p &\equiv \frac{\tilde{E}'_{1p}}{\tilde{E}_{1p}} = \frac{n_2 \cos i_1 - n_1 \cos i_2}{n_2 \cos i_1 + n_1 \cos i_2}, \\ \tilde{r}_s &\equiv \frac{\tilde{E}'_{1s}}{\tilde{E}_{1s}} = \frac{n_1 \cos i_1 - n_2 \cos i_2}{n_1 \cos i_1 + n_2 \cos i_2}; \\ \tilde{t}_p &\equiv \frac{\tilde{E}_{2p}}{\tilde{E}_{1p}} = \frac{2n_1 \cos i_1}{n_2 \cos i_1 + n_1 \cos i_2} \\ \tilde{t}_s &\equiv \frac{\tilde{E}_{2s}}{\tilde{E}_{1s}} = \frac{2n_1 \cos i_1}{n_1 \cos i_1 + n_2 \cos i_2} \end{aligned} \right.$$



图 3.2

● 正入射 $i_1 = i_2 = 0$,

设 $n_1 = 1.0$, $n_2 = 1.5$,

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

$\tilde{t}_p = \tilde{t}_s = \frac{2n_1}{n_2 + n_1}$, 注意 $\tilde{t}_{p,s} > 1$ 是可能的.

有 $\tilde{r}_p = 20\%$, $\tilde{r}_s = -20\%$,

$\tilde{t}_p = \tilde{t}_s = 80\%$.

其中,“-”号如何理解?

反射的 E_{1p}' , E_{1s} 先与设定反射的比较;

再与设定入射的比较;

⇒ 引出实际结论!

● 光强反射率与透射率

这之前

我们一直认定 $I \propto A^2$, (那是在同一介质中);

现在 要考虑到 $I \propto nA^2$, (折射率因素),

源于 光的电磁波理论:

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

$$\text{即 } H(t) = \frac{\sqrt{\epsilon\epsilon_0}}{\sqrt{\mu\mu_0}} E(t) \propto \sqrt{\epsilon} E(t),$$

而

$$\begin{aligned} |\mathbf{S}| &= |\mathbf{E} \times \mathbf{H}| = EH \\ &\propto \sqrt{\epsilon} E^2(t) = nE^2. \end{aligned}$$

于是,

$$\left\{ \begin{aligned} R_P &\equiv \frac{I_{1P}'}{I_{1P}} = |\tilde{r}_P|^2, & (4\%) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} R_S &\equiv \frac{I_{1S}'}{I_{1S}} = |\tilde{r}_S|^2, & (4\%) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} T_P &\equiv \frac{I_{2P}}{I_{1P}} = \frac{n_2}{n_1} |\tilde{t}_P|^2, & (96\%) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} T_S &\equiv \frac{I_{2S}}{I_{1S}} = \frac{n_2}{n_1} |\tilde{t}_S|^2, & (96\%) \end{aligned} \right.$$

正八射
 $n_1 = 1.0$
 $n_2 = 1.5$

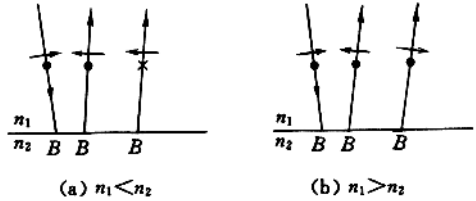


图 3.3 说明复振幅反射率正负号的含义

光强反射率曲线 $R_p(i_l)$ 、 $R_s(i_l)$

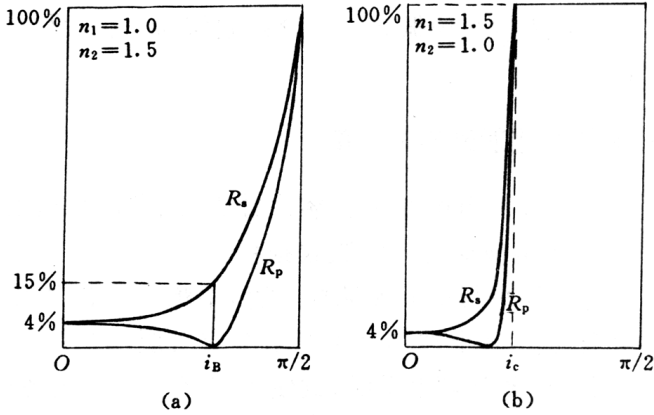
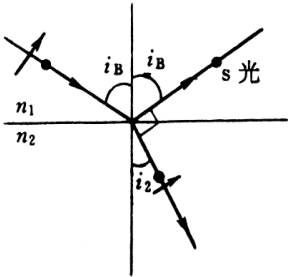


图 3.4 光强反射率曲线 $R_p(i_l)$ 和 $R_s(i_l)$

● 布儒斯特角 i_b , 满足

$$(i_b + i_2) = \frac{\pi}{2}, \quad \text{有 } \tilde{r}_p = 0, \quad R_p = 0,$$



反射方向与
折射方向恰巧正交

图 3.5 布儒斯特角入射时的反射线与折射线恰好正交

$$n_1 \sin i_b = n_2 \sin i_2$$

$$\underline{\underline{\tan i_b = \frac{n_2}{n_1}}}. \quad (i_b \approx 56^\circ 18')$$

重要结论：任何偏振态的光, 以 i_b 角入射时, 反射光皆为线偏振光 — 垂直入射面的 S 光。

应用:(1) 反射“起偏器”。

(2) 为“消反射”提供一种技术途径。

照相镜头前附加一偏振片

—旋转之。

(3) 用以标定“偏振片透振方向”。

等等,等待你的进一步开发。

● 玻片组—透射起偏器

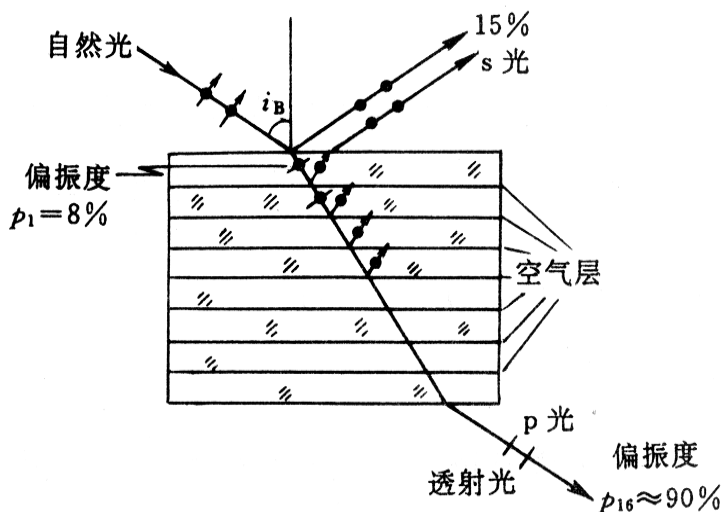


图 3.6 一玻片组成为透射起偏器

● 一道例题, 提出一个问题

设 $i_1 = 60^\circ$, $n_1 = 1.0$, $n_2 = 1.5$,

算 (R_p, T_p) , (R_s, T_s) ?

