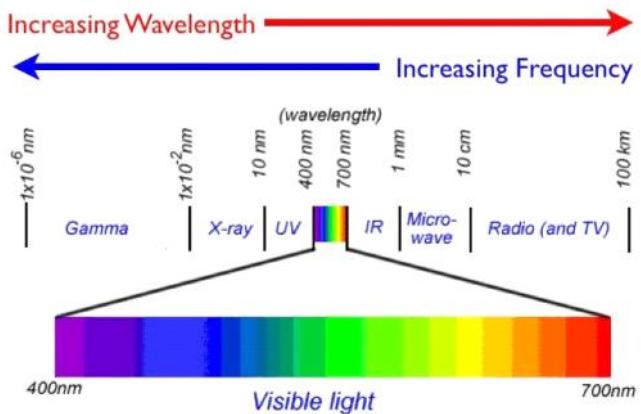


光是一种电磁波

2021年3月1日星期一 上午11:00
波长



可见光 $400 - 700 \text{ nm}$ $1 \text{ Å} = 10^{-10} \text{ m}$

激光 $10^{-9} \text{ nm} \leftarrow$ 单色性好

介质中 $v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_r}}$ 行进常数、磁导率

真空中 $v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$

折射率 $n = \frac{c}{v}$

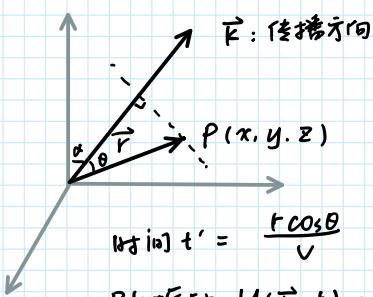
光强 $I = A^2$

波动的数学描述

2021年3月1日星期一 上午11:16

1. 简谐平面波

$$U(t) = A \cos \omega t$$



$$P点振动 U(r, t) = A \cos(\omega t - kr)$$

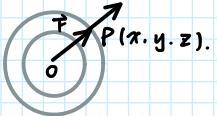
$$\begin{aligned} &= A \cos(\omega t - \frac{\omega r \cos \theta}{v}) \\ &= A \cos(\omega t - \frac{2\pi r \cos \theta}{\lambda}) \\ &= A \cos(\omega t - \frac{2\pi r \cos \theta}{\lambda}) \end{aligned}$$

定义 $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \vec{e}_k$ \vec{k} 方向的单位向量。

$$U(r, t) = A \cos(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})$$

$$\vec{k} \cdot \vec{r} = k(x \cos \alpha + y \cos \beta + z \cos \gamma)$$

2. 波面波



3. 复数表示

$$\begin{aligned} \text{前提: 欧拉公式 } e^{i\alpha} &= \cos \alpha + i \sin \alpha \\ e^{-i\alpha} &= \cos \alpha - i \sin \alpha \end{aligned}$$

对一般的波动表达式:

$$U(r, t) = A(r) \cos[\omega t - \phi(r, t)]$$

复数形式

$$\hat{U}(r, t) = A(r) e^{i\phi(r, t)} e^{-i\omega t}$$

其中 $\hat{U}(r) = A(r) e^{i\phi(r)}$ 称为复振幅

> 平面波复振幅 $\hat{U}(r) = A_0 e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} = A_0 (\sin kr + i \cos kr)$

> 球面波 ... $\hat{U}(r) = \frac{A_0}{r} e^{ikr} = \frac{A_0}{r} (\sin kr - i \cos kr)$

光强可表示为 $I = \hat{U}(r) \cdot \hat{U}(r)^*$

$$\begin{aligned} 4\pi r_0^2 I_0 &= 4\pi r^2 I \\ r_0^2 A_0^2 &= r^2 A^2 \\ A &= \frac{A_0 r_0}{r} \end{aligned}$$

反比关系

费马原理

2021年3月3日星期三 下午4:36

- 均匀介质中直线传播
 - 不相互作用
 - 可逆
 - 反射、折射定律

折 射 率 $n = \frac{c}{v}$

$$\text{折射定律} \quad n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2$$

光密 \rightarrow 光疏

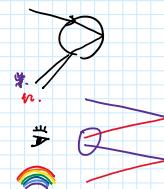
$$\frac{u_1}{u_2} > 1 \quad \text{逆序。}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu_s \sin i = \mu_p \sin i \\ \mu_p \sin i_c = n_c \\ i_c + i_p = \frac{\pi}{2} \end{array} \right.$$

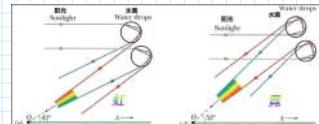
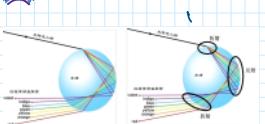
$$\Rightarrow \sin i_c = \cos i_f = \frac{N_f}{N_0}$$

$$\sin i = \frac{N_f}{N_0} \sqrt{1 - \left(\frac{N_c}{N_f}\right)^2}$$

彩虹



双彩虹



光程为0

$$|fndt| + |f'mdt|$$

$$\text{eg. } n-1 = kp$$

$$p = p_0 e^{-\frac{mg}{RT}(r - r_0)}$$

其中 $R = 8.31 \text{ J/(mol} \cdot \text{K)}$

$$C = \frac{RT}{\mu g} = \frac{8.31 \times 300}{29 \times 10^{-3} \times 9.8} = 87720$$

费马原理应用习题

光程

$$t = \sum \frac{L_i}{V_i} = \sum n_i L_i / c$$

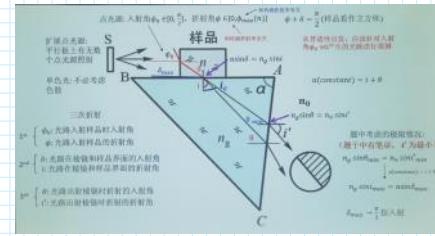
费马原理 光线传播的路径费米原理为极值

$$\delta[t] = \delta \int_A^B n dl = 0 \quad \forall t \quad \delta(\Delta t) = \frac{1}{t} \delta \int_A^B n dl = 0$$

推折射定律

$\Delta = N_1 \cdot \sqrt{a^2 + x^2} + N_2 \cdot \sqrt{b^2 + (c-x)^2}$
 $\Delta' = N_1 \cdot \frac{x}{\sqrt{a^2 + x^2}} - N_2 \cdot \frac{x}{\sqrt{b^2 + (c-x)^2}}$
 $\Delta' = 0 \text{ ist}$
 $N_1 \sin \alpha = N_2 \sin \beta$

eg 2

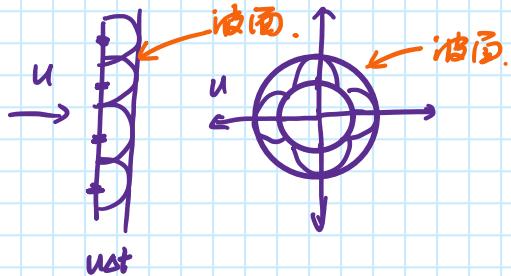


惠更斯原理

2021年3月10日星期三 下午4:22

波面上每一个点都可看作是发出球面波的波源，
3. 波的包络面就是下一时刻的波面。

> 各相同性介质内波的传播。



> 推导折射定律。

惠更斯原理：折射定律

- 设一束平行光入射，由 n_1 到 n_2 ，且 $n_1 < n_2$ ，入射角为 θ_1 。
 - 对于三角形ABC: $\sin\theta_1 = BC/AB$
 - 对于三角形ABE: $\sin\theta_2 = AE/AB$
 - $\therefore \frac{\sin\theta_1}{\sin\theta_2} = \frac{BC/AE}{AB/AB} = v_1/v_2$

即：入射角的正弦与折射角的正弦之比为一常数。

由折射率的定义不难推出：
 $n_1 \sin\theta_1 = n_2 \sin\theta_2$

> 推导反射定律

惠更斯原理：反射定律

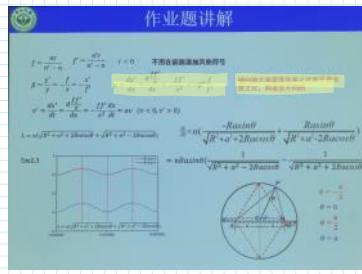
- 一束平行光入射由 n_1 到 n_2 ，且 $n_1 < n_2$ ，入射角为 θ_1

$$\sin\theta_1 = \frac{BC}{AB} = \frac{AD}{AB} = \sin\angle DBA = \sin\angle DAB$$

缺陷：
1. 认为需介质“n太”
2. 波面不严格为圆。
3. 光强未说明。

透镜组

2021年3月17日星期三 下午4:42



共轴透镜组

1841年高斯提出共轴系统的一般理论：在理想共轴系统中，物方的任一点都和像方的一点共轭。同样，相当于物方的每一条直线或每一个平面，在像方都应有一条共轭直线或平面。

共轴系统就成了点与点、直线与直线以及平面与平面之间的共轭关系的纯几何理论。

利用基点与基面，可描述共轴系统的基本光学特性。

基点	焦点(F, F')	主点(H, H')	节点(N, N')
基面	焦平面	主平面	

基点与基面

(1) 焦点(F, F')与焦平面

与无穷远处的像平面共轭的物平面为物方焦平面。物方焦平面与主光轴的交点为物方焦点，记为 F 。

与无穷远处的物平面共轭的像平面为像方焦平面。像方焦平面与主光轴的交点为像方焦点，记为 F' 。

(2) 主点(H, H')与主平面

共轴系统中存在一对共轭面（主平面），面上任一对共轭点到光轴的距离相等。(P=1)



基点与基面

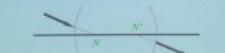
(3) 物方焦距与像方焦距

物方焦点到物方主点的距离为物方焦距，记为 f 。像方焦点到像方主点的距离为像方焦距，记为 f' 。



(4) 节点(N, N')

离物方焦点发出的光线上，有一条入射光与其对应出射光平行。这对共轭光线与光轴的交点称为物方节点 N 和像方节点 N' 。(γ=1)

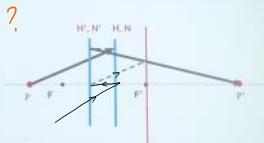


作图法确定共轴透镜组的基点与基面

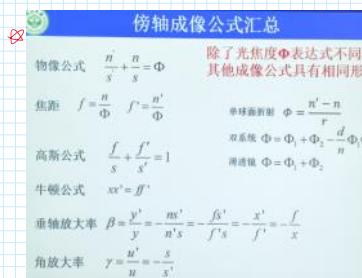
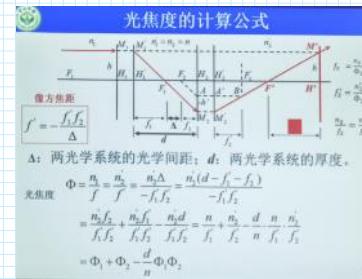
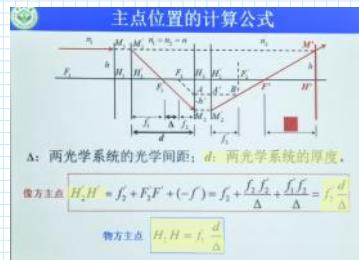
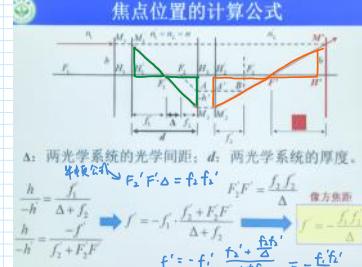


作图法确定像方焦点 F' 、像方主点 H' 、像方主平面 $H'H'$

作图法(轴上物点成像)



利用焦面作图，求轴上物点所对应的像点(即共轭点)



$$\Delta = d - f_1' - f_2' = d$$

$$H \cdot H' = f_1 \frac{d}{\Delta}$$

$$H' \cdot H = f_2 \frac{d}{\Delta}$$

$$f = f_1' + f_2' = -\frac{f_1 f_2}{\Delta}$$

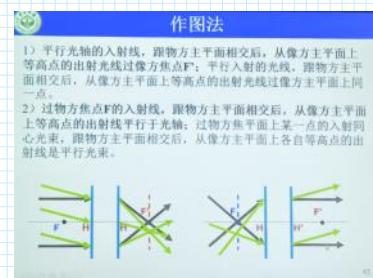
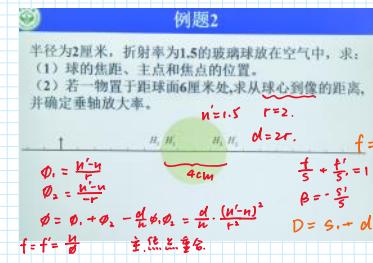
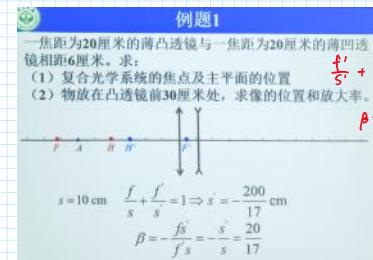
$$s = b - f_1' - f_2'$$

$$f = -\frac{f_1 f_2}{\Delta} = f'$$

$$H \cdot H' = f_1 \frac{d}{\Delta}$$

$$H' \cdot H = f_2 \frac{d}{\Delta}$$

$$H \cdot H' = f_2 \frac{d}{\Delta}$$



例题1

一焦距为20厘米的薄凸透镜与一焦距为120厘米的薄凹透镜相距6厘米。求：

- (1) 复合光学系统的焦点及主平面的位置
- (2) 物放在凸透镜前30厘米处，求像的位置和放大率。

$$f_1 = 20 \text{ cm}$$

$$f_2 = -120 \text{ cm}$$

$$d = 6 \text{ cm}$$

$$\Delta = d - f_1 - f_2 = 6 \text{ cm}$$

$$H \cdot H' = f_1 \frac{d}{\Delta} = 20 \text{ cm}$$

$$H' \cdot H = f_2 \frac{d}{\Delta} = -120 \text{ cm}$$

$$f = f_1' + f_2' = -\frac{f_1 f_2}{\Delta} = -\frac{200}{3} \text{ cm}$$

$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = \frac{1}{f}$$

$$\beta = -\frac{s's}{fs} = -\frac{s'}{f}$$

例题2

半径为2厘米，折射率为1.5的玻璃球放在空气中，求：

- (1) 球的焦距、主点和焦点的位置。
- (2) 若一物置于距球心6厘米处，求从球心到像的距离，并确定垂轴放大率。

$$n' = 1.5 \quad r = 2 \text{ cm}$$

$$f = \frac{n - n'}{r} = \frac{1.5 - 1}{2} = 0.25 \text{ cm}$$

$$\Phi = \frac{n}{r} = \frac{1.5}{2} = 0.75 \text{ D}$$

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 = \frac{d}{n} \Phi_1 \Phi_2 = \frac{2}{1.5} \times 0.25 = 0.5 \text{ D}$$

$$D = s - d + s' = 6 - 2 + 6 = 10 \text{ cm}$$

$$H \cdot H' = f_1 \frac{d}{\Delta} = 4 \text{ cm}$$

$$H' \cdot H = f_2 \frac{d}{\Delta} = -4 \text{ cm}$$

$$f_1 = f_2 = \frac{n - n'}{r} = \frac{1.5 - 1}{2} = 0.25 \text{ cm}$$

$$f = \frac{n - n'}{r_1 + r_2 + \frac{n - n'}{r_1 r_2}} = \frac{1}{\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} + \frac{n - n'}{r_1 r_2}} = 2 \text{ cm}$$

$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = \frac{1}{f}$$

$$\beta = -\frac{s's}{fs} = -\frac{s'}{f}$$

$$H \cdot H' = f_1 \frac{d}{\Delta} = 4 \text{ cm}$$

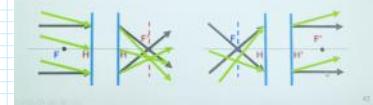
$$H' \cdot H = f_2 \frac{d}{\Delta} = -4 \text{ cm}$$

$$f_1 = f_2 = \frac{n - n'}{r} = \frac{1.5 - 1}{2} = 0.25 \text{ cm}$$

作图法

1) 平行光轴的入射线，跟物方主平面相交后，从像方主平面上等高点的出射光线过像方焦点 F' ；平行入射的光线，跟物方主平面相交后，从像方主平面上等高点的出射光线过像方主平面上同一点。

2) 过物方焦点 F 的入射线，跟物方主平面相交后，从像方主平面上等高点的出射光线平行于光轴；过物方焦平面上某一点的入射同心束，跟物方主平面相交后，从像方主平面上各自等高点的出射光线是平行光束。



傍轴理论中的矩阵方法

2021年3月22日星期一 上午10:01

光的干涉

2021年4月2日星期五 下午9:04

能流密度矢量.

$$S = \vec{E} \times \vec{H}$$

↑ ↑
电场强度矢量 磁场强度矢量.

$$\sqrt{\epsilon_0 \mu_r} E = \sqrt{\mu_0 \mu_r} H$$

↑ ↑ 相对 ...
真空磁导率

$$V = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \epsilon_r \mu_0 \mu_r}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}} \quad \text{其中 } c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \epsilon_r}}$$

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

非铁磁性介质 $\mu_r = 1$

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

平面光波波函数

$$\begin{aligned} E &= E_0 \cos \left[\omega \left(t - \frac{x}{v} \right) - \varphi_0 \right] \\ &= E_0 \cos (\omega t - kx - \varphi_0) \end{aligned}$$

$$\text{圆波数 } k = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2\pi n}{\lambda}$$

球面波波函数

$$E = \frac{E_0}{r} \cos \left[\omega \left(t - \frac{x}{v} \right) - \varphi_0 \right]$$

光强：光的能流密度对时间的光强.

$$I = \bar{S}$$

由于 $E \perp H$

$$S = EH = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{\mu_0 \mu_r}} E^2 = c \epsilon_0 n E^2$$

$$\therefore I = c \epsilon_0 n \bar{E}^2 = \frac{1}{2} c \epsilon_0 n E_0^2$$

杨氏双缝干涉

2021年3月14日星期三 下午5:51

光波的叠加 I

- 光学研究的内容包括:
- 光的产生 (Production) 光源、激光、同步辐射
- 光的传播 (Propagation)
 - 各向同性介质 传播规律, 特别是干涉、衍射、偏振
 - 各向异性介质 双折射、旋光
- 光与物质的相互作用 (Interaction)
 - 散射、吸收、光电效应、光化学效应

光源的发光特性

- 光源最基本的发光单元是分子、原子。
- 普通光源**
- 自发辐射跃迁
- E_2
- E_1
- 波列一
- 波长 $L = c$
- 发光时间 $t \approx 10^{-9}$

- 普通光源** 每个原子发光是同频式的;
- 普通光源** 各个原子的发光是完全独立的, 互不相关;
- 它们发光时间完全是不确定的;
- 发光频率,
- 光的振动方向,
- 光波的初位相,
- 光波的传播方向.....
- 都可以不同