由 $\sin i_1 = \sin 60^\circ = \sqrt{3}/2$

$$\begin{aligned} \cos i_2 &= \sqrt{1 - \sin^2 i_2} = \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2} \sin i_1\right)^2} \\ &= \sqrt{6}/3 \approx 0.82 \end{aligned}$$

得

$$\begin{cases} R_p = |\tilde{r}_p|^2 = \left(\frac{1.5 \times 0.5 - 1.0 \times 0.82}{1.5 \times 0.5 + 1.0 \times 0.82}\right)^2 \approx 0.002, \\ T_p = \frac{n_2}{n_1} |\tilde{t}_p|^2 \approx 1.5 \times \left(\frac{2 \times 1.0 \times 0.5}{0.75 + 0.82}\right)^2 \approx 0.609; \\ R_s = |\tilde{r}_s|^2 \approx 0.178, \\ T_s = \frac{n_2}{n_1} |\tilde{t}_s|^2 \approx 0.501. \end{cases}$$

可见

$$\begin{cases} (R_p + T_p) \neq 1, \\ (R_s + T_s) \neq 1, \end{cases}$$

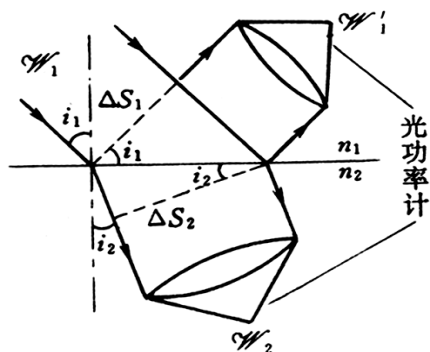
即
$$\begin{cases} I'_{1p} + I_{2p} \neq I_{1p}, \\ I'_{1s} + I_{2s} \neq I_{1s}, \end{cases}$$

一般 反射光强 + 透射光强 \neq 入射光强!
这违背“能量守恒律”吗?

●光功率反射率与透射率,

注意 光强 I ——光功率密度(W/cm^2);

考虑到 透透光束的正截面积 不等于入射光束、反射光束的正截面积,



3.7 考察光功率的分配

光功率守恒

$$W_1^I + W_2 = W_1,$$

有
$$\frac{W_1^I}{W_1} + \frac{W_2}{W_1} = 1,$$

$$\mathcal{R}_{p.s} + \mathcal{T}_{p.s} = 1,$$

其中, \mathcal{R} , “光功率反射率”; \mathcal{T} , “光功率透射率”

考虑到 $W_2 = I_2 \cdot \Delta S_2$, $W_1 = I_1 \cdot \Delta S_1$

而正截面积的比值
$$\frac{\Delta S_2}{\Delta S_1} = \frac{\cos i_2}{\cos i_1},$$

于是， 若以“光强”表达上述“守恒式”，
应当为

$$I_1 + \frac{\cos i_2}{\cos i_1} I_2 = I_1,$$

即
$$R_{p.s} + \frac{\cos i_2}{\cos i_1} T_{p.s} = 1.$$

面积因子



图 3.8

* 验算(上例)

$$\frac{\cos i_2}{\cos i_1} = \frac{\sqrt{6}/3}{0.5} \approx 1.64,$$

$$R_p \approx 0.002, \quad T_p \approx 0.609,$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathcal{J}_p = \frac{\cos i_2}{\cos i_1} T_p \approx 1.64 \times 0.609 \approx 99.9\%, \\ \mathcal{R}_p = R_p \approx 0.2\%, \end{array} \right.$$

确实 $\mathcal{J}_p + \mathcal{R}_p \approx 100\%$;

$$R_s \approx 0.178, \quad T_s \approx 0.501,$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathcal{J}_s = \frac{\cos i_2}{\cos i_1} T_s \approx 1.64 \times 0.501 \approx 82.2\%, \\ \mathcal{R}_s = R_s \approx 17.8\%, \end{array} \right.$$

确实 $\mathcal{J}_s + \mathcal{R}_s \approx 100$.

● 反射率 & 透射率一览表

定义表

定义 \ 分别	复振幅	光强	光功率
反射率	$\tilde{r}_p = \frac{\tilde{E}'_{1p}}{\tilde{E}_{1p}} = r_p e^{i\delta'_p}$	$R_p = \frac{I'_{1p}}{I_{1p}}$	$\mathcal{R}_p = \frac{\mathcal{W}'_{1p}}{\mathcal{W}_{1p}}$
	$\tilde{r}_s = \frac{\tilde{E}'_{1s}}{\tilde{E}_{1s}} = r_s e^{i\delta'_s}$	$R_s = \frac{I'_{1s}}{I_{1s}}$	$\mathcal{R}_s = \frac{\mathcal{W}'_{1s}}{\mathcal{W}_{1s}}$
透射率	$\tilde{t}_p = \frac{\tilde{E}_{2p}}{\tilde{E}_{1p}} = t_p e^{i\delta_p}$	$T_p = \frac{I_{2p}}{I_{1p}}$	$\mathcal{I}_p = \frac{\mathcal{W}_{2p}}{\mathcal{W}_{1p}}$
	$\tilde{t}_s = \frac{\tilde{E}_{2s}}{\tilde{E}_{1s}} = t_s e^{i\delta_s}$	$T_s = \frac{I_{2s}}{I_{1s}}$	$\mathcal{I}_s = \frac{\mathcal{W}_{2s}}{\mathcal{W}_{1s}}$

关系表(要计及折射率之差异与光束正截面之差异)

反射率之间	$\mathcal{R}_p = R_p = r_p^2, \mathcal{R}_s = R_s = r_s^2$
透射率之间	$\mathcal{I}_{p.s} = \frac{\cos i_2}{\cos i_1} T_{p.s}, T_{p.s} = \frac{n_2}{n_1} t_{p.s}^2$
反射率与透射率之关系	光功率守恒 $\begin{cases} \mathcal{W}'_{1p} + \mathcal{W}_{2p} = \mathcal{W}_{1p} \\ \mathcal{W}'_{1s} + \mathcal{W}_{2s} = \mathcal{W}_{1s} \end{cases}$ 有 $\mathcal{R}_{p.s} + \mathcal{I}_{p.s} = 1$ 或 $R_{p.s} + \frac{\cos i_2}{\cos i_1} T_{p.s} = 1, r_{p.s}^2 + \frac{n_2 \cos i_2}{n_1 \cos i_1} t_{p.s}^2 = 1$

振幅透射率、光强透射率 $t, T > 1$ 是可能的!

● Stoke's 倒逆关系

它 回答的问题是

$$\left. \begin{array}{l} n_1 \rightarrow n_2, \text{有}(r, t) \\ n_2 \rightarrow n_1, \text{有}(r', t') \end{array} \right\} \text{两者之关系?}$$

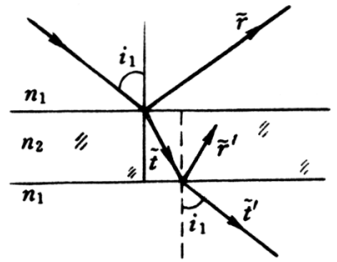


图 3.9 导出斯托克斯倒逆关系

他巧妙地避开了费涅耳公式，
采取“可逆光路”而发现这关系：

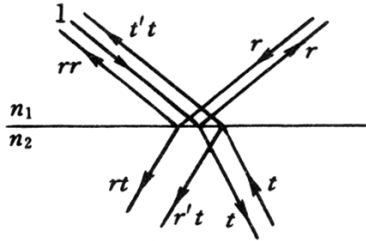


图 3.10 导出斯托克斯倒逆关系

光能流被抵消，空间无光场，

$$\begin{cases} rt + r't = 0, \\ 1 - (t't + r^2) = 0. \end{cases}$$

即

$$\begin{cases} r' = -r, \\ tt' + r^2 = 1. \end{cases} \quad (r'_P = -r_P, r'_S = -r_S)$$

它可被检验，满足费涅耳公式。

3.3 反射光的相位变化

- 概述
- 相移变化曲线
- 菲涅耳棱镜产生圆偏振光
- 反射相位突变问题——结论

* * * * * *

● 概述

关注 $\tilde{r}_{p,s}$ 中的相位因子：

$$\begin{cases} \tilde{r}_p = r_p \cdot e^{i\delta'_p} = \frac{n_2 \cos i_1 - n_1 \cos i_2}{n_2 \cos i_1 + n_1 \cos i_2}, \\ \tilde{r}_s = r_s \cdot e^{i\delta'_s} = \frac{n_1 \cos i_1 - n_2 \cos i_2}{n_1 \cos i_1 + n_2 \cos i_2} \end{cases}$$

其中， $\delta'_p = \varphi'_{IP} - \varphi_{IP}$ ， $\delta'_s = \varphi'_{IS} - \varphi_{IS}$ ，

泛论： 设， $\varphi_{Ip} = \varphi_{Is} = 0$ ， 则

当 $\delta'_{p,s} = 0$ ，

表明反射光 p, s 振动态与局部座标轴 $\mathbf{p}'_l, \mathbf{s}'_l$ 一致；

当 $\delta'_{p,s} = \pi$ ，

表明反射光 p, s 振动态与局部座标轴 $\mathbf{p}'_l, \mathbf{s}'_l$ 相反；

当 $\delta'_{p,s} \neq 0, \pi$

其状态介于上述两者之间。

● 相移变化曲线 $\delta'_p(i_1)$ 、 $\delta'_s(i_1)$,

(1) $n_1 < n_2$ 情形

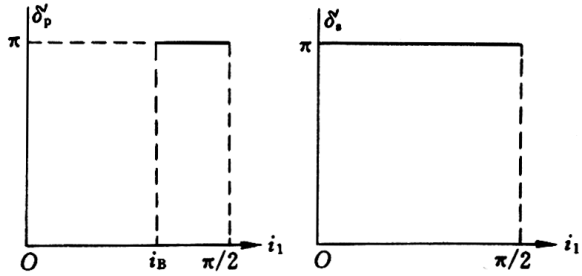
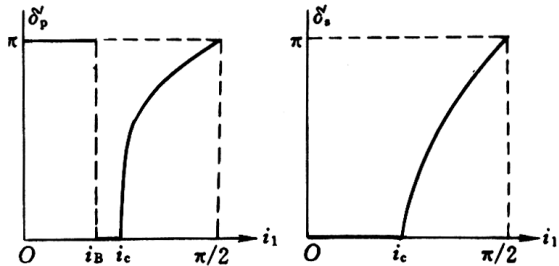


图 3.11

(2) $n_1 > n_2$ 情形



$n_1 > n_2, n_1 = 1.5, n_2 = 1.0$

图 3.12

将可能发生全反射现象, 临界角 i_c

$$n_1 \cdot \sin i_c = n_2,$$

$$\text{即 } \sin i_c = \frac{n_2}{n_1}, (1.0/1.5, i_c = 41.8^\circ)$$

$$\text{而 } i_b, \tan i_b = \frac{n_2}{n_1}, (1.0/1.5, i_b = 33.7^\circ)$$

总是 $i_c > i_b$.

● 菲涅耳棱镜产生圆偏振光

设玻璃折射率 $n_1 = 1.51$, 空气折射率 $n_2 = 1.0$, 以入射角 $i_1 = 51^\circ 20'$ 射入一线偏振光, 且其偏振方向与入射面夹角 $\alpha = 45^\circ$, 相位 $(\varphi_{1p} - \varphi_{1s}) = 0$, 即在入射光局部位坐标架 $(\mathbf{p}_1, \mathbf{s}_1)$ 看来, 入射光是两个等振幅同相位的正交振动的合成。试分析反射光的偏振态。

先看该入射角是否过全反射临界角 i_c ,

$$i_c = \arcsin \frac{n_2}{n_1} = \arcsin \frac{1.0}{1.51} \approx 47^\circ 47',$$