- 光源的发光特性**
- 普通光源** 的不同原子发的光 产生(稳定的)干涉现象的概率很微小。
- 独立(不同原子发的光)
- 例如: 普通灯泡发的光; 火焰; 电弧; 太阳光等等。

§ 1 光波的叠加

- I. 叠加原理**
 - 光波在空腔内来回传播时, 空间各点都可能引起振动。当两列波在同一空间传播时, 空间各点同时参与两种波在该点的振动。由于光传播的独立传播原理, 在叠加区各点的总振动就是各光波单独存在时光振动之合成。这就是光的叠加原理。
 - 由于干涉是光波现象, 因此叠加应该是矢量叠加, 化为标量时, 应理解为同一方向的分量合成。

- 2. 光波的相干叠加**
 - 干涉就是光子相干的结果
 - 我们把干涉现象看成是光波在一定条件下叠加, 在主要区域形成稳定的、不变的光强分布, 而且光强分布随光波传播而变化的现象。
 - 干涉现象是在光波上叠加光波, 反应地观察到光波。
- 干涉演示**
- 干涉现象**

相干光源

两单色光波, 相位相同, 存在相互干涉的振动分量, 性质和初相位。

$$U_1(P,t) = A_1 e^{i(\omega t + \varphi_1 - k_1 r_1)} \\ A_1 e^{i(\omega t - k_1 r_1)}$$

$$U_2(P,t) = A_2 e^{i(\omega t + \varphi_2 - k_2 r_2)} \\ A_2 e^{i(\omega t - k_2 r_2)}$$

$$\text{叠加关系: } U(P,t) = e^{-i\omega t} [A_1 e^{i(k_1 r_1 - \varphi_1)} + A_2 e^{i(k_2 r_2 - \varphi_2)}]$$

$$\text{差值幅: } U_P = A_1 e^{i(k_1 r_1 - \varphi_1)} + A_2 e^{i(k_2 r_2 - \varphi_2)}$$

$$\text{P.E.光强: } I = \overline{U_P^2} = \overline{U_1^2} + \overline{U_2^2} + A_1 A_2 \left[e^{-i(k_1 r_1 - k_2 r_2 + \varphi_2)} + e^{-i(k_2 r_2 - k_1 r_1 + \varphi_1)} \right]$$

$$\text{令 } \delta = (k_1 r_1 - k_2 r_2) - (\varphi_2 - \varphi_1)$$

$$\text{则 } I = A_1^2 + A_2^2 + A_1 A_2 (e^{i(k_1 r_1 - k_2 r_2 + \varphi_2)} + e^{-i(k_2 r_2 - k_1 r_1 + \varphi_1)})$$

$$= A_1^2 + A_2^2 + 2 A_1 A_2 \cos \delta$$

$$= I_0 + I_1 + 2 \sqrt{I_0 I_1} \cos \delta$$

相干条纹的亮度随 δ 的变化而变化。

干涉光强的极值 (或强度) 相同。

2. 干涉光强的极值 (或强度) 相同。

3. 干涉条纹的宽度由干涉条纹的宽度决定。

4. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

5. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

6. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

7. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

8. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

9. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

10. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

11. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

12. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

13. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

14. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

15. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

16. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

17. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

18. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

19. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

20. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

21. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

22. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

23. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

24. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

25. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

26. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

27. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

28. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

29. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

30. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

31. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

32. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

33. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

34. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

35. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

36. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

37. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

38. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

39. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

40. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

41. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

42. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

43. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

44. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

45. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

46. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

47. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

48. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

49. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

50. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

51. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

52. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

53. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

54. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

55. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

56. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

57. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

58. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

59. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

60. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

61. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

62. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

63. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

64. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

65. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

66. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

67. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

68. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

69. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

70. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

71. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

72. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

73. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

74. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

75. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

76. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

77. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

78. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

79. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

80. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

81. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

82. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

83. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

84. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

85. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

86. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

87. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

88. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

89. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

90. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

91. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

92. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

93. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

94. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

95. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

96. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

97. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

98. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

99. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

100. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

101. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

102. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

103. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

104. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

105. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

106. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

107. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

108. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

109. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

110. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

111. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

112. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

113. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

114. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

115. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

116. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

117. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

118. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

119. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

120. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

121. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

122. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

123. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

124. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

125. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

126. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

127. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

128. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

129. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

130. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

131. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

132. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

133. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

134. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

135. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

136. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

137. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

138. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

139. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

140. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

141. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

142. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

143. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

144. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

145. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

146. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

147. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

148. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

149. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

150. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

151. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

152. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

153. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

154. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

155. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

156. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

157. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

158. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

159. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

160. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

161. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

162. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

163. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

164. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

165. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

166. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

167. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

168. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

169. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

170. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

171. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

172. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

173. 干涉条纹的间距由干涉条纹的间距决定。

174. 干涉条纹的亮度由干涉条纹的亮度决定。

空间相干性

2021年3月31日星期三 下午5:03



光源宽度对干涉条纹的影响

- 定量地，考虑极端的A'、B'的情况

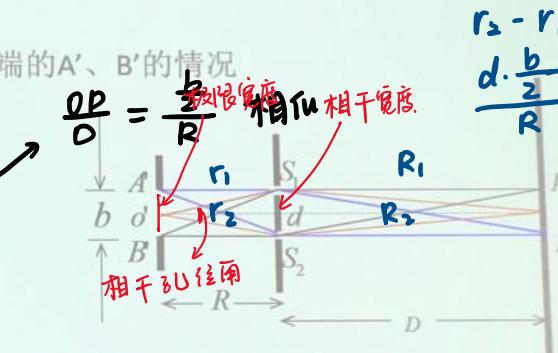
从中间
算起

对A'，条纹移动：

$$OP = -Db/(2R)$$

对B'，条纹移动：

$$OP' = Db/(2R)$$



$$r_2 - r_1 = R_1 - R_2$$

$$\frac{d \cdot \frac{b}{2}}{R} = \frac{d \cdot OP'}{D} \Rightarrow OP' = \frac{Db}{2R}$$

$$PP' = \frac{Db}{R}$$

即由宽b的光源形成的干涉，零级极大的宽度为：

$$\Delta x' = Db/R \quad \leftarrow \text{由 } A' \rightarrow B'$$

光源变大，干涉条纹变宽

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

光源条纹宽度 $\Delta x = \frac{D\lambda}{d}$

$$k=1 \text{ 时 } \Delta x = \frac{\lambda D}{d}$$

$\Delta x' > \Delta x$ 时 将无法看到干涉条纹。

$$\therefore \frac{Db}{R} < \frac{D\lambda}{d}$$

极限宽度 $b \equiv b_0 = \frac{R\lambda}{d}$

通常取 $b < \frac{b_0}{4}$

横向临界相干宽度(相干宽度) $clo = \frac{R\lambda}{b}$

$clo \uparrow$, 光场空间相干性 \uparrow

相干孔径角 : $\theta_0 = \frac{clo}{R} = \frac{\lambda}{b}$

$\theta_0 \uparrow$, $\dots \uparrow$

干涉条纹的清晰度

- 引入条纹的清晰度，用 v 表示。定义：

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

当 $I_{\min}=0$ 时， $v=1$ 。条纹最清晰

当 $I_{\min}=1$ 时， $v=0$ 。无干涉条纹

一般地，当 $I_{\min} < I_{\max}$ ， $0 < v < 1$ 。

v主要由b决定，b越小，则v越大，干涉条纹越清晰

课题习题

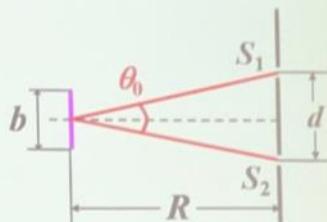
商行练习

$$d_0 = \frac{R}{b} \lambda$$

相干间隔（横向临界
相干宽度）

$$\theta_0 = \frac{d_0}{R} = \frac{\lambda}{b}$$

相干孔径角



b

用钠光灯做杨氏双缝干涉实验，光源宽度被限制为2mm，双缝离光源2.5m，为了在屏幕上获得可见的干涉条纹，双缝间隔不能大于多少？

$$d = \frac{R\lambda}{b}$$



应用举例

利用空间相干性可以测遥远星体的

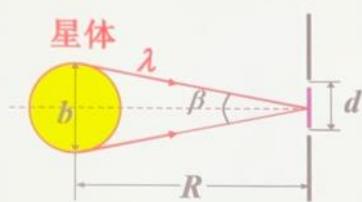
角直径

$$d < \frac{R}{b} \lambda$$

使 $d = d_0$ ，则条纹消失。

$$\frac{\lambda}{b} = \theta_0$$

$$\beta < \beta_0 = \frac{\lambda}{d}$$



空间相干性小结

- 空间相干性实际上是在讨论：由于光源的线度(扩展光源)而引起的干涉条纹衬比度降低。
- 空间相干范围： $b = \frac{R}{d} \lambda$ $b\theta_0 \sim \lambda$



空间相干性小结

- 空间相干性实际上是在讨论：由于光源的线度(扩展光源)而引起的干涉条纹衬比度降低。
- 空间相干范围： $b = \frac{R}{d} \lambda$ $b\theta_0 \sim \lambda$

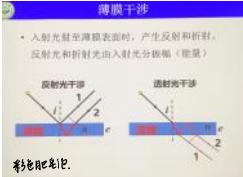
它可以用于解释：

– 为什么激光器比白光更容易看到干涉条纹？

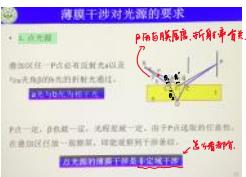
等倾干涉中，为什么用面光源可以得到清晰的条纹？

等厚干涉中，为什么光源面积b须受限制？





非增强干涉：叠加区任意区域均为零
增强干涉：只有一条亮条纹或暗条纹。



单色光，光程差一定，光强一定时，干涉条纹的疏密程度由光程差决定。

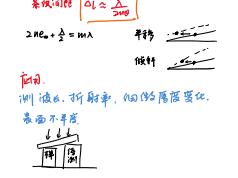
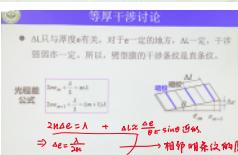
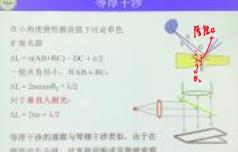
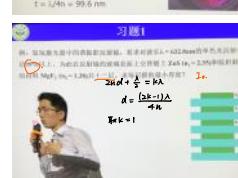
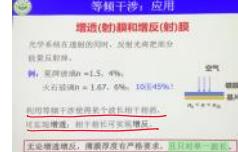
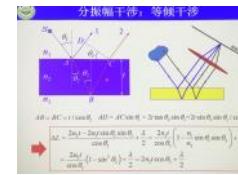
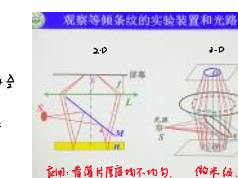
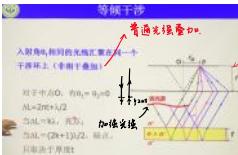
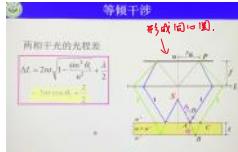
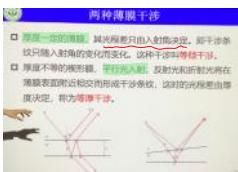
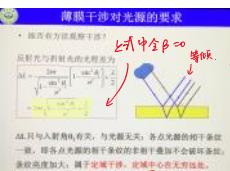
光程差ΔL = n(DC + DE) - (AF + BF) + 1/2

$$\Delta L = \frac{2nt}{\cos \theta} - (\Delta t \tan \theta_1 \sin \theta_2) + \frac{1}{2}$$

对不同P点，有不同且恒定的θ₁、θ₂。

非增强干涉

薄膜干涉对光源的要求



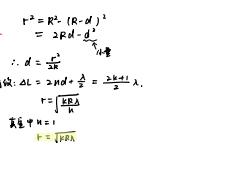
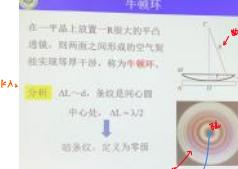
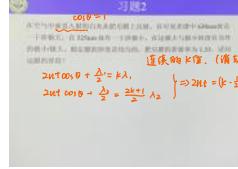
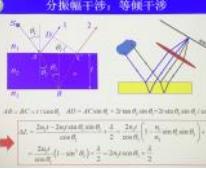
薄膜干涉对光源的要求

是否有干涉解相干

反射光与透射光的光程差为

$\Delta L = \frac{2nt}{\cos \theta_1} - \frac{2nt \sin \theta_1}{\cos \theta_2} + \frac{1}{2}$

只与入射角θ有关，与光速无关。各点光路的相干长度为λ，即各点光路的相干长度的差都等于零，干涉强度加大，属于干涉干涉。



牛顿环

用牛顿环测定单色光的波长。测得某一项环的直径为1.00mm，在它外侧的第五个暗环直径为2.00mm。测得凸透镜的曲率半径为1.00m。试求该单色光的波长。

$R = 1.03 \text{ m}, r_1 = 1.5 \text{ mm}, r_2 = 2.5 \text{ mm}$

$\Delta L = 2nd + \frac{\lambda}{2} = k\lambda$

暗环 $k = 0.5, \Delta L = 0.5\lambda$

明环 $k = 1, \Delta L = \lambda$

明环 $k = 2, \Delta L = 2\lambda$

明环 $k = 3, \Delta L = 3\lambda$

明环 $k = 4, \Delta L = 4\lambda$

明环 $k = 5, \Delta L = 5\lambda$

明环 $k = 6, \Delta L = 6\lambda$

明环 $k = 7, \Delta L = 7\lambda$

明环 $k = 8, \Delta L = 8\lambda$

明环 $k = 9, \Delta L = 9\lambda$

明环 $k = 10, \Delta L = 10\lambda$

明环 $k = 11, \Delta L = 11\lambda$

明环 $k = 12, \Delta L = 12\lambda$

明环 $k = 13, \Delta L = 13\lambda$

明环 $k = 14, \Delta L = 14\lambda$

明环 $k = 15, \Delta L = 15\lambda$

明环 $k = 16, \Delta L = 16\lambda$

明环 $k = 17, \Delta L = 17\lambda$

明环 $k = 18, \Delta L = 18\lambda$

明环 $k = 19, \Delta L = 19\lambda$

明环 $k = 20, \Delta L = 20\lambda$

明环 $k = 21, \Delta L = 21\lambda$

明环 $k = 22, \Delta L = 22\lambda$

明环 $k = 23, \Delta L = 23\lambda$

明环 $k = 24, \Delta L = 24\lambda$

明环 $k = 25, \Delta L = 25\lambda$

明环 $k = 26, \Delta L = 26\lambda$

明环 $k = 27, \Delta L = 27\lambda$

明环 $k = 28, \Delta L = 28\lambda$

明环 $k = 29, \Delta L = 29\lambda$

明环 $k = 30, \Delta L = 30\lambda$

明环 $k = 31, \Delta L = 31\lambda$

明环 $k = 32, \Delta L = 32\lambda$

明环 $k = 33, \Delta L = 33\lambda$

明环 $k = 34, \Delta L = 34\lambda$

明环 $k = 35, \Delta L = 35\lambda$

明环 $k = 36, \Delta L = 36\lambda$

明环 $k = 37, \Delta L = 37\lambda$

明环 $k = 38, \Delta L = 38\lambda$

明环 $k = 39, \Delta L = 39\lambda$

明环 $k = 40, \Delta L = 40\lambda$

明环 $k = 41, \Delta L = 41\lambda$

明环 $k = 42, \Delta L = 42\lambda$

明环 $k = 43, \Delta L = 43\lambda$

明环 $k = 44, \Delta L = 44\lambda$

明环 $k = 45, \Delta L = 45\lambda$

明环 $k = 46, \Delta L = 46\lambda$

明环 $k = 47, \Delta L = 47\lambda$

明环 $k = 48, \Delta L = 48\lambda$

明环 $k = 49, \Delta L = 49\lambda$

明环 $k = 50, \Delta L = 50\lambda$

明环 $k = 51, \Delta L = 51\lambda$

明环 $k = 52, \Delta L = 52\lambda$

明环 $k = 53, \Delta L = 53\lambda$

明环 $k = 54, \Delta L = 54\lambda$

明环 $k = 55, \Delta L = 55\lambda$

明环 $k = 56, \Delta L = 56\lambda$

明环 $k = 57, \Delta L = 57\lambda$

明环 $k = 58, \Delta L = 58\lambda$

明环 $k = 59, \Delta L = 59\lambda$

明环 $k = 60, \Delta L = 60\lambda$

明环 $k = 61, \Delta L = 61\lambda$

明环 $k = 62, \Delta L = 62\lambda$

明环 $k = 63, \Delta L = 63\lambda$

明环 $k = 64, \Delta L = 64\lambda$

明环 $k = 65, \Delta L = 65\lambda$

明环 $k = 66, \Delta L = 66\lambda$

明环 $k = 67, \Delta L = 67\lambda$

明环 $k = 68, \Delta L = 68\lambda$

明环 $k = 69, \Delta L = 69\lambda$

明环 $k = 70, \Delta L = 70\lambda$

明环 $k = 71, \Delta L = 71\lambda$

明环 $k = 72, \Delta L = 72\lambda$

明环 $k = 73, \Delta L = 73\lambda$

明环 $k = 74, \Delta L = 74\lambda$

明环 $k = 75, \Delta L = 75\lambda$

明环 $k = 76, \Delta L = 76\lambda$

明环 $k = 77, \Delta L = 77\lambda$

明环 $k = 78, \Delta L = 78\lambda$

明环 $k = 79, \Delta L = 79\lambda$

明环 $k = 80, \Delta L = 80\lambda$

明环 $k = 81, \Delta L = 81\lambda$

明环 $k = 82, \Delta L = 82\lambda$

明环 $k = 83, \Delta L = 83\lambda$

明环 $k = 84, \Delta L = 84\lambda$

明环 $k = 85, \Delta L = 85\lambda$

明环 $k = 86, \Delta L = 86\lambda$

明环 $k = 87, \Delta L = 87\lambda$

明环 $k = 88, \Delta L = 88\lambda$

明环 $k = 89, \Delta L = 89\lambda$

明环 $k = 90, \Delta L = 90\lambda$

明环 $k = 91, \Delta L = 91\lambda$

明环 $k = 92, \Delta L = 92\lambda$

明环 $k = 93, \Delta L = 93\lambda$

明环 $k = 94, \Delta L = 94\lambda$

明环 $k = 95, \Delta L = 95\lambda$

明环 $k = 96, \Delta L = 96\lambda$

明环 $k = 97, \Delta L = 97\lambda$

明环 $k = 98, \Delta L = 98\lambda$

明环 $k = 99, \Delta L = 99\lambda$

明环 $k = 100, \Delta L = 100\lambda$

明环 $k = 101, \Delta L = 101\lambda$

明环 $k = 102, \Delta L = 102\lambda$

明环 $k = 103, \Delta L = 103\lambda$

明环 $k = 104, \Delta L = 104\lambda$

明环 $k = 105, \Delta L = 105\lambda$

明环 $k = 106, \Delta L = 106\lambda$

明环 $k = 107, \Delta L = 107\lambda$

明环 $k = 108, \Delta L = 108\lambda$

明环 $k = 109, \Delta L = 109\lambda$

明环 $k = 110, \Delta L = 110\lambda$

明环 $k = 111, \Delta L = 111\lambda$

明环 $k = 112, \Delta L = 112\lambda$

明环 $k = 113, \Delta L = 113\lambda$

明环 $k = 114, \Delta L = 114\lambda$

明环 $k = 115, \Delta L = 115\lambda$

明环 $k = 116, \Delta L = 116\lambda$

明环 $k = 117, \Delta L = 117\lambda$

明环 $k = 118, \Delta L = 118\lambda$

明环 $k = 119, \Delta L = 119\lambda$

明环 $k = 120, \Delta L = 120\lambda$

明环 $k = 121, \Delta L = 121\lambda$

明环 $k = 122, \Delta L = 122\lambda$

明环 $k = 123, \Delta L = 123\lambda$

明环 $k = 124, \Delta L = 124\lambda$

明环 $k = 125, \Delta L = 125\lambda$

明环 $k = 126, \Delta L = 126\lambda$

明环 $k = 127, \Delta L = 127\lambda$

明环 $k = 128, \Delta L = 128\lambda$

明环 $k = 129, \Delta L = 129\lambda$

明环 $k = 130, \Delta L = 130\lambda$

明环 $k = 131, \Delta L = 131\lambda$

明环 $k = 132, \Delta L = 132\lambda$

明环 $k = 133, \Delta L = 133\lambda$

明环 $k = 134, \Delta L = 134\lambda$

明环 $k = 135, \Delta L = 135\lambda$

明环 $k = 136, \Delta L = 136\lambda$

明环 $k = 137, \Delta L = 137\lambda$

明环 $k = 138, \Delta L = 138\lambda$

明环 $k = 139, \Delta L = 139\lambda$

明环 $k = 140, \Delta L = 140\lambda$

明环 $k = 141, \Delta L = 141\lambda$

明环 $k = 142, \Delta L = 142\lambda$

明环 $k = 143, \Delta L = 143\lambda$

明环 $k = 144, \Delta L = 144\lambda$

明环 $k = 145, \Delta L = 145\lambda$

明环 $k = 146, \Delta L = 146\lambda$

明环 $k = 147, \Delta L = 147\lambda$

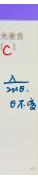
明环 $k = 148, \Delta L = 148\lambda$

明环 $k = 149, \Delta L = 149\lambda$

明环 $k = 150, \Delta L = 150\lambda$

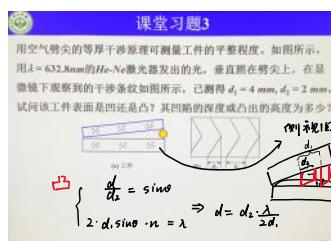
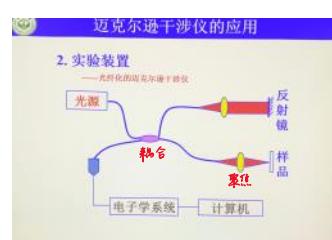
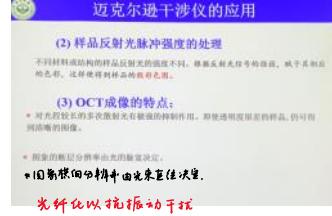
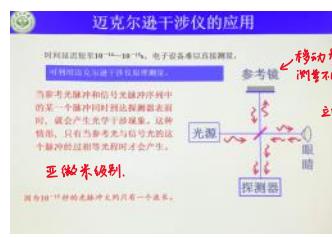
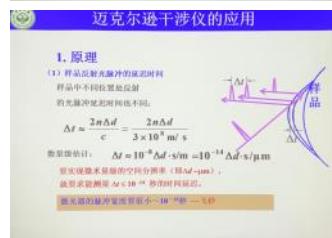
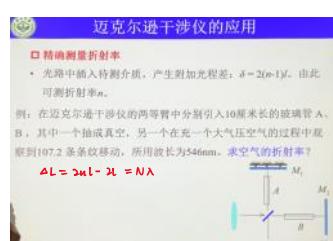
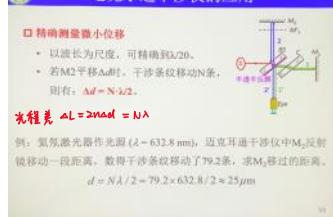
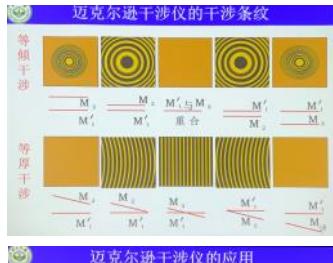
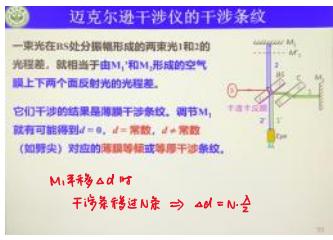
明环 $k = 151, \Delta L = 151\lambda$

明环 $k = 152, \Delta L = 152\lambda$



迈克尔逊干涉仪

2021年4月14日星期三 下午4:20



例视图：

已视图：

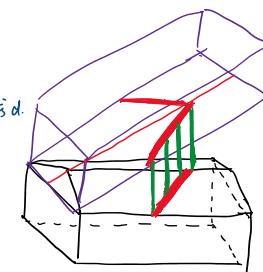
凸：

$$\frac{\Delta d}{\sin \theta} = d_2 \Rightarrow \text{或 } d_2 = d_2 \sin \theta$$

凹：

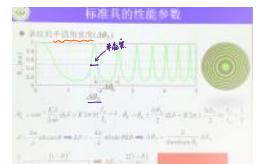
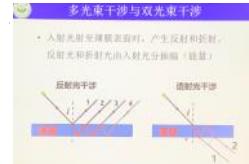
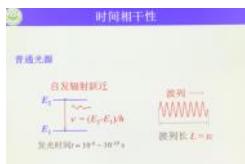
$$2 \cdot d_2 \sin \theta = \lambda \Rightarrow d_2 = \frac{\lambda}{2 \sin \theta}$$

红色的地方一样高。

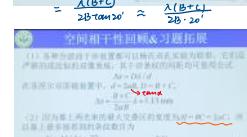
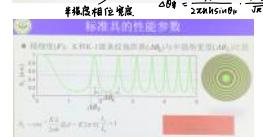
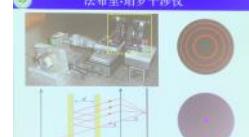
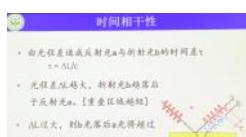


时间相干性与多光束干涉

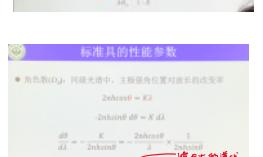
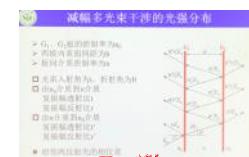
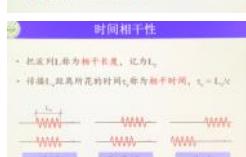
2021-4月29日星期一 上午00:00



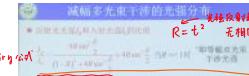
$$\begin{aligned} \theta &= r/s \\ 2\pi P &\propto s \\ \theta &= \lambda/2r \\ \theta &= 40^\circ \\ d &= 2B \tan \frac{\theta}{2} \\ &= 2B \tan 20^\circ \\ k_{max} &= \frac{Bx}{d} \end{aligned}$$



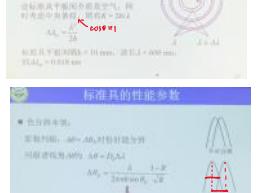
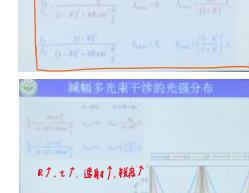
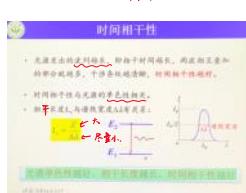
$$\begin{aligned} \theta &= r/s \\ 2\pi P &\propto s \\ \theta &= \lambda/2r \\ \theta &= 40^\circ \\ d &= 2B \tan \frac{\theta}{2} \\ &= 2B \tan 20^\circ \\ k_{max} &= \frac{Bx}{d} \end{aligned}$$



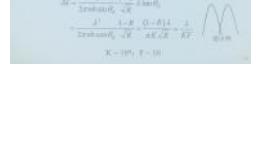
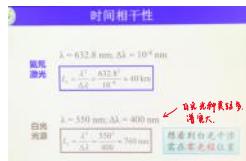
$$\begin{aligned} \theta &= r/s \\ 2\pi P &\propto s \\ \theta &= \lambda/2r \\ \theta &= 40^\circ \\ d &= 2B \tan \frac{\theta}{2} \\ &= 2B \tan 20^\circ \\ k_{max} &= \frac{Bx}{d} \end{aligned}$$



$$\begin{aligned} \theta &= r/s \\ 2\pi P &\propto s \\ \theta &= \lambda/2r \\ \theta &= 40^\circ \\ d &= 2B \tan \frac{\theta}{2} \\ &= 2B \tan 20^\circ \\ k_{max} &= \frac{Bx}{d} \end{aligned}$$



$$\begin{aligned} \theta &= r/s \\ 2\pi P &\propto s \\ \theta &= \lambda/2r \\ \theta &= 40^\circ \\ d &= 2B \tan \frac{\theta}{2} \\ &= 2B \tan 20^\circ \\ k_{max} &= \frac{Bx}{d} \end{aligned}$$



$$\begin{aligned} \theta &= r/s \\ 2\pi P &\propto s \\ \theta &= \lambda/2r \\ \theta &= 40^\circ \\ d &= 2B \tan \frac{\theta}{2} \\ &= 2B \tan 20^\circ \\ k_{max} &= \frac{Bx}{d} \end{aligned}$$

时间相干性

$$\lambda \sim 632.8 \text{ nm}, \Delta\lambda = 10^{-4} \text{ nm}$$

$$l_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} = \frac{632.8^2}{10^{-4}} = 40 \text{ km}$$

白光
激光

$$\lambda \sim 550 \text{ nm}, \Delta\lambda \sim 400 \text{ nm}$$

$$l_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} = \frac{550^2}{400} = 700 \text{ nm}$$

白光相干性好，激光差。

想看到白光干涉
需在零光程差上

时间相干性

$$\lambda \sim 632.8 \text{ nm}, \Delta\lambda = 10^{-4} \text{ nm}$$

$$l_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} = \frac{632.8^2}{10^{-4}} = 40 \text{ km}$$

白光
激光

$$\lambda \sim 550 \text{ nm}, \Delta\lambda \sim 400 \text{ nm}$$

$$l_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} = \frac{550^2}{400} = 700 \text{ nm}$$

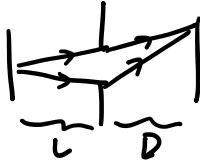
白光相干性好，激光差。

想看到白光干涉
需在零光程差上

惠更斯-菲涅尔原理

Monday, 10 May 2021 10:00 AM

菲涅尔衍射 (近场)

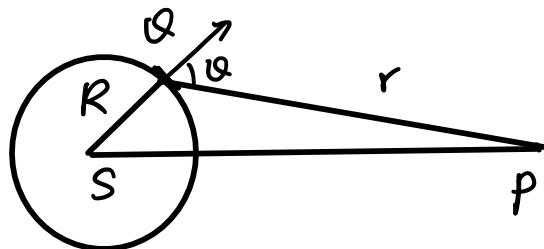


L, D 中有有限值.

夫琅禾费衍射 (远场)



L, D 均无限.



P 点复振幅:

次波源发射球面波

次波源元面积

$$\widehat{E}(P) = k \int_{\Sigma} \underbrace{\widehat{E}(Q)}_{\text{次波源复振幅}} \cdot \underbrace{\frac{1}{r}}_{\text{比例因子 } k} e^{ikr} \underbrace{F(\theta)}_{\text{倾斜因子}} d\sigma \quad \begin{matrix} \downarrow \\ \text{次波源复振幅} \end{matrix} \quad \begin{matrix} \downarrow \\ \text{倾斜因子} \end{matrix} \quad \begin{matrix} \leftarrow \\ \text{菲涅尔衍射} \end{matrix} \quad \begin{matrix} \leftarrow \\ \text{积分公式} \end{matrix}$$

$$\widehat{E}(P) = \underbrace{\frac{1}{i\lambda}}_{\text{比例因子 } k} \int_{\Sigma} \widehat{E}(Q) \frac{e^{ikr}}{r} \cdot \underbrace{\frac{\cos\theta_0 + \cos\theta}{2}}_{\text{倾斜因子 } F(\theta_0, \theta)} d\sigma \quad \begin{matrix} \leftarrow \\ \text{菲涅尔-基尔霍夫} \end{matrix} \quad \begin{matrix} \leftarrow \\ \text{衍射公式} \end{matrix}$$

圆孔的菲涅尔衍射

Wednesday, 12 May 2021 4:48 PM

圆孔的菲涅耳衍射

衍射条纹是以观察屏轴上 P_0 为中心的一套亮暗相间的同心圆环，**中心点可能是亮的，也可能是暗的**。中心明暗情况随 ρ （或者 R ）变化而演变。

$E(p) = \iint_C C \cdot F(\theta) E(r) \cdot \frac{e^{ikr}}{r} dS$

圆孔半径 $\rho \sim$ 毫米
光源到圆孔距离 $R \sim$ 米
屏幕到圆孔距离 $r_0 \sim$ 米

$F(\theta) = \frac{1 + \cos\theta}{2}$ (实验得到)

17

1. 半波带法

当 $a \cdot \sin\theta = \lambda$ 时，可将缝分为两个“半波带”

两个半波带在 P 处干涉形成暗纹 ($\frac{\lambda}{2}$)。

31



1. 半波带法

半波带法是处理次波相干叠加的简化方法。菲涅耳的衍射公式要求对波前做无限分割，半波带法则用较粗糙的分割来替代。

$$E(P_0) = \int_{\Sigma} dE(P_0) = \frac{-i}{2\lambda} E(Q) \sum_{j=1}^n (1 + \cos \bar{\theta}_j) \frac{\Delta \sigma_j}{\bar{r}_j} \exp(i k \bar{r}_j) = \sum_{j=1}^n E_j(P_0)$$

上式中 n 表示圆孔包含的半波带总数， $E(Q)$ 表示波面上复振幅， $\bar{\theta}_j$ 表示第 j 个半波带的平均倾角， \bar{r}_j 表示第 j 个半波带到 P_0 的平均距离。

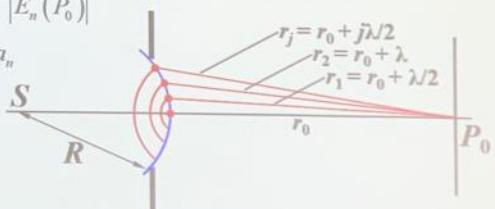
相邻两个半波带发出的次波源在 P_0 点的光程差是 $\lambda/2$ ，即相邻带复振幅幅角差 π ，故上式改写成

$$|E(P_0)| = |E_1(P_0)| - |E_2(P_0)| + \dots + (-1)^{n-1} |E_n(P_0)|$$

$$A_n = a_1 - a_2 + a_3 - a_4 + \dots + (-1)^{n-1} a_n$$

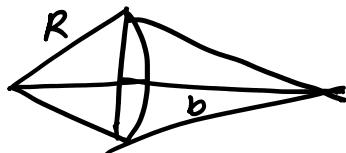
其中

$$|E_j(P_0)| = a_j \propto (1 + \cos \bar{\theta}_j) \frac{\Delta \sigma_j}{\bar{r}_j}$$