显然, 目前 $i_1 = 51^\circ 20'$ 是过临界角, 应按(3.30), (3.31)计算相移量,

$$\delta'_p = 2 \arctan \left(1.51 \times \frac{\sqrt{(1.51 \times \sin 51^\circ 20')^2 - 1}}{\cos 51^\circ 20'} \right) \approx 111^\circ 18',$$

$$\delta'_s = 2 \arctan \left(\frac{1}{1.51} \times \frac{\sqrt{(1.51 \times \sin 51^\circ 20')^2 - 1}}{\cos 51^\circ 20'} \right) \approx 66^\circ 5',$$

$$\Delta = (\delta'_p - \delta'_s) \approx 45^\circ 13'.$$

该值已经接近目前折射率条件下两者的最大差值, 于是, 反射光 p 振动与 s 振动之间的相位差, 应根据下式

$$(\varphi'_{1p} - \varphi'_{1s}) = (\varphi_{1p} - \varphi_{1s}) + (\delta'_p - \delta'_s),$$

令 $(\varphi_{lp} - \varphi_{ls}) = 0$, 而 $(\delta'_p - \delta'_s) = \Delta \approx 45^\circ 13'$, 算出目前条件下,

$$(\delta'_{lp} - \delta'_{ls}) \approx 45^\circ 13'.$$

又按(3.34)式, 知悉在过临界角时, 实振幅反射率 r_p, r_s 均等于 1。故此时反射光是一个内切于正方形边框的斜椭圆左旋偏振光。若适当调整入射角, 可以实现 $\Delta = 45^\circ$, 这样接连两次内反射, 就可以获得 $\Delta = 90^\circ$, 出射光就是一个左旋圆偏振光。当年菲涅耳基于以上考量, 制成了一个棱镜, 如图 3.33 所示, 在线偏振光入射且偏振取向为 45° 的条件下, 获得一束左旋圆偏振光。

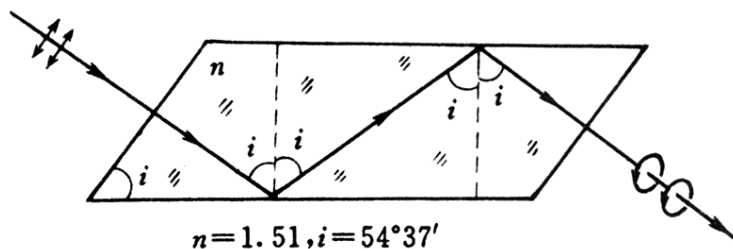


图 3.13

菲涅耳棱镜内全反射两次以获得圆偏振光

▲ 了解 $\delta'_{p,s}$ 变化特点, 旨在

(1) 正确分析“干涉场”——

入射光与反射光的干涉;

薄膜上下表面反射光的干涉。

(2) 正确分析反射光的偏振态。

● 结论:

(1) 正入射时,

$n_1 < n_2$, 反射光相位突变 π , 有半波损;

$n_1 > n_2$, 反射光相位无突变, 无半波损;

(2) 掠入射时,

$n_1 \leq n_2$, 反射光均有半波损。

(3) 斜入射时

人们关心薄膜上下表面反射的两束光之间的相位差, 计算中是否要 附加“ π ”?

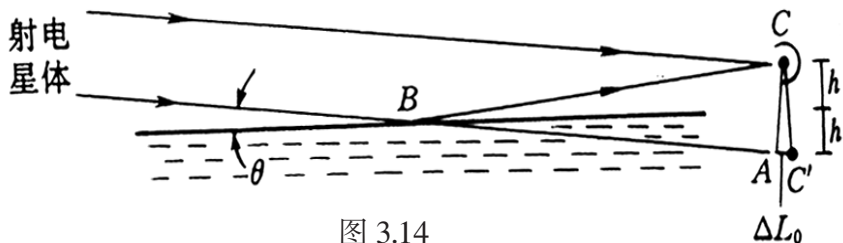


图 3.14

例 $n_1 < n_2 > n_3$,

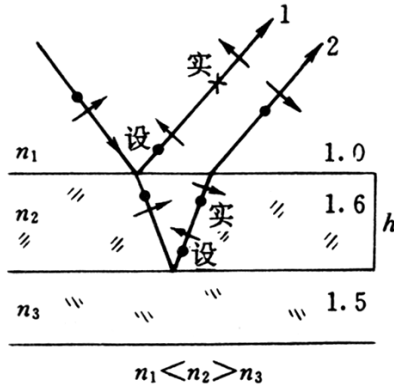


图 3.15

可见,在 $h \rightarrow 0$ 条件下

两光束的振动态是相反的

——“要考虑,半波损”。

于是,决定相干结果的实际光程差

$$(L_2 - L_1) = \Delta L_0 + \left(\frac{\lambda_0}{2}\right)$$

其中 ΔL_0 表现光程差, 几何光程差。

结论:

(1) 当 $n_1 < n_2 > n_3$, 或 $n_1 > n_2 < n_3$,

要考虑半波损, $\Delta L_{12} = \Delta L_0 + \frac{\lambda_0}{2}$;

(2) 当 $n_1 < n_2 < n_3$, 或 $n_1 > n_2 > n_3$,

不必考虑半波损, $\Delta L_{12} = \Delta L_0$.

3.4 反射光的偏振态分析

- 概述
- 典型情形—自然光入射

- 若干结论

* * * * *

- 概述

基于复振幅反射率 \tilde{r}_p, \tilde{r}_s —— 既含“振幅比”，又含“相位差”，人们可以完全地确定

反射光的偏振态及其特征。

(同学们 可以自己演练)

- 典型情形—自然光入射($n_1 < n_2$)

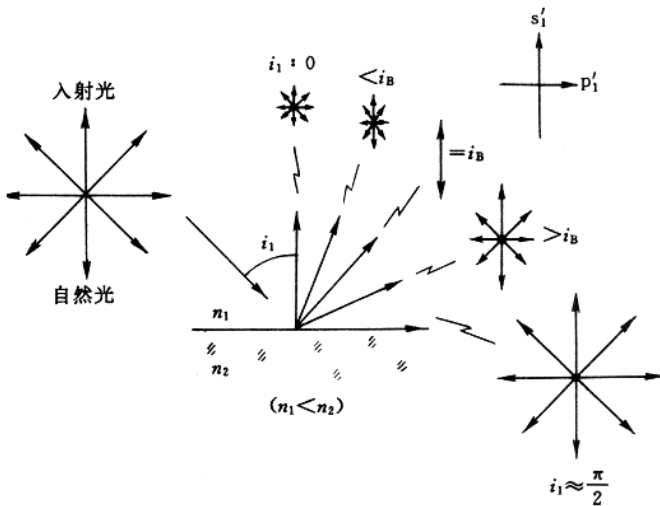


图 3.16

自然光入射时反射光偏振态变化图像

● 列举若干重要结论：

(1) 正入射时,若入射光为**右旋**偏振光,
则反射光为**左旋**偏振光.