18

$$\text{合振幅 } A(P_0) = \frac{1}{2} [A_1 + (-1)^{n+1} A_n]$$



$$\rho_k = \sqrt{\frac{Rb}{R+b} \cdot k\lambda} = \sqrt{k} \rho_i$$

$$\rho_i = \sqrt{\frac{Rb\lambda}{R+b}}$$

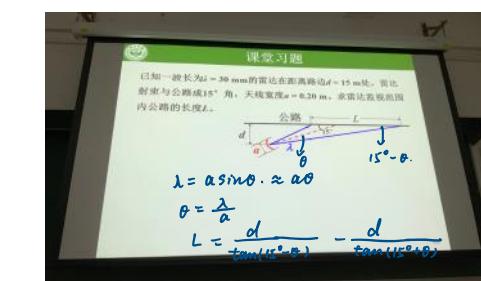
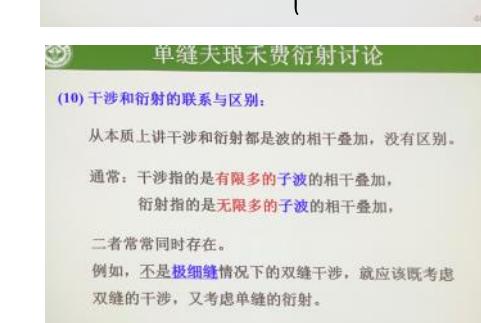
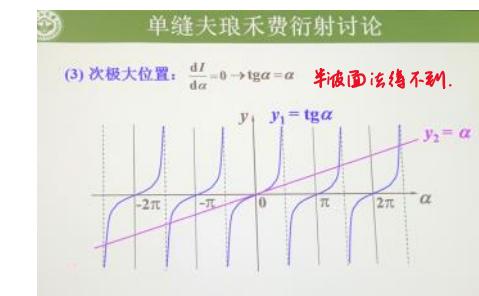
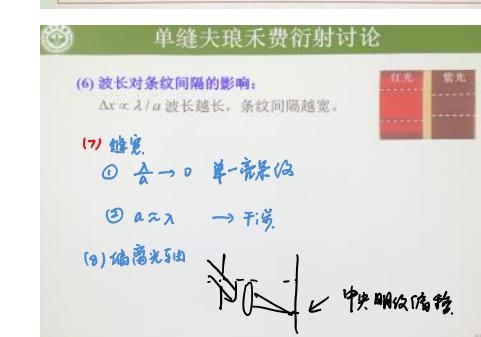
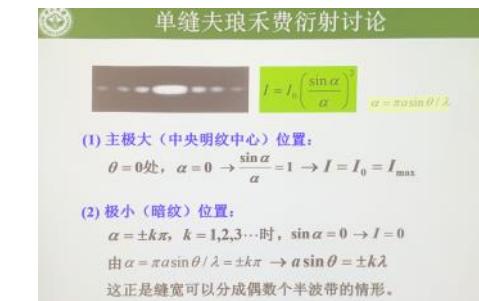
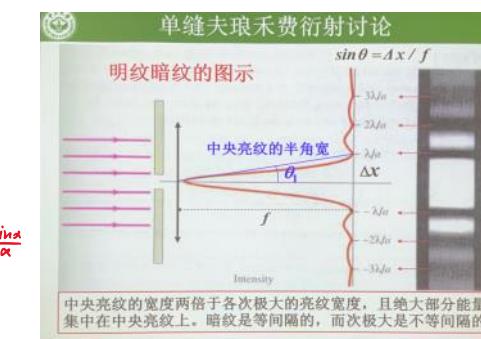
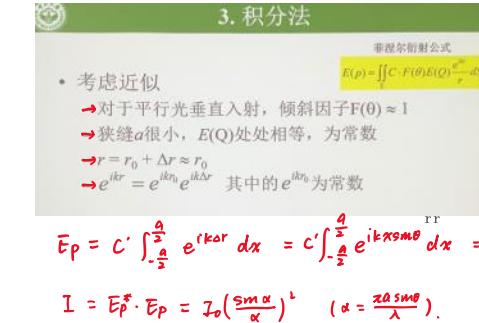
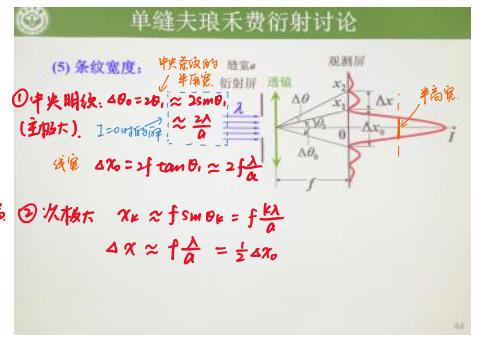
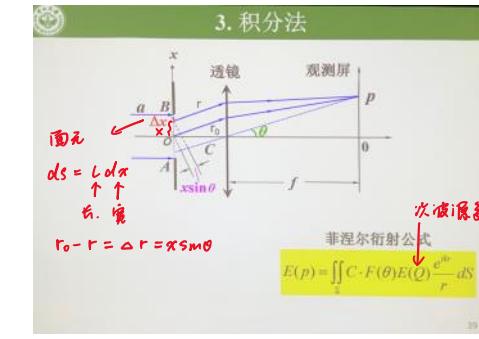
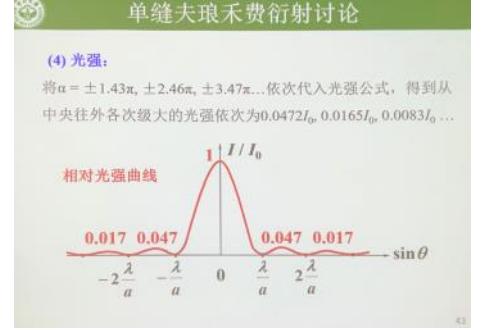
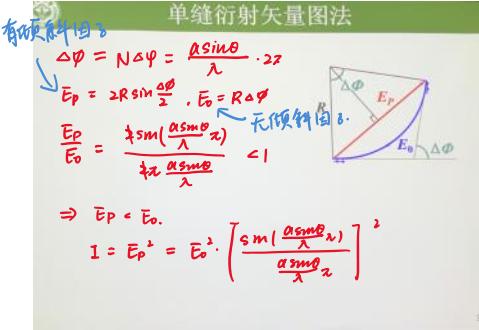
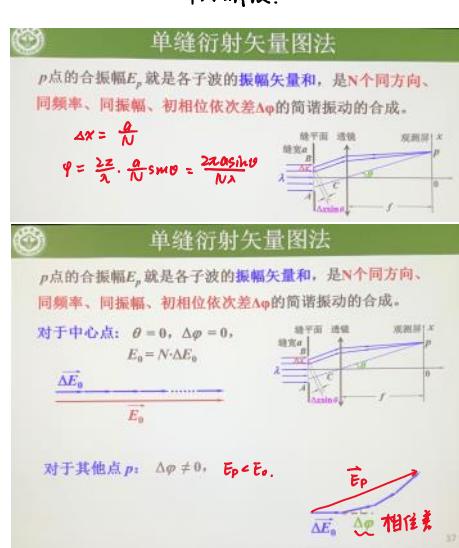
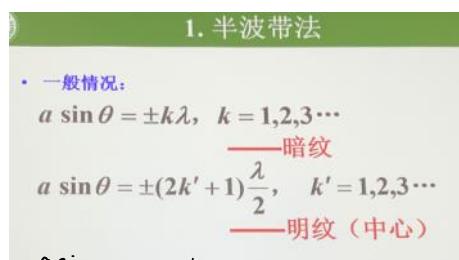
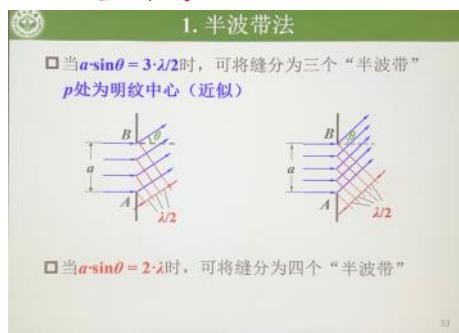
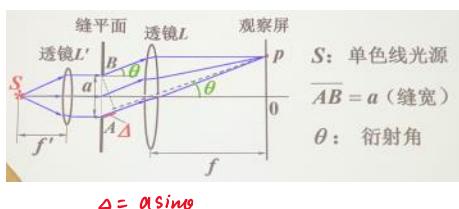
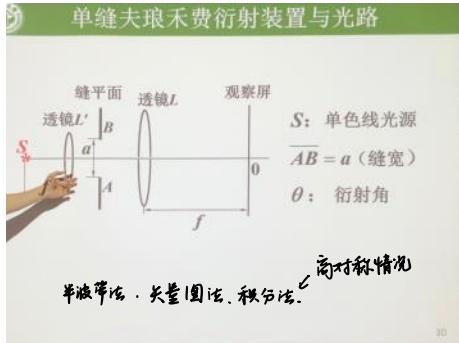
$$\text{平行光: } R \rightarrow \infty \quad \rho_i = \sqrt{b\lambda}$$

$$\frac{1}{k} + \frac{1}{b} = \frac{k\lambda}{\rho_k^2}$$

$$f = \frac{\rho_k^2}{k\lambda} = \frac{\rho_i^2}{\lambda}$$

夫琅和费衍射

Monday, 17 May 2021 10:10 AM





37

课堂习题

已知一波长为 $\lambda = 30\text{ mm}$ 的雷达在距离路边 $d = 15\text{ m}$ 处，雷达射束与公路成 15° 角，天线宽度 $a = 0.30\text{ m}$ 。求雷达接收到图内公路的长度 L 。

$$\lambda = a \sin \theta \approx a \theta$$
$$\theta = \frac{\lambda}{a}$$
$$L = \frac{d}{\tan(15^\circ - \theta)} - \frac{d}{\tan(15^\circ + \theta)}$$

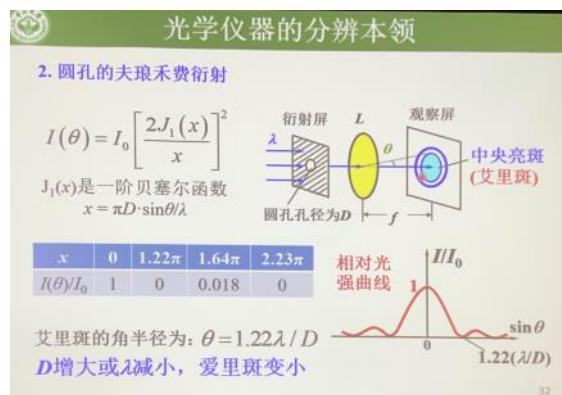
$$\frac{K}{\Delta \lambda} = Nk - 1$$

↑
1200x15x10

1500
 $\Delta' = kA$
 $\text{从 } \Delta' \text{ 和 } \Delta \text{ 的 } 2 \text{ 倍差值 } = kA$
 $\text{得到 } \Delta' = kA$

分辨本领

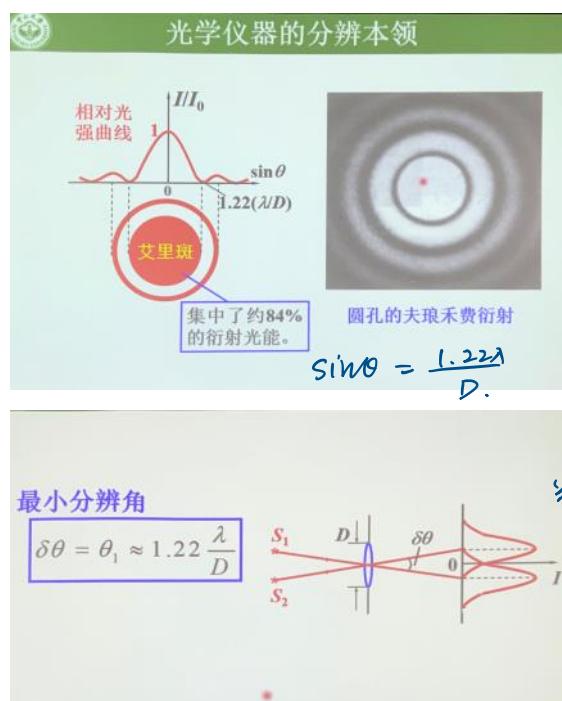
Wednesday, 26 May 2021 5:19 PM



$$\sin \theta = 1.22 \frac{\lambda}{D}$$

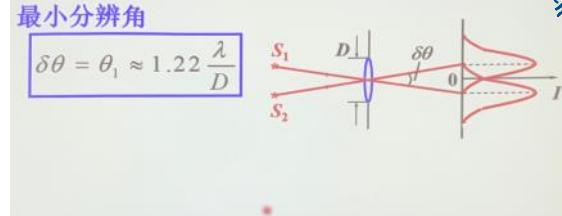
$$\theta = \arcsin \frac{1.22\lambda}{D}$$

$$r = f \tan \theta = f \tan \left(\arcsin \frac{1.22\lambda}{D} \right)$$



$$R = \frac{D}{1.22\lambda}$$

$$R = \frac{\lambda}{8\lambda} = Nk - 1 \approx Nk$$



X射线

Monday, 31 May 2021 10:11 AM

X射线

产生背景：阴极射线与X射线

1858年，普吕克尔的低压气体放电管荧光与阴影

X射线管
- K A +
X射线

A-K间加几万伏高压，
阴极射线特点：
在磁场中发生偏转。
速度可慢到极小，也可接近光速
在空气中可以传播几分米

X射线特点：
在电磁场中不发生偏转。
穿透力强

X射线的衍射

(2) 面间干涉
相邻晶面散射光1和2的光程差为
 $\Delta L = AC + CB = 2d \cdot \sin \Phi$
是不是随便什么 Φ 角，都能在反射的方向干涉加强？

各层散射光干涉加强的条件：
 $2d \cdot \sin \Phi = k\lambda$ ($k=1,2,3\dots$)

d: 晶面间距 (晶格常数)
Φ: 掠射角

—— 布喇格公式

X射线的发现与本质

1895年德国人伦琴（Röntgen）发现了高速电子撞击固体可产生一种能使胶片感光、空气电离、荧光物质发光…的中性射线，称为X射线。

Wilhelm Röntgen, 1845-1923

X射线是原子内壳层电子跃迁产生的一种高能电磁辐射

X射线的衍射

三. X射线衍射与普通光栅衍射的区别

- X射线衍射有一系列的布喇格条件。
晶体内部有许多晶面族，入射方向和 λ 一定时，对第*i*个晶面族有：
 $2d_i \cdot \sin \Phi_i = k_i \lambda, i = 1, 2, 3 \dots$
一维光栅只有一个干涉加强条件：
 $d(\sin \theta - \sin i) = \pm k \lambda$ —光栅方程。
- 晶体在 d, Φ, λ 都确定时，不一定能满足布喇格公式的关系。
一维光栅在 λ 和入射方向角*i*确定后，总能有衍射角 θ 满足光栅方程。

X射线的衍射

二. X射线在晶体上的衍射

1. 一般分析 X射线波长极短，一般光栅，因此用一般光栅看不到X射线的衍射。

1912年，劳厄（Laue）猜想：X射线波长和晶体内部原子的间距差不多，能否用晶体产生X射线的衍射呢？

Max von Laue, 1879—1960

实验看到的晶体X射线衍射图样

X射线的衍射

d/a 决定衍射中央明纹范围内的干涉条纹数。

$2d \cdot \sin \Phi = k\lambda$

应用：

- 已知 Φ, λ 可测 d —— X射线晶体结构分析。
- 已知 Φ, d 可测 λ —— X射线光谱分析。研究原子结构。

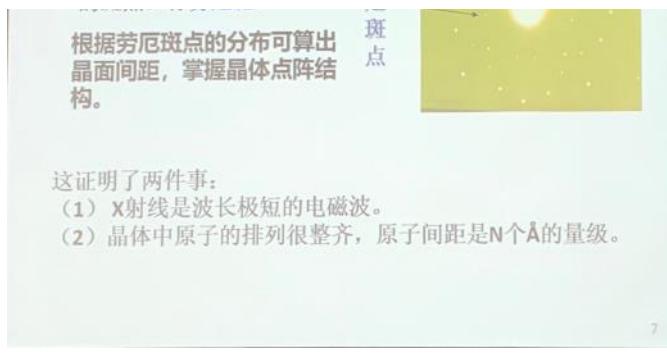
康普顿效应

康普顿散射曲线的三个特点：
1.除原波长 λ_0 外出现了移向长波方向的新的散射波长 λ 。

X射线的衍射

让连续 λ 的X光射到单晶体上，则屏上产生了一些强度不同的斑点，称劳厄斑。

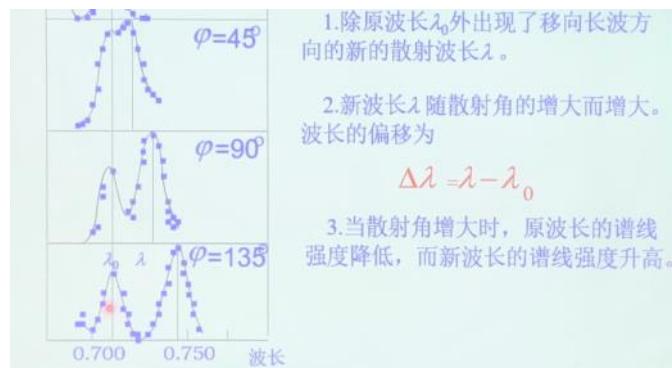
根据劳厄斑点的分布可算出晶面间距，掌握晶体点阵结构。



这证明了两件事：

- (1) X射线是波长极短的电磁波。
- (2) 晶体中原子的排列很整齐，原子间距是N个Å的量级。

7



X射线的衍射

■ 2. 衍射分析

- 晶体中每个格点将成为一个散射中心
- 各散射光是相干的，它们将在空间发生干涉
- 与光栅衍射的对比
 - * 晶体中每一个原子相当光栅的一条缝
 - * **晶格常数**相当于**光栅常数**
- 衍射的分析方法
 - * 先考虑同一晶面上各原子间的干涉——点间干涉
 - * 再考虑不同晶面之间的干涉——面间干涉
- 我们只关心主极大的位置

为何不考虑次极大位置？

9

X射线的衍射

• (1) 点间干涉

属于二维光栅，考虑平行入射光垂直y轴入射。

ii° x方向各点：
入射光已有光程差，出射光也有光程差，只有满足反射定律的光其光程差为零。

在同一层晶面上散射的光，只有服从反射定律的，光程差才为零，才是零级主极大。

11

康普顿效应

二. 对康普顿散射的解释

定性分析：

■ X射线光子与“静止”的“自由电子”发生碰撞。
X光的光子能量很大，波长1Å的X射线， $E \sim 10^4 \text{ eV}$
石墨中的外层电子在原子中结合较弱，束缚能~eV，在室温下的热运动能量 $kT \sim 10^{-2} \text{ eV}$ ，可认为这些电子是静止的自由电子。

■ X射线的光子与静止的自由电子之间是弹性碰撞，并假设在碰撞过程中能量守恒，动量守恒。
光子把部分能量传给了电子，光子能量减小，频率变小，因而波长变长。

康普顿效应

定量计算：按能量与动量守恒定律应有

$h\nu_0 + m_0c^2 = h\nu + mc^2$

$\frac{h}{\lambda_0} = \frac{h}{\lambda} + \frac{mv}{c}$

解出的波长偏移
(推导见书)：

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\varphi)$$

$$= 0.0243(1 - \cos\varphi)$$

和实验结果符合得很好！

康普顿效应

波长的偏移只与散射角 φ 有关，而与散射物质种类及入射的X射线的波长 λ_0 无关，

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$$

$$= \lambda_c(1 - \cos\varphi)$$

$\lambda_c = 0.0241 \text{ \AA} = 2.41 \times 10^{-3} \text{ nm}$ (实验值)
称为电子的Compton波长

偏振

Wednesday, 2 June 2021 4:24 PM

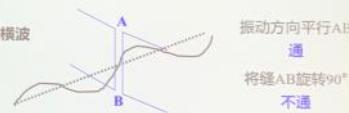
光的横波性

- 光的干涉和衍射揭示了光的波动性，但是波还分横波和纵波两类，他们有不同的性质。
- 振动方向和传播方向垂直的波叫横波。用手抖动绳子，绳子上传播的波就是横波。
- 振动方向和传播方向相同的波叫纵波。例如空气中的声波，螺旋弹簧的压缩波，都是纵波。

光的横波性

横波的检验

机械横波

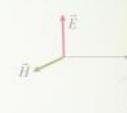


振动方向平行AB 通
将缝D旋转90° 不通

横波由于振动对传播方向的非轴对称性，叫做偏振。只有横波有偏振现象，而纵波无偏振问题。

光的偏振状态

- 光波是一种电磁波。一般来说，电磁波(光波)在传播过程中，其波矢 \mathbf{k} 、电场矢量 \mathbf{E} 、磁场矢量 \mathbf{H} 满足右手法则。
- 根据电场矢量 \mathbf{E} 在传播过程中的振动行为给出光的偏振定义。
 - 如果电场矢量的振动方向在传播过程中，对于所有的时间点，都具有确定的轨迹。我们称之为完全偏振光。
 - 如果电场矢量的振动方向在传播过程中，是随机振动的，没有确定的轨迹。我们称之为非偏振光。



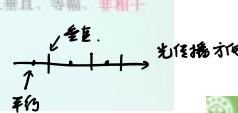
光的偏振状态

1. 自然光

根据统计平均，自然光没有优势振动方向，各个振动方向的强度相等。



一束自然光可分解为两束振动方向相互垂直、等幅、非相干的线偏振光。 $\bar{E}_x = \bar{E}_y$ $I = I_x + I_y = 2I_x$

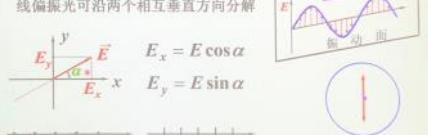


光的偏振状态

2. 完全偏振光：线偏振光

光矢量(\mathbf{E})只在一个固定平面内沿单一方向振动的光叫线偏振光(也称平面偏振光)。

线偏振光可沿两个相互垂直方向分解



$E_x = E_0 \cos \alpha$ $E_y = E_0 \sin \alpha$

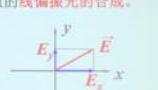
光的偏振状态

2. 完全偏振光：圆偏振光&椭圆偏振光

圆偏振光和椭圆偏振光可看成是两束频率相同、传播方向一致、振动方向相互垂直、相位差为某个确定值的线偏振光的合成。

设： $E_x = E_{0x} \cos \omega t$
 $E_y = E_{0y} \cos(\omega t + \varphi)$

总振动为： $E = E_x i + E_y j$, 轨迹如下：

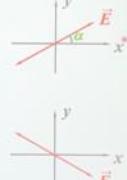


光的偏振状态

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

1) 当 $\varphi = 2k\pi$ 时，有
 $(E_x/E_{0x})^2 + (E_y/E_{0y})^2 = 1$
即： $E_x/E_{0x} = E_y/E_{0y}$ ，是线偏振光
且有 $\tan \alpha = E_y/E_{0y}$
振动沿I、III象限。

2) 当 $\varphi = (2k+1)\pi$ 时，有
 $(E_x/E_{0x})^2 + (E_y/E_{0y})^2 = 1$
即： $E_x/E_{0x} = -E_y/E_{0y}$ ，是线偏振光
振动沿II、IV象限。

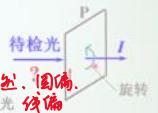


线偏振光的获得与检验

三. 线偏振光的检偏

检偏：用偏振器检验光的偏振态
设入射光可能是自然光或线偏振光或由线偏振光与自然光混合而成的部分偏振光

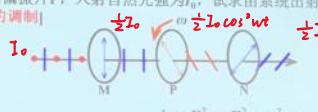
思考：若 I 不变 \rightarrow ? 是什么光 自然、圆偏、线偏
若 I 变，有消光 \rightarrow ? 是什么光 线偏、部分偏振、椭偏
若 I 变，无消光 \rightarrow ? 是什么光 部分偏振。



课堂习题

透振方向正交的起偏器M和检偏器N中插入一片以角速度 ω 旋转的理想偏振片P，入射自然光强为 I_0 ，试求由系统出射的光强？

[光强的调制]


$$I \propto E^2 = E_0^2 \cos^2(\omega t + \frac{\pi}{2})$$

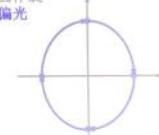
光的偏振状态

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

3) 当 $\varphi = (2k+1/2)\pi$ 时，有
 $\frac{E_x^2}{E_{0x}^2} + \frac{E_y^2}{E_{0y}^2} = 1$ 电场矢量将沿椭圆作螺旋运动，称为椭偏光
由： $E_x = E_{0x} \cos \omega t$
 $E_y = E_{0y} \cos(\omega t + \pi/2)$
顺时针旋转的，故称右旋椭偏光。

4) 当 $\varphi = (2k-1/2)\pi$ 时，与3)相似，但为左旋椭偏光。

若 $E_{0x} = E_{0y}$ ，这时椭偏光化为圆偏光，同样分左右旋。



光的偏振状态

3. 部分偏振光

完全偏振光和自然光是两种极端情形，介于二者之间的一般情形是部分偏振光。

最常讨论的部分偏振光可看成是自然光和线偏振光的混合，天空的散射光和水面的反射光就是这种部分偏振光。它可以分解如下：



偏振度

$$P = \frac{I_p}{I_0} = \frac{I_p}{2n + I_p}$$

t: total

p: partial

n: natural

$P_n = 0$ 自然光

$P_p = 1$ 完全偏振

线偏振光的获得与检验

一. 起偏 —— 从自然光获得偏振光

▲ 起偏器 (polarizer)：起偏的光学器件

▲ 起偏的原理：利用某种光学的不对称性

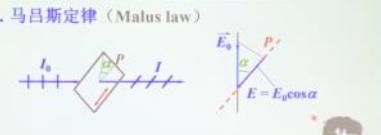
- (1) 物质的二向色性，
- (2) 散射，
- (3) 反射和折射，
- (4) 双折射....

▲ 偏振片

偏振型 分光型

线偏振光的获得与检验

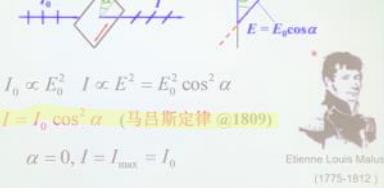
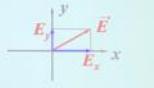
二. 马吕斯定律 (Malus law)


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

设: $E_x = E_{x0}\cos\omega t$
 $E_y = E_{y0}\cos(\omega t + \varphi)$

总振动为: $\vec{E} = E_x\hat{i} + E_y\hat{j}$, 轨迹如下:

$$\begin{aligned} \therefore \frac{E_x}{E_{x0}}\cos\varphi - \frac{E_y}{E_{y0}} &= \sin\omega t \sin\varphi \\ \Rightarrow \frac{E_x^2}{E_{x0}^2} + \frac{E_y^2}{E_{y0}^2} - 2\frac{E_x E_y}{E_{x0} E_{y0}}\cos\varphi &= \sin^2\varphi \end{aligned}$$



折射反射

Monday, 7 June 2021 10:25 AM

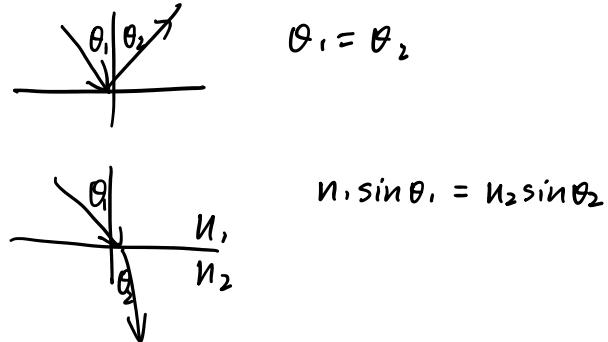
反射和折射时光的偏振

- 1809年马吕斯发现，自然光经两种媒介分界面反射和折射时，反射光和折射光都是部分偏振光。在一定条件下，能达到最大的偏振度。

反射光中垂直入射面的分量比例大，
折射光中平行入射面的分量比例大。

入射角 i 变 \Rightarrow 反射(折射)光偏振度变
当 $i = i_0$ 时，反射光中只有垂直入射面的分量，

David Brewster 1781—1868



边界条件

布儒斯特角

$i_0 + r_0 = 90^\circ$

i_0 — 布儒斯特角，也叫起偏角。

由折射定律有 $n_1 \sin i_0 = n_2 \sin r_0 = n_2 \cos i_0$

$\tan i_0 = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}$ 布儒斯特定律(1812年)

由 n_1 介质 $\rightarrow n_2$ 介质。

$$\frac{n_1}{n_2} \frac{E_{s1} H_{s1}}{E_{s2} H_{s2}} \quad \text{平行分量相等}$$

布儒斯特角

▲ 外腔式激光管加装布儒斯特窗减少反射损失。

布儒斯特角的存在，可以用振荡电偶极子的电磁辐射强度分布的特点来解释。

◆ 应用：① 测量不透明介质的折射率
② 在拍摄玻璃窗内的物体时，去掉反射光的干扰

布儒斯特角

二、玻片堆起偏和检偏

1. 起偏 由光的电磁理论，当 $i = i_0$ 时：

$$\frac{I_{\text{反}}}{I_{\text{入}}} = \frac{1}{2} \sin^2(i_0 - r_0)$$

自然光从空气 \rightarrow 玻璃： $\frac{I_{\text{反}}}{I_{\text{入}}} \approx 7\%$ (太弱)

用玻璃片堆能增强反射偏振光的强度

菲涅耳公式

1. 电场矢量E垂直入射面(s波)

由边界条件有：

$$E_i + E'_i = E''_i$$

$$H_p \cos i_1 - H'_p \cos i_1 = H''_p \cos i_2$$

在均匀介质中，电场E和磁场H存在关系 $H = c \epsilon_0 n E$

$$E_i + E'_i = E''_i$$

$$n_1 E_i \cos i_1 - n_1 E'_i \cos i_1 = n_2 E''_i \cos i_2$$

根据折射定律 $n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2$

$$E_i + E'_i = E''_i$$

$$(E_i - E'_i) \cos i_1 \sin i_2 = E''_i \sin i_1 \cos i_2$$

$$E_i = E_{0i} \exp[-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})]$$

$$E'_i = E'_{0i} \exp[-i(\omega t - \mathbf{k}' \cdot \mathbf{r})]$$

$$E''_i = E''_{0i} \exp[-i(\omega t - \mathbf{k}'' \cdot \mathbf{r})]$$

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} = \mathbf{k}' \cdot \mathbf{r} = \mathbf{k}'' \cdot \mathbf{r}$$

复振幅反射系数 $r_s = \frac{E_{0i}'}{E_{0s}}$

透射系数 $t_s = \frac{E_{0s}''}{E_{0s}}$

$$\left\{ \begin{array}{l} 1 + r_s = t_s \\ (1 - r_s) \cos i_1 \sin i_2 = t_s \sin i_1 \cos i_2 \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} r_s = \frac{\sin(i_2 - i_1)}{\sin(i_1 + i_2)} \\ t_s = \frac{2 \cos i_1 \sin i_2}{\sin(i_1 + i_2)} \end{array} \right.$$

菲涅耳公式

1. 电场矢量E平行入射面(p波)

由边界条件有：

$$E_p \cos i_1 - E'_p \cos i_1 = E''_p \cos i_2$$

$$H_p + H'_p = H''_p$$

利用 $H = c \epsilon_0 n E$ 关系和折射定律

$$E_p \cos i_1 - E'_p \cos i_1 = E''_p \cos i_2$$

$$(E_p + E'_p) \sin i_2 = E''_p \sin i_1$$

$$(E_{0p} - E'_{0p}) \cos i_1 = E''_{0p} \cos i_2$$

$$(E_{0p} + E'_{0p}) \sin i_2 = E''_{0p} \sin i_1$$

$$E_p = E_{0p} \exp[-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})]$$

$$E'_p = E'_{0p} \exp[-i(\omega t - \mathbf{k}' \cdot \mathbf{r})]$$

$$E''_p = E''_{0p} \exp[-i(\omega t - \mathbf{k}'' \cdot \mathbf{r})]$$

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} = \mathbf{k}' \cdot \mathbf{r} = \mathbf{k}'' \cdot \mathbf{r}$$



布儒斯特角

48

2. 检偏 (不包括圆和椭圆偏振光)

让待检验的光以布儒斯特角 i_0 入射到界面上，保持 $i = i_0$ 不变，以入射线为轴旋转界面：

▲ 若反射光光强不变

\Rightarrow 入射光是自然光；

▲ 若反射光光强变且有消光

\Rightarrow 入射光是线偏振光；

▲ 若反射光光强变且无消光

\Rightarrow 入射光是部分偏振光。

49

$$\begin{aligned} & E'_p = E_{0,p}^* \exp[-i(\omega t - \mathbf{k}' \cdot \mathbf{r})] \\ & E''_p = E_{0,p}'' \exp[-i(\omega t - \mathbf{k}'' \cdot \mathbf{r})] \\ & \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} = \mathbf{k}' \cdot \mathbf{r} = \mathbf{k}'' \cdot \mathbf{r} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & (E_{0,p} - E'_{0,p}) \cos i_1 = E''_{0,p} \cos i_2 \\ & (E_{0,p} + E''_{0,p}) \sin i_2 = E''_{0,p} \sin i_1 \end{aligned}$$

$$\text{复振幅反射系数 } r_p = \frac{E'_{0,p}}{E_{0,p}} = \frac{\sin 2i_1 - \sin 2i_2}{\sin 2i_1 + \sin 2i_2} = \frac{\tan(i_1 - i_2)}{\tan(i_1 + i_2)}$$

$$\text{复振幅透射系数 } t_p = \frac{E''_{0,p}}{E_{0,p}} = \frac{4 \cos i_1 \sin i_2}{\sin 2i_1 + \sin 2i_2} = \frac{2 \cos i_1 \sin i_2}{\sin(i_1 + i_2) \cos(i_1 - i_2)}$$

56



菲涅耳公式

反射和折射时光的振幅、相位和偏振之间的关系

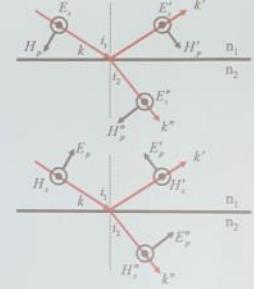
$$r_p = \frac{E'_{0,p}}{E_{0,p}} = \frac{A'_p}{A_p} e^{-i\delta_p^*} = \frac{-\sin(i_1 - i_2)}{\sin(i_1 + i_2)}$$

$$t_p = \frac{E''_{0,p}}{E_{0,p}} = \frac{A''_p}{A_p} e^{-i\delta_p^*} = \frac{2 \cos i_1 \sin i_2}{\sin(i_1 + i_2)}$$

$$r_p = \frac{E'_{0,p}}{E_{0,p}} = \frac{A'_p}{A_p} e^{-i\delta_p^*} = \frac{\tan(i_1 - i_2)}{\tan(i_1 + i_2)}$$

$$t_p = \frac{E''_{0,p}}{E_{0,p}} = \frac{A''_p}{A_p} e^{-i\delta_p^*} = \frac{2 \cos i_1 \sin i_2}{\sin(i_1 + i_2) \cos(i_1 - i_2)}$$

其中 A 为实振幅， δ 为相位跃变



$$\text{反射率 } R_{s,p} = |r_{s,p}|^2$$

$$\text{透射率 } T_{s,p} = |t_{s,p}|^2 \cdot n_2 \cos i_2 / n_1 \cos i_1$$

58

双折射

Wednesday, 9 June 2021 5:18 PM

双折射现象

- 一般来说， o 光主平面和 e 光主平面并不重合。

注：主截面
晶体表面的法线与晶体光轴构成的平面。

37

主平面。

某光线与光轴所成平面。

o 振动矢量与主平面垂直，各向同性
 e 在主平面内，各向异性

速度(折射率)椭球

二、晶体的主折射率，正晶体、负晶体

晶体的各向异性是由结构造成的
光波的传播速度与其电振动方向有关。
当振动方向与光轴垂直时，光的传播满足折射定律，速度恒定。
当振动方向与光轴不垂直时，光的传播速度随之变化，这种变化当振动方向与光轴平行时达到最大。

38

速度(折射率)椭球

o 光振动与光轴垂直，速度处处相等
 e 光振动在其主平面上，夹角因传播方向而异，速度处处不等

$$n_o = \frac{c}{v_o}$$
$$n_e = \frac{c}{v_e}$$

n_o, n_e 称为晶体的主折射率

39

速度(折射率)椭球

按照主折射率的不同，晶体可分为两类：

正晶体： $n_e > n_o$ ($v_e < v_o$) 负晶体： $n_e < n_o$ ($v_e > v_o$)

惠更斯作图法

三. 单轴晶体中光传播的惠更斯作图法

以负晶体 ($v_e > v_o$) 为例：

1. 光轴平行晶体表面，自然光垂直入射

41

2. 自然光垂直入射，若光轴垂直晶体表面，还有没有双折射？
无。 **o, e 不区分**
只有 o 光

惠更斯作图法

3. 光轴平行晶体表面，且垂直入射面，自然光斜入射

作图得到传播方向

惠更斯作图法

4. 光轴与晶体表面斜交，自然光垂直入射

作图得到传播方向

光、 e 光的振动方向如何？
 o 光——点； e 光——线

考虑到出射，这正好是前面演示动画中的双折射情形

43

晶体偏振器件

1. 晶体的二向色性、晶体偏振器

某些晶体对 o 光和 e 光的吸收有很大差异，这就是晶体的二向色性 (dichroism)。

正晶体: $n_e > n_o$ ($v_e < v_o$)



如: 石英、冰

负晶体: $n_e < n_o$ ($v_e > v_o$)



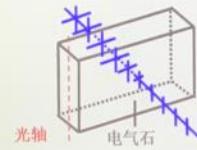
如: 方解石、红宝石

对应的折射率在空间构成一个椭球，称为折射率椭球。
折射率椭球描述的折射率是一个二阶张量，有9个分量。

40

某些晶体对o光和e光的吸收有很大差异，这就是晶体的
二向色性 (dichroism)。

例如，电气石对o光有强烈吸收，对e光吸收很弱，用它
可产生线偏振光：晶体偏振器

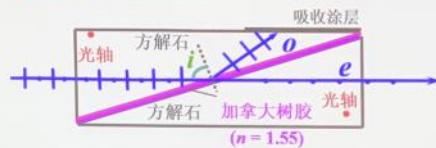


45



晶体偏振器件

• 格兰-汤姆逊 偏振棱镜



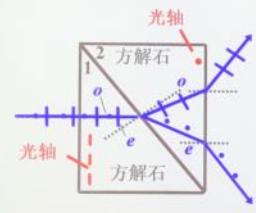
$$n_o(1.6584) > n(1.55) > n_e(1.4864)$$

49



晶体偏振器件

• 沃拉斯顿 偏光分束棱镜



$$n_o(1.6584) > n_e(1.4864)$$

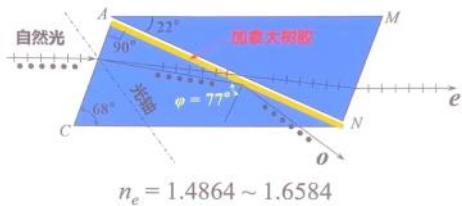
光从棱镜1进入棱镜2 (光轴转90°)
原o光(点)变成e光，光密→光疏，
折射角>入射角；
原e光(线)变成o光，光疏→光密
折射角<入射角，
所以二者分开。