(轴对称性, 右旋变左旋, $n_1 \leq n_2$ 皆是)

(2) i_b 角入射, 则反射光皆为**线偏振 s 光**。

(3) 大于临界角 i_c 入射, 若入射为线偏振光, 则反射光
为**椭圆偏振光**。

* 在判断反射光的偏振态时, 要注意尊重原先“相位 \pm 号的约定”。

$$e^{i\varphi'_l} e^{-i\omega t} \longleftrightarrow \cos(\omega t - \varphi'_l)$$

故决定反射光两个正交振动的相位差

$$(\varphi'_{ls} - \varphi'_{lp}) = (\varphi_{ls} + \delta'_s) - (\varphi_{lp} + \delta'_p)$$

$$\longleftrightarrow (\varphi'_{ls} - \varphi'_p) = (\varphi_{ls} - \varphi_{lp}) + (\delta'_p - \delta'_s)$$

入射光实际相位差。

其意义是 以免在决定

左右旋

时出现错乱.

3.5 全反射时的透射场

—— 隐失波(evanescent wave)

- 问题的提出 ●导出隐失波函数 ●隐失波特征
- 隐失波能流分析 ●隐失波实验现象与应用
- 受抑全反射 ●Goos-Haenchen 位移
- 光波导 ●近场扫描光学显微镜

* * * *

●问题的提出

通常 折射定律

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2,$$

当 $n_1 > n_2$ 时, 可能有

$$n_1 \sin i_c = n_2,$$

(此时折射角最大 $i_{2Max} = \frac{\pi}{2}$);

还可能出现,

$n_1 \sin i_1 > n_2$, 当超临界角 $i_1 > i_c$ 时,

$\sin i_2 = ?$ 令人费解疑惑!

又, 从实验上观测到, 此时

$I_1 = I_1'$ 光强全反射确实成立,

是否意味着透射场为 0?

—— 如是, 又怎能满足光波边值关系呢?

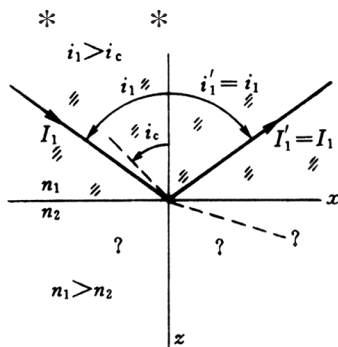


图 3.17

全反射时的透射场问题

● 导出隐失波函数

这要回到三维波动空间中全面考察之($z \neq 0$):

透射场波函数

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \widetilde{\mathbf{E}}_{20} e^{i(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega t)}$$

分析波矢 $\mathbf{k}_2(k_{2x}, k_{2y}, k_{2z})$, 三个分量,

为满足波动方程, 应当有

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\omega}{k_2} = v_2 = \frac{c}{n_2}, \text{ 即 } \underline{k_2 = n_2 k_0}, (c = \frac{\omega}{k_0}) \\ \text{为满足边值关系, 应当有} \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} k_{2x} = k_{1x} = k_1 \sin i_1, \quad \text{即 } k_{2x} = n_1 k_0 \sin i_1 \\ k_{2y} = k_{1y} = 0, \end{array} \right.$$

于是波矢 \mathbf{k}_2 的第三个分量 k_{2z} 由下式决定,

$$k_{2z} = \sqrt{k_2^2 - (k_{2x}^2 + k_{2y}^2)}$$

$$\text{即 } \underline{k_{2z} = \sqrt{n_2^2 - (n_1 \sin i_1)^2} \cdot k_0 .}$$

当 $n_1 \sin i_1 < n_2$, (小于临界角), k_{2z} 为实数, “正常”;

当 $n_1 \sin i_1 > n_2$, (超临界角), k_{2z} 为虚数, “异常”。

最终导致 超临界角时透射场波函数被显示为

$$\mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t) = \widetilde{\mathbf{E}}_{20} e^{i(k_{2x} \cdot x + k_{2z} \cdot z - \omega t)}$$

$$\text{改写 } k_{2z} = \sqrt{-1} \cdot k'_{2z}, \quad k'_{2z} = \sqrt{(n_1 \sin i_1)^2 - n_2^2} k_0, \text{ (实数)}$$

代入,

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \widetilde{\mathbf{E}}_{20} e^{-k'_{2y} \cdot z} e^{i(k_{2x} \cdot x - \omega t)}$$

沿 z 方向失去周期性，失去波动性；
沿 x 方向，具有时空周期性，失去波动性——沿 x 方向传播的行波

一种特殊的波场：沿 x 方向传播的平面波；其振幅沿 z 方向急剧衰减。

▲ 衰减系数——穿透深度

$$d \approx \frac{1}{k'_{2z}} = \frac{\lambda_0}{2\pi \sqrt{(n_1 \sin i_1)^2 - n_2^2}} \quad \text{波长量级}$$

数据： $n_1 = 1.5, \quad n_2 = 1.0$

若 $i_1 = 45^\circ, \quad d \approx \frac{\lambda_0}{3};$

若 $i_1 = 60^\circ, \quad d \approx \frac{\lambda_0}{5}.$

▲ 隐失波示意图

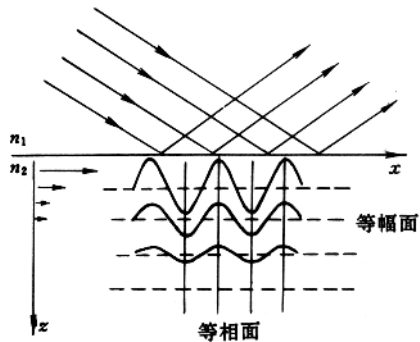


图 3.18
隐失波图像

- 隐失波特征 (·) 结, 可从不同角度认识之)
 - ▲ 其波矢, 一个分量为实数, 另一个分量为虚数;
 - ▲ 其波动性, 一个方向为行波, 另一个方向无波动性;
 - ▲ 其行波成分(S_x 波), 等幅面与等相面不再一致, 彼此正交;
 - ▲ 有意思的是 $S_x(x, t)$ 波, 传播因子为

$$\underline{(k_{2x} \cdot x - \omega t)}$$

故

$$\text{波速} \quad v_{2x} = \frac{\omega}{k_{2x}} = \frac{\omega}{k_1 \sin i_1} = \frac{v_1}{\sin i_1}$$

$$\text{波长} \quad \lambda_{2x} = \frac{2\pi}{k_{2x}} = \frac{\lambda_1}{\sin i_1}$$