50



晶体偏振器件

- 尼科耳棱镜



$$n_e = 1.4864 \sim 1.6584$$

$$n_{\text{加}} = 1.55 \quad n_o = 1.6584 \quad n_e = 1.516$$

$n_o > n_{\text{加}}$, 且 ϕ 大于临界角, o 光发生全反射

$n_e < n_{\text{加}}$, e 光不发生全反射

偏振光

Wednesday, 16 June 2021 4:52 PM



椭圆偏振光和圆偏振光

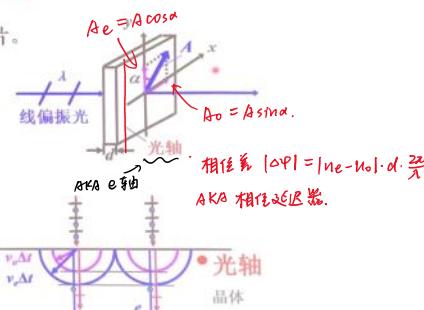
一. 椭圆偏振光和圆偏振光的获得

1. 晶片：光轴平行表面的晶体薄片。

线偏振光垂直入射

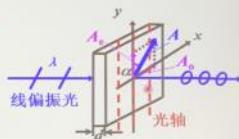
线偏振光垂直入射，晶体中会出现一快一慢的o光和e光。

迎着光看，入射到晶片上的光振幅一般可分解为o光和e光两个振幅。



椭圆偏振光和圆偏振光

从晶片出射是两束传播方向相同、振动方向相互垂直、频率相等、有恒定相位差 $\Delta\phi$ 的线偏振光。



它们一般可以合成为椭圆偏振光，特殊情况下可以合成为圆偏振光， $|\Delta\phi| = |n_e - n_o| \cdot d \cdot \frac{2\pi}{\lambda}$

$$|\Delta\phi| = |n_e - n_o| \cdot d \cdot \frac{2\pi}{\lambda}$$

所以，椭圆(圆)偏振光可用适当的晶片来获得。

13

椭圆偏振光和圆偏振光

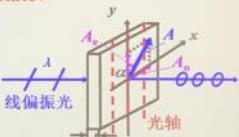
2. 波(晶)片

对某个波长 λ 而言，当o光和e光在晶片中的光程差为 λ 的某个特定倍数时，这样的晶片叫波晶片，简称波片。

① 四分之一波片 (quarter-wave plate)

$$\text{光程差 } |n_e - n_o| \cdot d = \frac{\lambda}{4}$$

产生相位差 $|\Delta\phi| = \frac{\pi}{2}$



14

椭圆偏振光和圆偏振光

$\alpha = \pi/4$ 圆偏振光(o光和e光分量的振幅相等)

$\alpha = 0$ 线偏振光(只有平行于光轴的分量，不分解)

$\alpha = \pi/2$ 线偏振光(只有垂直于光轴的分量，不分解)

$\alpha \neq 0, \pi/4, \pi/2$ 正椭圆

作用：从线偏振光可获得正椭圆或圆偏振光

反过来：用四分之一波片也可以从正椭圆或圆偏振光获得线偏振光。

因为合成正椭圆或圆偏振光的两个垂直分量已经有了相位差 $\pi/2$ ，经1/4波片以后，又有 $\pm\pi/2$ 的相位差，所以出来的就是0或 π 的相位差，是线偏振光。

15

椭圆偏振光和圆偏振光

② 二分之一波片

$$\text{光程差 } |n_e - n_o| \cdot d = \frac{\lambda}{2}$$

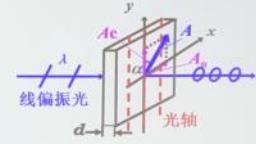


椭圆偏振光和圆偏振光

③ 全波片：

$$\text{光程差 } |n_e - n_o| \cdot d = \lambda$$

$$\text{产生相位差 } |\Delta\phi| = 2\pi$$



它对波长为 λ 的光并没有影响(相位延迟了 2π)，可以用它对别的波长的光产生影响。



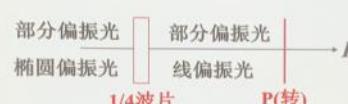
线偏光垂直通过波片后的偏振态

d	a	出射光的偏振态
全波片	任意	与入射光偏振态相同
任意	0° 或 90°	与入射光偏振态相同
1/2波片	a	出射线偏振光振动方向与入射光偏振方向对于光轴对称，两者间夹角2a
1/4波片	45° 0° 或 90° $a \neq 0, 45^\circ, 90^\circ$	圆偏振光 线偏振光 长短轴之比为 $\tan a$ 或 $C \tan a$ 的正椭圆偏光
非波片	$a \neq 0, 45^\circ, 90^\circ$	椭圆偏振光



椭圆偏振光和圆偏振光

用1/4波片和偏振片P可区分出部分偏振光和椭圆偏振光



光轴平行于最大或最小光强的方向放置，若是椭圆则就是正椭圆

I变，无消光：部分偏振光

I变，有消光：椭圆偏振光



七种偏振态的检验

两明两零		光强不变		两明两暗	
在光路中插入1/4波片，再旋转检偏器，若得		在光路中插入1/4波片，并使光轴与检得的暗方位相重合，再旋转检偏器，若得		两明两暗但暗方位与未插入1/4波片时相同则为	
线偏振光	两明两零则为	光强不变则为	两明两暗则为	两明两暗但暗方位与未插入1/4波片时相同则为	两明两暗但暗程度与前不同则为
	圆偏光	自然光	自加自然圆偏光	椭圆偏光	自加自然线光偏光

21

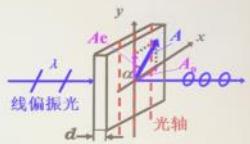


椭圆偏振光和圆偏振光

② 二分之一波片

$$\text{光程差 } |n_e - n_o| \cdot d = \frac{\lambda}{2}$$

$$\text{产生相位差 } |\Delta\phi| = \pi$$

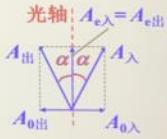


作用：可使线偏振光的振动面转过一个角度：

- ♦ 若入射点处线偏振光分解的 o 、 e 光同相，则出射点处 o 、 e 光反相，仍是线偏振光。

只是振动方向转过 2α 角。

当 $\alpha = \pi/4$ ，转过 $\pi/2$



16



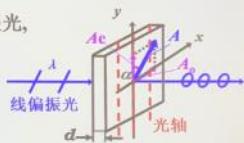
椭圆偏振光和圆偏振光

- ♦ 若入射的是圆偏振光(已有 $\pi/2$ 相差)，

经1/2波片(又有 $\pm\pi$)，出来相位差为

$\pi/2 \pm \pi = 3\pi/2$ 或者 $-\pi/2$ ，仍是圆偏振光，

但是左旋 \Leftrightarrow 右旋。



- ♦ 若入射的是椭圆偏振光

经1/2波片，出来仍是椭圆偏振光，但是左旋 \Leftrightarrow 右旋。

而且椭圆的长轴转过 2α 。（想想为什么？）

17

偏振光干涉

Wednesday, 16 June 2021 5:58 PM

作图题

光正入射到一块负单轴晶体表面，晶体中光轴方向如图所示。请画出晶体内部光的传播方向，注意不同偏振光的符号，图线清晰，波阵面曲线可用铅笔作图，但最后的光线传播方向和偏振表示符号需要用不可涂改笔表示。

偏振光干涉

三. 色偏振 (chromatic polarization)

若白光入射，且晶片d均匀，则：屏上由于某种颜色干涉相消，而呈现它的互补色，这叫（显）色偏振。如：

- 红色 (656.2 nm) 相消 → 青色 (492.1 nm)
- 蓝色 (485.4 nm) 相消 → 黄色 (585.3 nm)

若d不均匀，则屏上出现彩色条纹。

色偏振是检验材料有无双折射效应的灵敏方法：用显微镜观察各种材料在白光下的色偏振，可以分析物质内部的某些结构。

—偏光显微术

人工双折射

2. 泡克尔斯效应 (pockels effect) (1893年)

光传播方向与电场平行， $P_1 \perp P_2$ ，电极K和K'透明，晶体是单轴晶体，光轴沿光传播方向。

- 不加电场 → P_2 不透光。
- 加电场 → 晶体变双轴晶体 → 原光轴方向附加了双折射效应 → P_2 透光。

偏振光干涉

• 干涉的条件：频率相同，位相差恒定，振动方向相同

一. 偏振光干涉装置

偏振片 P_1 ：用于起偏。
双折射晶片 C ：用于“分光”。
偏振片 P_2 ：用于满足相干条件。

偏振片 P_1 和偏振片 P_2 的透光轴方向的相对位置可以是任意的。在最简单的情形下，可使两光轴相互垂直或平行。

人工双折射

三. 磁致双折射

科顿—穆顿 (Cotton-Mouton) 效应：

类似于电场的克尔效应，某些透明液体在磁场H作用下变为各向异性，性质类似于单轴晶体，光轴平行磁场。

$|n_e - n_o| \propto H^2$ 二次效应

这种效应很弱，需要很强的磁场才能观察到。

偏振光干涉

二. 偏振光干涉的分析

1. 振幅关系

在 P_1 后： $A_o = A_i \sin \alpha$
 $A_e = A_i \cos \alpha$

在 P_2 后： $A_{2o} = A_o \cos \alpha = A_i \sin \alpha \cos \alpha$
 $A_{2e} = A_o \sin \alpha = A_i \sin \alpha \cos \alpha$

由振幅矢量图的投影关系知， A_{2o} 和 A_{2e} 的方向相反，所以有投影引起的附加相位差 π 。
 注意：若 P_2 与 P_1 的夹角小于 α ，则无附加相位差。

人工双折射

实验发现（在一定应力范围内）：

$$|n_e - n_o| = k \frac{F}{S}$$

应力双折射效应引起的相位差：

$$|\Delta \phi| = \frac{2\pi d}{\lambda} |n_e - n_o| = \frac{2\pi d \cdot k \cdot F}{\lambda \cdot S}$$

若应力均匀，则观察到均匀的干涉光强。

若应力不均匀：各处 F/S 不同 → 各处 $\Delta \phi$ 不同
 → 各处干涉情况不同
 → 出现干涉条纹

应力变化大的地方，条纹密；
 应力变化小的地方，条纹疏。

偏振光干涉

2. 相位关系

通过晶体 C 后： $|\Delta \varphi_c| = \frac{2\pi d}{\lambda} |n_e - n_o|$

通过 P_2 后两束偏振光总的相位差为

$$|\Delta \varphi| = \frac{2\pi d}{\lambda} |n_e - n_o| + \pi$$

光强

$$I_{\perp} = A^2 = A_{2e}^2 + A_{2o}^2 + 2A_{2e}A_{2o} \cos(\Delta \varphi)$$

$$= I_i \cdot \sin^2(2\alpha) \cdot \sin^2\left(\frac{\Delta \varphi_c}{2}\right)$$

人工双折射

应用：通过光弹性效应，研究材料内部的应力情况。

例子：设计大吊钩时，要知道实际使用时内部的应力分布情况。可用透明的环氧树脂制成模拟吊钩，通过光弹性效应，了解内部应力的分布。

偏振光干涉

讨论：

$$I_{\perp} = I_i \cdot \sin^2(2\alpha) \cdot \sin^2\left(\frac{\Delta \varphi_c}{2}\right)$$

$\Delta \varphi = \frac{2\pi d}{\lambda} |n_e - n_o| + \pi$

I_{\perp} 和 α 及 $\Delta \varphi_c$ 有关。其中 α 反映波片光轴的方位；
 $\Delta \varphi_c$ 反映晶片的厚度及材料特性。

若 d 恒定（即 $\Delta \varphi_c$ 恒定），改变 α

- 当 $\alpha = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi, \dots$ 时，有
 $I_{\perp} = 0$ (消光)
- 当 $\alpha = \pi/4, 3\pi/4, 5\pi/4, \dots$ 时，有
 $I_{\perp} = A_i^2 \sin^2 \frac{\Delta \varphi_c}{2}$ (最亮)

人工双折射

二. 电光效应 (photoelastic effect)

电光效应也叫电致双折射效应。

1. 克尔效应 (kerr effect) (1875年)

- 不加电场 → 液体各向同性 → P_2 不透光
- 加电场 → 液体呈单轴晶体性质，光轴平行电场强度 E → P_2 透光

偏振光干涉

讨论：

$$I_{\perp} = I_i \cdot \sin^2(2\alpha) \cdot \sin^2\left(\frac{\Delta \varphi_c}{2}\right)$$

若晶片方位恒定，改变晶片厚度 d (改变 $\Delta \varphi_c$)，则光强也改变

- 当 $\Delta \varphi_c = 2k\pi$ 时，即
 $d = \frac{k}{|n_e - n_o|} \lambda$ 相消干涉，暗。

人工双折射

$|n_e - n_o| = kE^2 = k \frac{U^2}{d^2}$ 二次电光效应

克尔效应引起的相位差为：

$$\Delta \varphi_k = \frac{2\pi}{\lambda} |n_e - n_o| l = 2\pi \frac{k U^2}{\lambda d^2}$$

$\Delta \varphi_k = \pi$ 时克尔盒相当于半波片，透光最强。

i) 当 $\Delta\phi_c=2k\pi$ 时, 即

$$d = \frac{k}{|n_s - n_o|} \lambda$$

相消干涉, 暗

ii) 当 $\Delta\phi_c=(2k+1)\pi$ 时, 即

$$d = \frac{2k+1}{|n_s - n_o|} \cdot \frac{\lambda}{2}$$

相长干涉, 亮

n — 玻璃折射率, U — 电压

克尔效应引起的相位差:

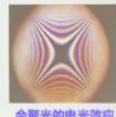
$$\Delta\phi_k = \frac{2\pi}{\lambda} |n_s - n_o| l = 2\pi l \frac{k U^2}{\lambda d^2}$$

$\Delta\phi_k = \pi$ 时克尔盒相当于半波片, 透光最强

硝基苯 $k = 1.44 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{V}^2$

$l = 3 \text{ cm}, d = 0.8 \text{ cm}, \lambda = 600 \text{ nm}$

则产生 $\Delta\phi_k = \pi$ 的电压为 $U \approx 2 \times 10^4 \text{ V}$



会聚光的电光效应

18

偏振光干涉



若单色光入射, 且晶片为尖劈状(厚度 d 不均匀), 则屏上会出现平行的等厚干涉条纹。

石英劈尖的偏振光干涉(等厚条纹)

◆ 光通讯

$$|\Delta\phi_i| = l \frac{2\pi \cdot k}{\lambda \cdot d^2} U$$

若 U 为信号电压, 则 U 的变化引起 $|\Delta\phi_i|$ 的变化, 也引起通过 P_2 的光强的变化, 也就是信号电压调制了光强。

由光强的变化传递信息, 可用于激光光纤通讯。

克尔盒有很多缺点: 硝基苯有毒, 易爆炸, 需极高纯度和高电压, 故现在很少用。

现用 KDP 晶体(磷酸二氢钾)取代克尔盒。

21

人工双折射

泡克尔斯效应引起的相位差:

$$\Delta\phi_p = \frac{2\pi}{\lambda} n_o^3 r U \quad \text{线性电光效应}$$

n_o : o光在晶体中的折射率; r : 电光常数; U : 电压

$\Delta\phi_p = \pi$ 时, P_2 透光最强。

KH_2PO_4 (KDP) 等单晶都具有线性电光效应。

$n_o = 1.51, r = 10.6 \times 10^{-12} \text{ m/V}$

对 $\lambda = 546 \text{ nm}$ 的绿光, $\Delta\phi_p = \pi$ 时, $U = 7.6 \times 10^3 \text{ V}$

22

旋光性

Monday, 21 June 2021 11:32 AM



旋光现象

实验表明，旋光率 a 与旋光物质和入射波长有关。

对于溶液，还和旋光物质的浓度有关。

石英对 $\lambda = 589\text{nm}$ 的黄光， $a = 21.75^\circ/\text{mm}$ 。

而对 $\lambda = 408\text{nm}$ 的紫光， $a = 48.9^\circ/\text{mm}$ 。

物质的旋光性是和物质原子排列结构有关的，同一种物质也可以有左旋体和右旋体，它们的原子排列互为镜像对称，称为同分异构体。

迎着光看：振动面顺时针转的为右旋物质

振动面逆时针转的为左旋物质

26

石英晶体有左旋和右旋两类旋光体，是因为它们的原子空间排列方式有左旋和右旋两种螺旋形结构，互为镜象。

蔗糖分子都是 $C_6H_{12}O_6$ ，但是有互为镜象的两种分子结构。

来自生命物质的蔗糖分子，不论是来源于甘蔗来还是甜菜，都是右旋的。生物体体内的葡萄糖也是右旋的。生物体总是选择右旋糖消化吸收，而对左旋糖不感兴趣。

天然氯霉素药能治病，但它是左旋的。

人工合成的氯霉素总是左旋，右旋各一半。



旋光现象

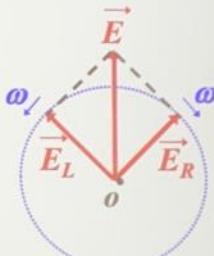
二. 菲涅耳对旋光性的解释

菲涅尔1825年给出了旋光性的简单解释，其机理来源于左旋和右旋圆偏光在旋光材料中的传播速度不同。

线偏振光可看作是同频率、等振幅、速度不同的左(*L*)、右(*R*)旋圆偏振光的合成。

$$v_L \neq v_R \rightarrow n_L \neq n_R$$

光通过旋光物质后，不同旋向光
不同相位累加



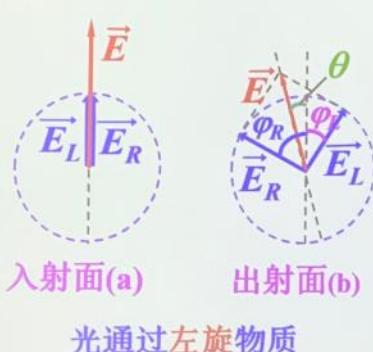
“圆基”分解法

28



旋光现象

设入射时*L*、*R*初相为0，旋光物质长为*l*，在出射面上：



$$\begin{aligned} |\phi_R| &= \frac{n_R l}{\lambda} \cdot 2\pi \\ |\phi_L| &= \frac{n_L l}{\lambda} \cdot 2\pi \end{aligned}$$

设 $n_R > n_L$ ，则 $|\phi_R| > |\phi_L|$

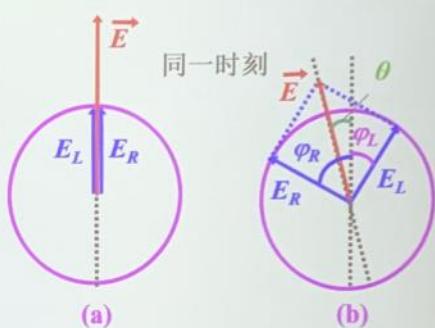
$$\begin{aligned} \theta &= \frac{1}{2}(\phi_R + \phi_L) - \phi_L \\ &= \frac{1}{2}(\phi_R - \phi_L) \end{aligned}$$