皆由入射一方情况 (λ_1, i_1) 而定。

● 隐失波的能量分析

▲ 根据费涅耳公式, 光强反射率为

$$R_P = |\tilde{\mathbf{r}}_P|^2 = \left| \frac{n_2 \cos i_1 - n_1 \cos i_2}{n_2 \cos i_1 + n_1 \cos i_2} \right|^2$$

超临界角时 $n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2$ 中 $\sin i_2$ 的 i_2 角费解, 但数学形式上 $\cos i_2$ 却不费解,

$$\begin{aligned} \cos i_2 &= \sqrt{1 - \sin^2 i_2} = \sqrt{1 - \left(\frac{n_1 \sin i_1}{n_2}\right)^2} \\ &= \sqrt{-1} \cdot \sqrt{\left(\frac{n_1 \sin i_1}{n_2}\right)^2 - 1} \end{aligned}$$

写成 $n_1 \cos i_2 = bi$, 纯虚数, $b = n_1 \cdot \sqrt{\left(\frac{n_1 \sin i_1}{n_2}\right)^2 - 1}$.

于是

$$R_p = \left| \frac{a - bi}{a + bi} \right|^2 = 1!$$

同理

$$R_s = \left| \frac{n_1 \cos i_1 - n_2 \cos i_2}{n_1 \cos i_1 + n_2 \cos i_2} \right| = \left| \frac{c - di}{c + di} \right|^2 = 1!$$

可见,平均能流密度(光强)确实全反射

$$I_1' = I_1.$$

那么,如何理解此时透射场

存在隐失波,却 $\langle S(t) \rangle = 0$ 呢?

还要回到 E, H 波动方程中,考察玻印延矢量

$$\mathbf{S}(t) = \mathbf{E}(t) \times \mathbf{H}(t),$$

分量表示:

$$(\text{过分简单的说明}) \begin{cases} \mathbf{E}_y(t) \times \mathbf{H}_z(t) = \mathbf{S}_x(t), & \langle \mathbf{S}_x(t) \rangle \neq 0, \\ \mathbf{E}_z(t) \times \mathbf{H}_x(t) = \mathbf{S}_y(t), & \langle \mathbf{S}_y(t) \rangle = 0, \\ \mathbf{E}_x(t) \times \mathbf{H}_y(t) = \mathbf{S}_z(t), & \langle \mathbf{S}_z(t) \rangle = 0, \end{cases}$$

导致 $\langle \mathbf{S}_z(t) \rangle = 0$ 的原因是

$$E_x(t) \text{ 与 } H_y(t) \text{ 之间不再同相位, 相差 } \delta = \frac{\pi}{2}.$$

存在 I_x , 从哪里来? 是否违背光功率守恒?

否, 从左侧来, 流向右侧

$$-\infty \rightarrow +\infty$$

是隐失波建立过程中付出的:

一旦建立以后, $I'_1 = I_1$, 入射能流不再他付。

隐失波能流的详细分析, 请参见书 P.137- P.138。

【实验现象】

● 受抑全反射 —— 光学隧道效应

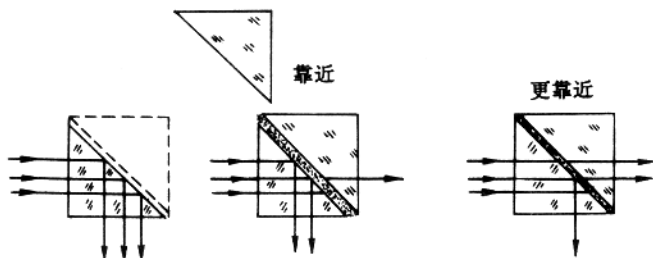


图 3.19

受抑全反射现象——光学隧道效应

通过隐失波的耦合, 改变了行波的能量分配, 全反射被抑制, 产生“隧道”效应。

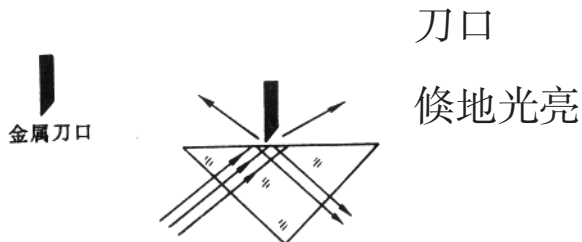


图 3.20

金属刀口进入隐失场

● Goos-Haenchen displacement (古斯-哈恩森位移)

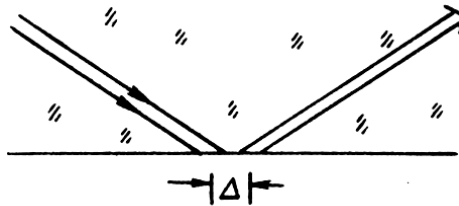


图 3.21 窄光束过临界角入射时的位移现象

窄光束入射时,反射点与入射点不再重合,有了一个小位移——似乎入射波透入第二介质表层一薄区,尔后再反射回去。

● 光波导——集成光学

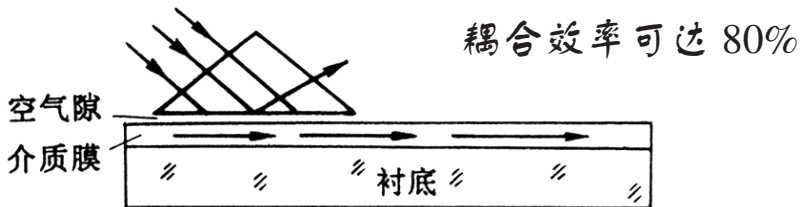


图 3.22 利用隐失波耦合而实现光波导

● 近场光学显微镜 (光扫描隧道显微镜)

NSOM near scanning optical microscope,

PSTM photonscanning tunneling microscope,

1928 年,英国人, E.H.ynge 提出“设想”

“Suggested method for extending microscopic resolution into the ultra-microscopic region”