29



旋光现象

$$\begin{aligned} \theta &= \frac{1}{2}(\phi_R + \phi_L) - \phi_L \\ &= \frac{1}{2}(\phi_R - \phi_L) \\ &= \frac{\pi}{\lambda}(n_R - n_L) \cdot l \\ \text{令 } a &= \frac{\pi}{\lambda}(n_R - n_L) \\ &\text{——旋光率} \end{aligned}$$



所用右 $\theta = a \cdot l$

这既解释了旋光现象，又说明了

——旋光率

所以有 $\theta = a \cdot l$

(a)

(b)

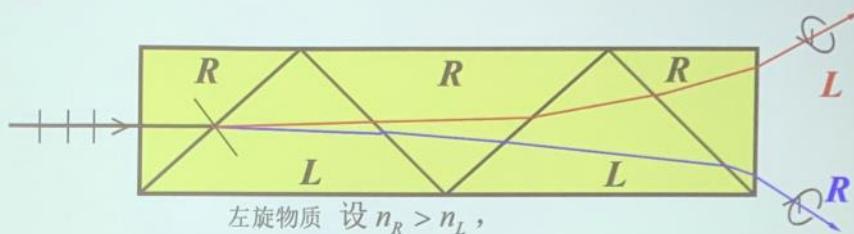
这既解释了旋光现象，又说明了
旋光率 a 与物质（由 n_R 和 n_L 反映）
和入射波长有关。

30



旋光现象

菲涅耳利用实验证实了自己的假设。如图示，用左旋型 (L) 和右旋型 (R) 的石英棱镜交替胶合成多级组合棱镜。



光从 R 进入 L 时，左旋光速度由小变大，光密媒质 \rightarrow 光疏媒质，
光将远离界面法线折射。右旋光速度由大变小，将靠近界面
法线折射。各界面继续使左右旋圆偏振光分开的角度放大，
射出棱镜时就成了两束分开的圆偏振光。

31



旋光现象

三. 量糖术

对旋光溶液 $\theta = [a] \cdot C \cdot l$

式中 $[a] \cdot C = a$ — 溶液的旋光率

C — 溶液的浓度

$[a]$ — 溶液的比旋光率 (单位浓度的旋光率)

据此可制成“量糖计”，测糖溶液的浓度。

其他应用：分析化工产品、药剂中左、右旋光异构体成分

32



- 光的横波性
- 光的偏振状态-完全偏振光, 线偏振光的获得与检验
- 马吕斯定律-布儒斯特角
- 菲涅耳公式

- 双折射现象
- 惠更斯作图法
- 晶体偏振器件-偏振棱镜, 二向色性

- 圆偏振光 - 波片 $\frac{1}{4}, \frac{1}{2}, 1$
- 偏振态检测-部分偏振光和椭圆偏振光

- 偏振光干涉-产生条件与装置
- 人工双折射-光弹, 电光, 磁光
- 旋光现象

吸收

Wednesday, 23 June 2021 4:39 PM



吸收的线性规律

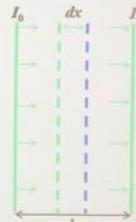
光波在物质中传播时，一部分能量被转变为物质的内能，这种现象就是**物质对光的吸收**。任何物质都会对光波有一定程度的吸收，因而光通过物质后其强度会发生不同程度地减弱。

让一束单色平行光在某种均匀物质中沿x方向传播，实验表明：**光强度减小量 $-dI$ 与光强 I 成正比，与通过物质的厚度 dx 成正比；比例系数为 α** ，称为该物质对此单色光的吸收系数。即

$$-dI = \alpha I dx$$

如果 $x = 0$ 处的光强为 I_0 ，那么光通过厚度为 x 的物质后的光强 I 可对上式积分求出：

$$I = I_0 e^{-\alpha x}$$



3



吸收的线性规律

$$I = I_0 e^{-\alpha x} \quad \text{布格尔定律@1729; 朗伯定律@1760}$$

- 它反映了光与物质的线性相互作用，这是因为在朗伯定律中，吸收系数是 α 以比例系数的地位出现的。
- 既然是比例系数，它与光强 I 无关，故吸收是线性的。
- 对于一般光源产生的光束，朗伯定律精确的反映了物质对光的吸收。
- 但对于激光光束，由于光强比一般光束强得多，吸收是非线性的，朗伯定律不再适用。

4



吸收的线性规律

- 溶液对光的吸收，与溶液的浓度有关。实验表明，透明溶剂中溶解的物质对光的吸收系数 α 与溶液的浓度 C 成正比，于是朗伯定律可以表示为

$$I = I_0 e^{-ACl}$$

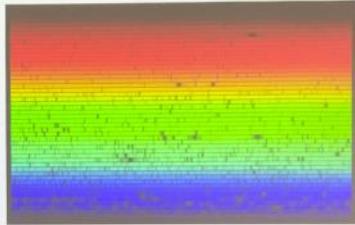
- 式中 A 是与溶液浓度 C 无关的常量。上式规律称为**比尔定律**。
- 应该注意，比尔定律只有在**溶质分子对光的吸收本领不受周围分子影响**的条件下才成立。当溶液浓度过大或当溶剂分子明显地影响着溶质分子对光的吸收时，比尔定律不再成立。
- 根据比尔定律，可以由被吸收的光强的测定，求出溶液的浓度 C ，这正是吸收光谱分析的原理。

5



吸收光谱：太阳光谱

太阳内部发出的光是连续谱，经过太阳周围的大气层时，某些波长的光被吸收，因而在连续谱的背景上出现了多条吸收暗线，暗线吸收光谱。



用不同的字母表示的吸收暗线，分别对应于太阳大气中含量较多的几种吸收元素，如氢（C线, F线）、氧（A线, B线）、氦（D3线）、钠（D1线, D2线）、铁（E2线, G线）和钙（H线）等。所以我们可以根据太阳周围大气层的吸收光谱，来判断太阳大气中存在何种元素。

10



拓展：原子&红外吸收光谱

• 原子吸收光谱

- 具有很高的灵敏度，混合物或化合物中原子含量的极小变化，都会在吸收光谱中观测到吸收系数的显著变化。
- 在定量分析中**原子吸收光谱**得到了越来越广泛的应用。

• 红外吸收光谱

- 不同分子有显著不同的红外吸收光谱，所以研究固体和液体分子的红外吸收光谱，可用于鉴别分子的种类，测定分子的振动频率，分析分子的结构等。
- 红外吸收光谱**在有机化学研究和生产方面有广泛的应用。

11



吸收的线性规律

- 溶液对光的吸收，与溶液的浓度有关。实验表明，透明溶剂中溶解的物质对光的吸收系数 α 与溶液的浓度 C 成正比，于是朗伯定律可以表示为

$$I = I_0 e^{-ACl}$$

- 式中 A 是与溶液浓度 C 无关的常量。上式规律称为**比尔定律**。
- 应该注意，比尔定律只有在**溶质分子对光的吸收本领不受周围分子影响**的条件下才成立。当溶液浓度过大或当溶剂分子明显地影响着溶质分子对光的吸收时，比尔定律不再成立。
- 根据比尔定律，可以由被吸收的光强的测定，求出溶液的浓度 C ，这正是吸收光谱分析的原理。

5



复数折射率

$$E = E_0 \exp[-i\omega(t - x/v)] = E_0 \exp[-i\omega(t - nx/c)]$$

复数折射率 虚部反映电磁波衰减

$$\downarrow$$

$$n = n_0(1 + i\kappa)$$

$$E = E_0 \exp[-i\omega(t - n(1 + i\kappa)x/c)]$$

$$= E_0 e^{-n\kappa\omega x/c} \exp[-i\omega(t - nx/c)]$$

$$\downarrow$$

$$I \propto EE^* = |E_0|^2 e^{-2n\kappa\omega x/c}$$

介质的吸收归结到复数折射率中。

6



吸收光谱

- 所有物质：对光都有不同程度的吸收
 - 普遍吸收：**物质对光的吸收很**少**，吸收与光的波长无关。
光束通过时只改变强度，而**不改变颜色**。
 - 选择吸收：**物质对某些波长的光的吸收特别强。并且随着波长的不同而发生剧烈变化，若对可见光选择吸收，白光通过后会变为**彩色光**。

拓展：地球的大气层对可见光和波长在300 nm以上的紫外光表现为普遍吸收。而且吸收较小，可以说是透明；而对红外光的某些波段和波长小于300 nm的紫外光表现为选择吸收；红外波段的主要吸收气体是水蒸气，波长小于300 nm的紫外光的吸收气体是臭氧。

8



吸收光谱

- 选择吸收体现了光与物质相互作用的特征，这从物质的**吸收光谱**中清楚地表现出来了。
- 当具有连续谱的光（白光）通过有选择吸收的物质后，再经光谱仪分析，就可以显示出某些波段的光或某些波长的光被吸收的情况，这就是**吸收光谱**。



观察吸收光谱的实验装置

9

色散

Wednesday, 23 June 2021 5:02 PM

光的色散

- 色散：光在物质中的传播速度 v 随波长 λ 而改变
- 因为物质的折射率 n 可以表示为（ c 为真空光速）： $n = c/v$ 。因此色散现象也表现为物质的折射率随波长的变化。一般地，折射率与波长满足柯西公式：

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} + \dots$$

- 色散曲线：折射率随波长的变化曲线。
- 色散率 $dn/d\lambda$ ：表征物质的折射率随波长变化的程度。

13

吸收和色散的经典理论

讨论吸收带以外的情况，则可以忽略反映吸收的阻尼系数 γ_i ，有

$$n^2 = 1 + \sum_i \frac{NZe^2}{\epsilon_0 m} \frac{f_i}{\omega_i^2 - \omega^2} \quad \kappa = 0$$

塞耳迈尔方程

$$n^2 = 1 + \frac{NZe^2}{\epsilon_0 m (2\pi c)^2} \left(f_1 \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + f_2 \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} + \dots \right)$$

(Sellmeier)

塞耳迈尔方程 vs 柯西方程

- 柯西方程可以看成是塞耳迈尔方程的一种近似
- 塞耳迈尔方程可以解释反常色散
- 在接近吸收带的区域，塞耳迈尔方程比柯西方程更准确
- 都不适用于吸收带

18

正常色散

- 折射率和色散率都随波长的增加而减小。
- 测量表明，所有无色透明的物质在可见光波段为正常色散。
- 曲线由柯西公式给出。

几种物质的色散曲线

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} + \dots$$

14

反常色散

- 在吸收波段附近和吸收波段内物质所表现的色散，称为反常色散。[\[伍德@1904\]](#)

15



吸收和色散的经典理论

介质极化强度 $P = NZP_1 = NZer$ 单位体积内 N 个原子；每个原子 Z 个电子；
电子偏离平衡位置的位移 r

$$\text{相对介电常数 } \varepsilon_r = 1 + \frac{P}{\varepsilon_0 E} = 1 + \frac{NZer}{\varepsilon_0 E}$$

根据牛顿第二定律，在光波驱动下电子做谐振运动的运动方程

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = -m\omega_0^2 r - g \frac{dr}{dt} + eE_0 e^{-i\omega t}$$

等号右侧：准弹性力；阻尼力；光波的驱动力。

$$\frac{d^2 r}{dt^2} + \gamma \frac{dr}{dt} + \omega_0^2 r = \frac{e}{m} E_0 e^{-i\omega t}$$

$$r = \frac{e}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \frac{1}{-i\omega\gamma} E_0 e^{-i\omega t}$$

16



吸收和色散的经典理论

$$\varepsilon_r = 1 + \frac{NZe^2}{\varepsilon_0 m} \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2) - i\omega\gamma} = (n + i\kappa)^2$$

$$n^2 - \kappa^2 = 1 + \frac{NZe^2}{\varepsilon_0 m} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^2}$$

$$n\kappa = \frac{NZe^2}{2\varepsilon_0 m} \frac{\omega\gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^2}$$

考虑多个固有振动圆频率

$$n^2 - \kappa^2 = 1 + \sum_i \frac{NZe^2}{\varepsilon_0 m} \frac{f_i(\omega_i^2 - \omega^2)}{(\omega_i^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma_i^2}$$

$$n\kappa = \sum_i \frac{NZe^2}{2\varepsilon_0 m} \frac{f_i \omega \gamma_i}{(\omega_i^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma_i^2} \quad \text{(亥姆霍兹方程)}$$

17

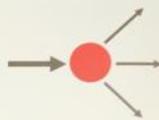
散射

Wednesday, 23 June 2021 5:35 PM



光的散射

光的散射：物质中存在的不均匀团块使进入物质的光偏离入射方向而向四面八方散开。



根据团块尺度（看成 $r = a$ 的球形颗粒）与波长关系分为

	散射条件	半定量条件	散射光强
瑞利散射	散射颗粒的线度比波长小得多	$2\pi a/\lambda < 0.3$	与 λ^{-4} 成反比
米散射	散射颗粒的线度较大，可与光波长相比	$2\pi a/\lambda$ 较大	波长的依赖关系不明显

天空呈蓝色、朝霞、晚霞。

晴→空中有小云→尺度小→散射小、波长→蓝。



光的散射：瑞利散射

短波散射光



晴朗的天空：中午较薄的大气层，短波成分(蓝)比长波成分(红)更多地被大气散射

长波透射光



红色的晨昏：早晚较厚的大气层，更多的短波成分被散射掉，剩下的长波穿越

20

20



光的散射：米散射

- 白云对阳光的散射则属于颗粒尺度较大的不均匀团块的散射，不满足瑞利散射的条件。各波长的光都大致均等地散射。所以晴空的云是白色的。



瑞利散射较强 / 米氏散射较弱

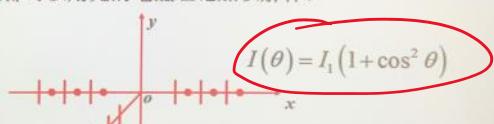
21

22



散射光的偏振

- 实验发现，当自然光被各向同性物质散射后，
 - 垂直于入射方向的散射光是线偏振光，
 - 原入射方向及其逆方向的散射光仍是自然光，
 - 其他方向的散射光是部分偏振光。
- 同时，1)强度等于2)强度的一半。
- 以上结果都可以用光的电磁理论加以解释。



拉曼散射

拉曼散射：在散射光中出现与入射光频率不同的散射光。

它是拉曼(Raman)和曼杰利什塔姆于1928年在研究液体和晶体内的散射时分别发现的。拉曼散射中各伴线的频率可以用经典理论得出，但是对拉曼散射的全面解释需根据量子力学作出。

根据拉曼散射光谱中各伴线的位置，可以很容易地得出分子振动频率，而分子振动频率是与分子内部的状况和结构密切相关的，所以拉曼散射为研究分子结构、分子的对称性和分子内部的作用力等提供了重要的分析手段。它已成为分子光谱学中红外吸收方法的重要补充。

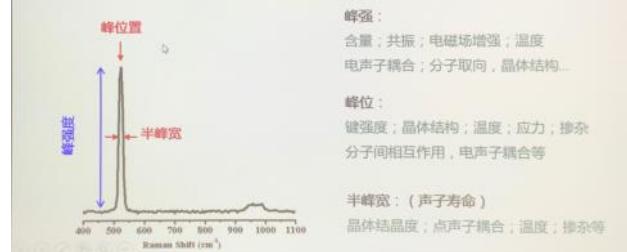
25



拉曼散射

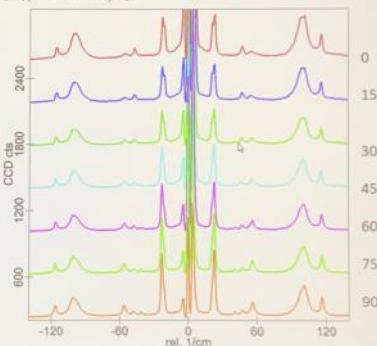
拉曼散射：在散射光中出现与入射光频率不同的散射光。

它是拉曼(Raman)和曼杰利什塔姆于1928年在研究液体和晶体内的散射时分别发现的。拉曼散射中各伴线的频率可以用经典理论得出，但是对拉曼散射的全面解释需根据量子力学作出。



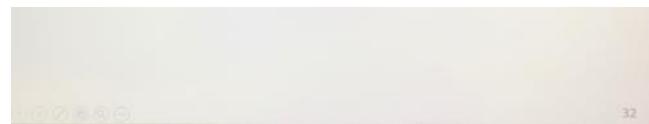
拉曼散射

1. 在与入射光角频率 ω_0 相同的散射谱线(瑞利散射线)两侧，对称地分布了强度很弱的 $\omega_0 \pm \omega_1$ 、 $\omega_0 \pm \omega_2$ 、...的散射谱线。其中长波一侧的谱线称为斯托克斯(Stokes)线；短波一侧的谱线称为反斯托克斯(Anti-Stokes)线。



拓展阅读：布里渊散射

- 1922年，布里渊(Brillouin)指出，光通过由热激发产生声波的介质时，在散射光中出现与入射光频率不同的散射光。
- 与拉曼散射类似，长波一侧($\omega_0 - \omega_1$ 、 $\omega_0 - \omega_2$ 、...)的谱线称为斯托克斯(Stokes)线；短波一侧($\omega_0 + \omega_1$ 、 $\omega_0 + \omega_2$ 、...)的谱线称为反斯托克斯(Anti-Stokes)线。
- 同时，这种由声波引起散射光频移的现象，实际上是一种声光效应。



$$\left\{ \begin{array}{l} I\left(\frac{\pi}{2}\right) = I_1 \\ I\left(\frac{\pi}{4}\right) = \frac{1}{2}I_1 \end{array} \right.$$

$$\Rightarrow \frac{I\left(\frac{\pi}{2}\right)}{I\left(\frac{\pi}{4}\right)} = \frac{2}{3}$$

激光

Wednesday, 30 June 2021 4:26 PM

激光

1. 特点

- 相干性很好
- 时间相干性好 ($\Delta\lambda \sim 10^{-10} \text{ nm}$)，相干长度可达几十公里
- 空间相干性好，有的激光波面上各个点都是相干光波
- 方向性很好
- 发散角 $\sim 1'$ 以下
- 功率大
- 脉冲平均功率可达 10^{14} W ；连续功率可达 1 kW
- 光强大
- 会聚的激光强度达 10^{17} W/cm^2 (单位面积的功率)

2. 种类

按工作物质

- 固体 (如红宝石 Al_2O_3)
- 液体 (如某些染料，可以调频)
- 气体 (如 $\text{He}-\text{Ne}$, CO_2)
- 半导体 (如砷化镓 GaAs)

光与原子体系的相互作用

1. 原子的激发和辐射

1.1. 自发辐射

原子处于激发态是不稳定的，**自发**的跃迁到低能级，同时放出一个光子。这叫**自发辐射**。

设 N_1 、 N_2 为单位体积中处于 E_1 、 E_2 能级的原子数，则在单位体积中单位时间内从 $E_2 \rightarrow E_1$ 的自发辐射的原子数

$$\left(\frac{dN_1}{dt} \right)_{\text{自发}} \propto N_2 \cdot \left(\frac{dN_1}{dt} \right)_{\text{自发}} = A_{21} N_2$$

A₂₁: 自发辐射系数 单个原子在单位时间内发生自发辐射的概率

各个原子自发辐射的光是**杂乱的**， $\frac{1}{A_{21}}$ 原子在 E_2 能级的寿命

2. 吸收

当入射光子的能量 $h\nu$ 等于 $E_2 - E_1$ 时，原子就可能吸收光子从低能级跃迁到高能级，这个过程称为**吸收**。

单位体积中单位时间内，吸收光子而从 $E_1 \rightarrow E_2$ 的原子数为：

$$\left(\frac{dN_2}{dt} \right)_{\text{吸收}} = W_{12} N_1 \quad W_{12}$$

单个原子在单位时间内发生吸收过程的频率

设 $\rho(\nu, T)$ 是温度为 T 时，频率 $\nu = (E_2 - E_1)/h$ 附近，单位频率间隔内外来辐射的能量密度。

$W_{12} = B_{12} \rho(\nu, T) \quad B_{12}$: 吸收系数

3. 受激辐射

爱因斯坦在研究黑体辐射时，发现只靠自发辐射和吸收不能达到热平衡的，还必须存在另一种辐射方式：**受激辐射**。

受激辐射：若入射光子的能量等于原子高低能级的能量差，且高能级上有原子存在时，入射光子会诱发原子从高能级跃迁到低能级，同时放出一个与入射光子完全相同的光子。

受激辐射有光放大作用：

全同光子 频率、相位、振动和传播方向相同

光与原子体系的相互作用

4. 受激辐射

单位体积中单位时间内，从 $E_2 \rightarrow E_1$ 的受激辐射的原子数为

$$\left(\frac{dN_2}{dt} \right)_{\text{受激}} = W_{21} N_2 = B_{21} \rho(\nu, t) N_2 \quad B_{21}$$

B₂₁: 受激辐射系数

自发辐射系数 A_{21} 、受激辐射系数 B_{21} 、吸收系数 B_{12} ，统称为爱因斯坦系数。

$$N_1 B_{12} \rho = N_2 A_{21} + N_2 B_{21} \rho \quad h\nu = E_2 - E_1$$

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-(E_2 - E_1)/kT} \quad \rho = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

$$A_{21} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B_{12}$$

激光

二. 由受激辐射产生激光的两个基本条件

1. 粒子数反转

由大量原子组成的系统，在温度不太低的**平衡态**，原子数目按能级的分布服从**玻耳兹曼统计分布**：

净增益计算

$$T = 10^3 \text{ K} \quad kT = 0.086 \text{ eV} \quad \frac{N_2}{N_1} = e^{-E_2/E_1} = e^{-1/eV} = e^{-1/0.086} \approx 10^{-5} \ll 1$$

激光

要产生光放大必须 $N_2 > N_1$ ：粒子数反转

粒子数反转态是非热平衡态。为了促使粒子数反转的出现，必须用一定的手段去**激励**原子体系。这称为**泵浦**或**抽运**。

激励的方式可以有光激励和原子碰撞激励等。

激光

2. 光振荡

实现了**粒子数反转**的大量原子会由**自发辐射**引起受激辐射，但方向是杂乱的，不能产生很强的激光。

必须使光沿某一方向反复放大才能形成激光——称**光振荡**。

光振荡功能由光学谐振腔完成。

He-Ne激光

3. 激光器的实例：He-Ne 气体激光器

He-Ne 激光器中 **He** 是辅助物质，**Ne** 是工作（激活）物质；He与Ne之比为 5:1 ~ 10:1

He-Ne激光管的工作原理

- 由于电子的碰撞，He被激发（到2S和2S'能级）的概率比Ne原子被激发的概率大。
- 在He的2S和2S'两个能级都是亚稳态，很难回到基态。在He的这两个激发态上聚集了较多的原子。
- Ne的5S和4S与He的2S和2S'能级能量几乎相等，两种原子相遇时容易产生**碰撞转移**。

He-Ne激光

4. 激光器的实例：He-Ne 气体激光器

碰撞中He能把能量传递给Ne而回到基态，而Ne则被激发5S和4S。**【要产生激光，将增加上能级粒子数外，还要设法减少下能级粒子数】**

正好Ne的5S和4S是亚稳态，下能级4P和3P的寿命比上能级5S和4S要短得多，这样就可以形成粒子数的反转。

放电管做得比较细（毛细管），原子与管壁碰撞频繁，帮助碰撞，3S态的Ne原子将能量交给管壁发生**无辐射跃迁**回到基态，从而减少3S态的Ne原子数，有利于激光下能级4P与3P态的抽空。

它们都是从亚稳态到非亚稳态、非基态之间发生的，因此较易实现粒子数反转。[632.8nm, 1.15μm, 3.39μm]

增益

四. 增益系数

增益：光的放大；**损耗**：光的吸收、散射、衍射、透射包括一端的部分反射镜处必要的激光输出）等。

激光形成阶段：增益 > 损耗
激光稳定阶段：增益 = 损耗

增益

1. 激光在工作物质内传播时的净增益

设 $x = 0$ 处，光强为 I_0

$$I = I_0 e^{Gx}$$

定义增益系数 G (单位长度光强增加比例) $dI = G \cdot I \cdot dx$

一般 G 不是常数，简单起见先近似地认为 G 是常数

增益

在激光形成阶段

须 $I_2 / I_0 > 1$
即 $R_1 R_2 e^{2GL} > 1$

$$G > \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} = G_m$$

式中 G_m —— 称为**阈值增益**，即产生激光的最小增益。

在激光的稳定阶段

光强增大到一定程度后
须 $I_2 / I_0 = 1$

$$G = \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} = G_m$$

原因是实际的增益系数 G 不是常量，当 I^2 时， G^{\perp} 。

这是由于光强增大伴随着粒子数反转程度的减弱。（**负反馈**）

当光强增大到一定程度， G 下降到 G_m 时，增益等于损耗，激光达到稳定。

增益

增益

原因是实际的增益系数 G 不是常量，当 I^2 时， G^{\perp} 。

这是由于光强增大伴随着粒子数反转程度的减弱。（**负反馈**）

当光强增大到一定程度， G 下降到 G_m 时，增益等于损耗，激光达到稳定。

通常称 $G \geq \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} = G_m$ 为**阈值条件**

光学谐振腔

激活物质两侧的两个反射镜，构成一个“光学谐振腔”

光学谐振腔的作用：

- 使激光具有极好的**方向性**（沿轴线）；
- 增强**光放大**作用（延长了工作物质）；
- 使激光具有极好的**单色性**（选频）。

光学谐振腔

选频之一：

对于可能有多种跃迁的情况，可以利用阈值条件来选出一种跃迁。

阈值条件为 $G \geq \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} = G_m$

例如，氮气激光器Ne原子的 $0.6328 \mu\text{m}$, $1.15 \mu\text{m}$, $3.39 \mu\text{m}$ 受激辐射光中，只让波长 $0.6328 \mu\text{m}$ 的光输出。

由于反射率 R_1 , R_2 与波长有关，设计其值：对 $0.6328 \mu\text{m}$, R_1 和 R_2 大；对 $1.15 \mu\text{m}$ 、 $3.39 \mu\text{m}$, R_1 和 R_2 小； G_m 小（易满足阈值条件，使形成激光）

光学谐振腔

光学谐振腔两端反射镜处必须是**波节**，光在谐振腔两端来回反射时产生干涉，只有相长干涉才能有输出，条件为：往返光程 $2nL = k\lambda_0$ ($k = 1, 2, 3, \dots$)

n —谐振腔内工作物质的折射率
 λ_0 —真空中的波长

激光管中纵模频率为 $V_0 = c/\lambda_0 = kc/2nL$

相邻两个纵模频率的间隔为 $\Delta V_0 = c/2nL$

光学谐振腔

氮气激光器 $0.6328 \mu\text{m}$ 波段宽度为 $\Delta\nu = 1.3 \times 10^9 \text{ Hz}$

因此，在 $\Delta\nu$ 区间中，可以存在的纵模个数为 $N = \frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_0} = \frac{1.3 \times 10^9}{1.5 \times 10^8} \approx 8$

加大纵模频率间隔 $\Delta\nu_0$ 可以使 $\Delta\nu$ 区间只存在一个纵模频率。

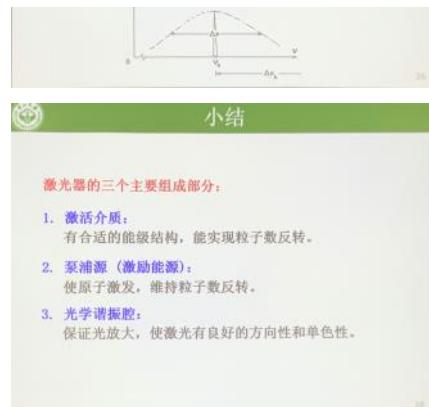
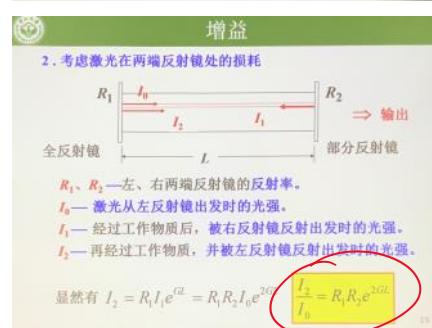
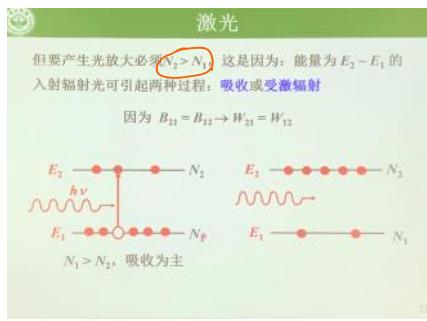
例如：短腔法。缩短管长 L 到 10 cm ，在 $\Delta\nu$ 存在纵模个数为 1 个。

$T = 10^3 \text{ K}$
 $kT \approx 0.086 \text{ eV}$
 $E_2 - E_1 \approx 1 \text{ eV}$

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\frac{E_2 - E_1}{kT}} = e^{-\frac{1}{0.086}} \approx 10^{-5} \ll 1$$

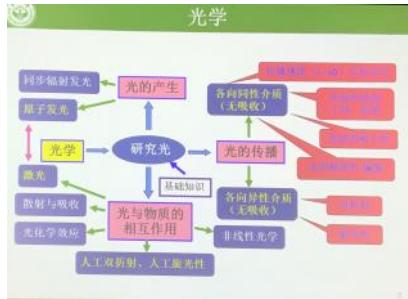
但要产生光放大必须 $N_2 > N_1$ 这是因为：能量为 $E_2 - E_1$ 的入射辐射光可引起两种过程：吸收或受激辐射

$$I = I_0 e^{Gx} \quad *$$



考试试题题型

选择题: 20分
填空题: 20分
计算题: 20分
简答题: 30分
作图题: 10分



光学总论

- 基础知识**
 - 光是电磁波 $v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0 \mu_r}}$ 可见光范围: 400~750 nm
 - 折射率的定义 $n = c/v$
 - 波的简谐表示: $U(r,t) = A(r) \cos(\omega t - K \cdot r)$ 平面波 $U(r,t) = (A_0/r) \cos(\omega t - Kr)$ 球面波
 - 复数表示: $\tilde{U}(r,t) = A(r) e^{i\omega t} e^{ikr}$
 $\tilde{U}(r) = A(r) e^{i\omega t}$ 称为复振幅
 $\tilde{U}(r) = A_0 e^{i\omega t}$ 平面波
 $\tilde{U}(r) = (A_0/r) e^{i\omega t}$ 球面波
 - 光强: $I = \tilde{U}(r) \cdot \tilde{U}(r)^*$

几何光学

最基本的内容: 费马原理、光程概念

- 基本规律**
 $\delta\Delta = \delta \int_P^Q n dS = 0$
 - 直线传播定律、独立传播定律以及光路可逆性原理
- Snell定律: $\frac{\sin\theta_1}{\sin\theta_2} = n_{21}$
- 全反射临界角: $\theta_c = \arcsin n_{21}$ 反射和透射
- 基本成像问题** 符号规则、球面旁轴成像、薄透镜成像
成像公式、任意光线通过焦平面作图法

几何光学

惠更斯原理: 波前上每一个点都可看做是发出球面子波的波源, 这些子波的包络面就是下一时刻的波前。

菲涅尔1818年将惠更斯的子波概念修正为:

- 1) 波传到的任意点都是子波的波源;
- 2) 子波在空间各点进行相干叠加。

利用惠更斯和惠更斯-菲涅尔原理可以作图解释: 反射、折射和双折射

光波的叠加

- 相干叠加: $I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\delta$ $\delta = (K r_2 - K r_1) - (\phi_2 - \phi_1)$
- 非相干叠加: $I(P) = I_1 + I_2$
- 干涉的条件:**
 - 两束光的频率(或波长)相同
 - 在叠加点存在相互平行的振动分量
 - 叠加点处两光有固定的相位差

+ 时间相关性

按分光方法的不同, 分为分波前和分振幅两类

光波的叠加

■ 分波前干涉

光程差: $\Delta L \approx d \sin\theta \approx \frac{x}{D}$

当 $\Delta L = k\lambda$ 时, 光强极大。

条纹间距: $\Delta x = \frac{\lambda D}{d}$ 杨氏干涉条纹是等距平行条纹。

光强分布: $I = 4I_0 \cos^2 \frac{\delta}{2}$ λ 不同, Δx 亦不同, 相互重叠

任何引起光程差的变动必然引起条纹的移动

光波的叠加

- 光波的相干性
- 空间相干性 光波不能太大

对于有一定宽度的光源, 其相干性表述为

相干间隔: $d_0 = \frac{R}{\lambda}$ R 一定时, d_0 越大, 空间相干性越好

相干孔径角: $\theta_0 = \frac{d_0}{R} = \frac{\lambda}{b}$ 应用: 麦克耳孙干涉仪

引入条纹的清晰度, 用 v 表示 $v = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$

v主要由b决定, b越小, 则v越大, 干涉条纹越清晰

光波的叠加

■ 分振幅干涉

注意光在不同介质面反射时带来的 $\lambda/2$ 光程差(相位差 π)

● 等厚干涉 $\Delta L = 2nt \sqrt{1 - \frac{\sin^2\theta}{n^2}} + \frac{\lambda}{2}$

光程差: $\Delta L = 2nt \cos\theta + \frac{\lambda}{2}$

条纹间距: (明条纹) $\Delta x = \frac{\lambda D}{2nt \sin\theta}$

应用: 增透(射)膜和增反射膜

(k - \frac{1}{2})\lambda = 2nt \cos\theta + \frac{\lambda}{2}

光波的叠加

● 时间相干性

时间相干性由光源发光特性决定

相关长度 L_c 与谱线宽度 $\Delta\lambda$ 有关: $L_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}$

光谱单色性越好, 相干长度越长, 时间相干性越好。

光波的叠加

● 等厚干涉

光程差: $\Delta L = 2ne + \lambda/2$

条纹间距: $\Delta x = \frac{\lambda}{2ne\theta}$

● 牛顿环

中心处, $\Delta L = \lambda/2 \rightarrow$ 零级暗条纹

K级暗纹半径: $r = \sqrt{R\lambda} k, k = 0, 1, 2, 3, \dots$

● 迈克尔逊干涉仪

光的横波性

- 光的偏振
- 自然光和偏振光

分解: $I_x = I_0 = \frac{1}{2} I_0$

合成: 两束频率相同、传播方向一致、振动方向相互垂直、相位差为某个确定值的线偏振光的合成

这10步

光波的叠加

口 光的衍射

● 单缝的夫琅禾费衍射

观測屏 $a \sin\theta = \pm k\lambda$ (暗纹) $k' = 1, 2, 3, \dots$

光强分布: $I = I_0 \left(\frac{\sin\alpha}{\alpha} \right)^2$

屏上任一点P的振动, 可用半波带法、矢量图法、积分法求得

光的横波性

- 反射和折射时光的偏振

反射光中垂直入射面的分量比例大。
折射光中平行入射面的分量比例大。

线偏振光 i_0 —布儒斯特角或起偏角 $i_0 + r_0 = 90^\circ$ 反射

$\tan i_0 = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}$ —布儒斯特定律

利用布儒斯特角制成的玻璃片的起偏和检偏作用

光波的叠加

● 光栅的夫琅禾费衍射

正入射的光栅方程: $d \sin\theta = \pm k\lambda$ (明纹)

干涉明纹缺级次数: $k = \frac{d}{a}, k = 0, 1, 2, \dots$

光强分布: $I_p = I_{00} \left(\frac{\sin\alpha}{\alpha} \right)^2 \left(\frac{\sin\beta}{\sin\beta} \right)^2$ $\beta = \frac{\Delta\varphi}{2} = \frac{m\pi}{\lambda}$

角色散本领: $D_g = \frac{k}{d \cos\theta}$ 线色散本领: $D_l = \frac{k-f}{d \cos\theta}$

光的横波性

- 双折射
- 基本概念

α 光、 e 光、光轴、主平面、折射率椭球与波片

● 单轴晶体中光传播的惠更斯作图法

● 利用波片获得和检测椭圆偏振光和圆偏振光

光波的叠加

● X射线在晶体上的衍射

布喇格公式: $2d \cdot \sin\theta = k\lambda$ (极大的) $k = 1, 2, \dots$

● 分辨本领

透镜: $R = \frac{1}{\partial\theta} = \frac{D}{1.22\lambda}$

光栅: $R = \frac{\lambda}{\partial\lambda} = Nk - 1 \approx Nk$

光的横波性

● 偏振光的干涉

单色自然光 d 偏振化方向 I_0 偏振化方向 I_0 相干 I_0 屏

总相位差: $|\Delta\phi| = \frac{2\pi d}{\lambda} |n_s - n_e| + \pi$

光强分布: $I_\perp = I_0 \cdot \sin^2(2\alpha) \cdot \sin^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right)$ E 还好

光的横波性

- 旋光性

规律: $\theta = a \cdot l$
 a (旋光率): 取决于入射光
 的波长和旋光物质。

光轴
 旋光物质
 θ
 l

- 人工双折射、人工旋光性

- 光弹效应 $|n_r - n_s| = k \frac{F}{S}$
- 电光效应 克尔效应 (液体) 泡克尔斯效应 (晶体)
 $|n_r - n_s| = k E^2 = k \frac{U^2}{d^2}$ $\Delta \varphi_p = \frac{2\pi}{\lambda} n_g^2 r U$
- 磁致双折射 $|n_r - n_s| \propto H^2$

原理.