1980's,几乎与 STM 技术出现的同时,提出 NSOM 技术设想。

3.6 近场扫描光学显微镜

- 工作原理
- 独特功能
- 研究实例
- 神奇的构想
- 性能比较——传统与近场
- 历史回顾——人类为提高显微镜能力的历程

* * * * *

● 工作原理

近场扫描光学显微镜, near scanning optical microscope, 缩写符号为 NSOM, 它兴起于 20 世纪的 80 年代初, 这几乎与电子扫描隧道显微镜诞生于同时期, 由于它具有若干独特功能, 立即引起科技界的极大兴趣, 在 20 世纪 90 年代取得了长足的进展, 并由此出现了一个新的研究领域——近场科学与近场技术。

NSOM 工作原理如图 3.61 所示, 一个表面微结构的样品, 紧贴于棱镜上界面, 光束从棱镜一侧入射, 在上

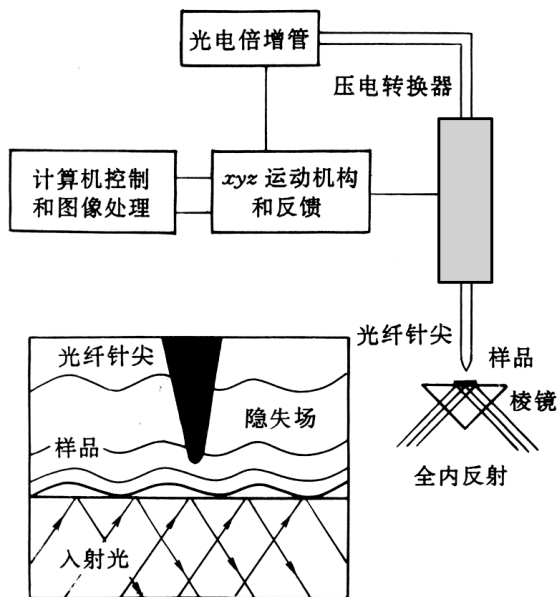


图 3.23

NSOM 工作原理示意图

界面发生内全反射，因而在样品及其邻近区域存在一隐失场；一光纤探针接近样品表面，通过隐失场耦合，针尖响应了一光强信号输出；接着，由光电倍增管、(xyz)三维运动机构、反馈和压电晶体管，构成一个横向(xy)扫描和纵距z测控系统，以保证在二维扫描过程中针尖与样品表面的距离精确地维持不变，由于隐失场振幅随纵向距离Z指数衰减，反应相当敏感，当样品表面有精微起伏，测控系统便产生一控制信号，使针尖适时升降。于是，我们从控制信号中获得了全反射界面上样品的形貌图像。

● 独特功能

NSOM的优点可被概括为四条。

(1) **高分辨.** 传统光学显微镜的分辨本领极限为 λ_2 ~ 200 – 300nm，而目前NSOM的分辨本领已达12 – 50nm。从上述工作原理的介绍中，可以看到决定NSOM分辨本领的要素是针尖尺寸、扫描位移精度和纵距测控精度。

(2) **样品宽容.** 用于NSOM的样品可以是固体或液体，可以是绝缘介质、磁性材料、金属或半导体，且无需对样品作特殊加工或处理。NSOM具有的这种无损和多样化的样品宽容性，明显地优于电子显微镜。

(3) **环境宽松.** NSOM可在大气环境下直接操作,也可以在设定的特殊环境下工作,它自身对测量环境无特别要求,更不苛求真空条件,像电子显微镜那样.

(4) **衬度多样.** NSOM针尖提取光信号的方式也是多样的,除图 3.61 所示的全内反射造成的隐失场耦合方式外,还有其它几种方式,比如光的吸收、反射和荧光,参见图 3.62. 多样化的衬度机制,大大扩展了 NSOM 的应用范围。在这几种衬度机制中,似乎看不出有隐失场,其实它是存在的,因为超精细结构的衍射将产生隐失场,从而限制了衍射用于结构分析的精度,其分辨本领极限为波长 λ 量级,这就更能体现出 NSOM 高分辨 (达 $\lambda/10$) 的优越性。

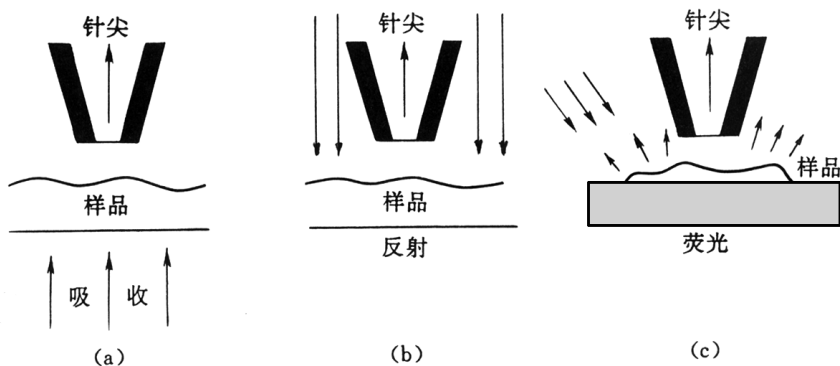


图 3.24

适用于 NSOM 的其他几种衬度机制

● 研究实例

目前在 NSOM 上开展的研究有,检测材料纳米尺度光学性质的非均匀性,比如观察半导体微腔激光器发生的均匀性,观察 Si 分形结构和 Si 单晶的结构与荧光;观察生物样品荧光性质以及单分子检测,期望用于对生物大分子光合过程的动态观察;观测纳米材料的近场光谱,因为现行的所有光谱仪测量的皆是远场光谱,而理论和实验均已证认,传播过程中光场的光谱将发生变化,即使光波传播于自由空间,NSOM 提供了一种近场光谱的测量手段,这无疑对分析纳米材料结构和性能大有帮助(见图 3.63)。研制性能更为优越的或不同工作机制的 NSOM,自然也是这一领域的研究课题。

总之,近场扫描光学显微镜将光学探测手段深入到纳米尺度亦即分子尺度,开辟了纳米尺度微结构研究和纳米尺度材料光学性质研究的新领域,它的无损和多样化的样品种类与衬度机制,也为生物、化学和医学提供了新的研究手段。

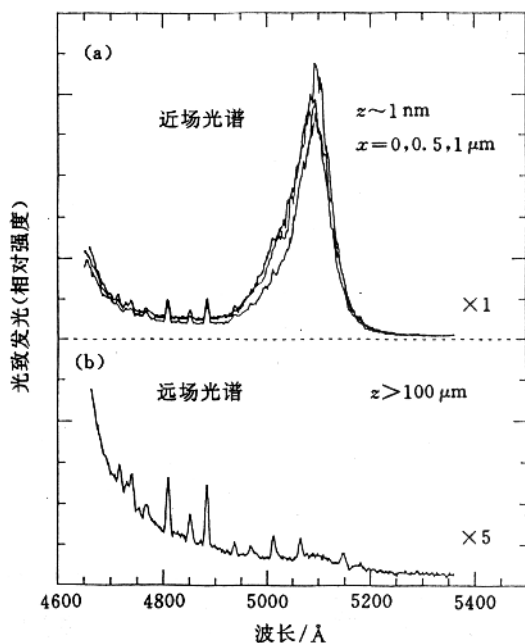


图 3.25

近场光谱不同于远场光谱

● 申奇的构想

1928年

E. H. Synge

英国人 申奇先生

与爱因斯坦多次书信往来

在他的大力鼓励下， 以题为

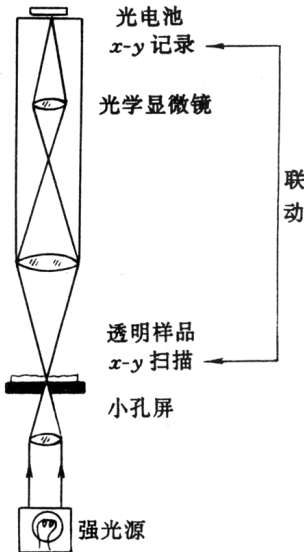
Suggestel Method for

Extending Microscopic Resolusion

into the Ultra-Microscopic Region

(phil.Mag .1928 vol.6 ,p.356)

将显微镜的分辨本领扩展到超显微区的建议



大胆构想!

认为:该新型显微镜的

分辨率极限可达

$0.01\mu\text{m} \sim 10\text{nm} \sim 100\text{\AA}$.

图 3.26

申奇构想的新型显微镜结构

* 新型显微镜的设计要点与技术关键

申奇归纳为：

1. 在不透明的平板或薄膜上,制备出近乎 10 nm 的小孔,置于生物样品切片正下方,间隔几个 nm.
2. 入射光通过上述平板小孔照明样品,透过样品的光被显微镜聚焦到光电池上。
3. 保持入射光源强度不变,通过 10 nm 的步距,在两个方向上移动样品,使入射光点沿样品平面网格状扫描样品。

简言之,三个“10 nm”技术

* 今天人们惊奇地发现,申奇的论文实际上已完整地提出了当今近场光学扫描显微镜的设计要求和技术关键。

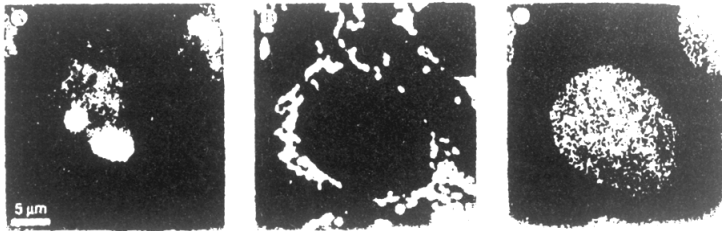


图 3.27 (a) 为剪切力形貌图, (b),(c) 分别为双光子和三光子荧光图

● 性能比较——传统与近场

为什么近场扫描光学显微镜能够突破传统显微镜的分辨率极限,尤其是看到了在申奇的构图中,依然有一传统显微镜将样品信息聚焦于记录介质上,便更令人深思去探究这一问题。其实,两者的根本区别在于测量原理或测量制式上,现将由此引起的一系列特点列于表 3.1 一览。

表 3.1 近场扫描光学显微镜与传统光学显微镜的比较

性能比较	传统光学显微镜	近场扫描光学显微镜
样品信息采集方式	物像共轭关系——成像	探针近场逐点扫描
测量制式	同时制	循序制
总响应与像元之关系	叠加·卷积	无叠加·不卷积
分辨率受限因素	镜头衍射(艾里斑)	针尖尺寸、扫描位移精度
分辨率极限量级	$\frac{\lambda}{2} \sim 300 \text{ nm}$	目前水平 10–50 nm
技术要点	镜头设计(消像差)、高像质、高数值孔径	精细的针尖、精密的位移、对近场距离的高灵敏测控
涉及的光波场	夫琅禾费衍射场	过临界角的透射隐失场、超精细结构的衍射隐失场

● 历史回顾

人类发明放大镜、望眼镜和显微镜,旨在增长视觉识别客体结构细节的能力。二百多年以来,人类一直为不断提高显微镜分辨本领而努力创新,图 3.64 粗略地显示这一领域的历史进程和目前水平。虽然近场扫描光学显微镜的分辨本领目前还弱于场离子显微镜和电子扫描隧道显微镜,它仍以具有多方面的优点而成为显微技术领域中的一个颇为人们青睐的新工具。图 3.65 是生命科学中近场扫描光学显微镜实测的几幅图像。

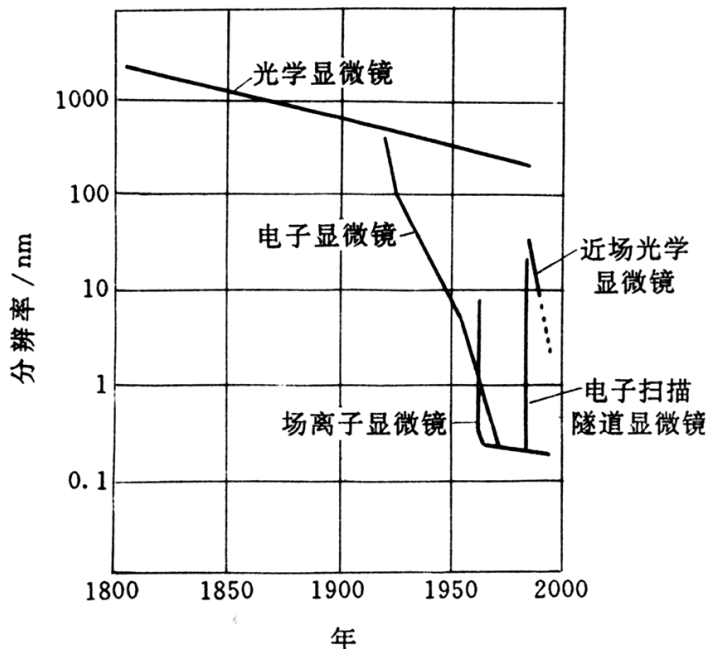


图 3.28

为提高显微镜分辨率的历史概况