

2022-10-29

基础物理学 2 半期辅导讲义

作者：未央书院 鲁睿 潘佳铭 解奕扬

指导教师 陈少敏

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

目 录

第一章 几何光学	1
1.1 临界光线	1
1.2 光学仪器	2
第二章 波动光学	3
2.1 干涉	3
2.1.1 杨氏双缝及其变形	3
2.1.2 薄膜干涉和迈克尔逊干涉仪	4
2.2 衍射	5
2.2.1 半波带法	5
2.2.2 振幅矢量法	6
2.2.3 多缝干涉和艾里斑	8
2.3 偏振	10
2.3.1 菲涅尔反射折射公式	10
2.3.2 双折射和 $\frac{\lambda}{4}$ 片	12
2.3.3 旋光性	14
2.4 色散	15
2.4.1 相速度、群速度	15
2.4.2 柯西公式	16
第三章 量子物理	17
3.1 康普顿散射	17
3.2 普朗克黑体辐射	18
3.3 波函数、算符和对易性	18

¹本讲义 [L^AT_EX 源代码](#) (github 仓库, 如果觉得有帮助, 麻烦点个 Star), 访问个人博客下载[本讲义最新版本](#)

1

几何光学

1.1 临界光线

性质 1.1 最小偏向角

当一束光在顶角为 A 、折射率为 n 的三棱镜中发生两次折射时，其偏向角有极小值，当入射角和出射角相等时取极小值，最小偏向角满足的方程如下

$$n \sin\left(\frac{A}{2}\right) = \sin\left(\frac{\delta_{\min} + A}{2}\right)$$

该性质的一个直观想法是，由于**光路可逆原理**，对称角附近偏离相同角度时互为可逆光，总偏向角不变，故为极值，至于是极大值还是极小值需要计算二阶导数。

证明. 设第一次折射对应的入射角和出射角分别为 i_1, r_1 ，第二次折射对应的入射角和出射角分别为 i_2, r_2 ，有几何关系 $\frac{\pi}{2} - r_1 + \frac{\pi}{2} - i_2 + A = \pi$ ，总偏折角度

$$\Delta = i_1 - r_1 + r_2 - i_2 = i_1 + r_2 - A$$

由折射定律关系 $\sin i_1 = n \sin r_1, n \sin i_2 = \sin r_2$ ，将总偏折角度代换为 r_1 的函数

$$\Delta(r_1) = \arcsin(n \sin r_1) + \arcsin(n \sin(A - r_1)) - A$$

上述函数关系具有对称性 $\Delta(r_1) = \Delta(A - r_1)$ ，在 $r_1 = \frac{A}{2}$ 处求二阶导

$$\left. \frac{d^2\Delta}{dr_1^2} \right|_{r_1=\frac{A}{2}} = \frac{n(n^2-1)\sin r_1}{(1-n^2\sin^2 r_1)^{3/2}} + \frac{n(n^2-1)\sin(A-r_1)}{(1-n^2\sin^2(A-r_1))^{3/2}} = \frac{2n(n^2-1)\sin\frac{A}{2}}{(1-n^2\sin^2\frac{A}{2})^{3/2}} > 0$$

从而对应极小值，代表最小偏向角。 □

性质 1.2 掠入射

光从折射率为 n_1 的介质均匀地射入折射率为 n_2 的介质时 ($n_1 < n_2$)，出射临界角

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

由折射定律以及 $\sin i_1 \leq 1$ 易证。

1.2 光学仪器

性质 1.3 显微镜

设显微镜的光学筒长 $\Delta = d - f_O - f_E$ ，人眼明视距离为 $s_0 (\approx 25 \text{ cm})$ ，物镜和目镜的焦距为 f_O 和 f_E ，其角放大率为

$$M = \frac{\Delta s_0}{f_O f_E}$$

证明中约定物体成像在明视距离，并使用凸透镜的牛顿公式进行化简。

性质 1.4 望远镜

设望远镜的物镜和目镜的焦距为 f_O 和 f_E ，则角放大率为

$$M = \frac{f_O}{f_E}$$

证明. 使用凸透镜焦平面的特性，当平行光入射至凸透镜时（可以倾斜），其汇聚于焦平面上的一点（即焦平面上的点共轭于无穷远），设汇聚点距离光轴为 d ，则视场角度和原始角度之比为放大率 $M = \frac{d/f_E}{d/f_O} = \frac{f_O}{f_E}$ 。 □

2

波动光学

2.1 干涉

2.1.1 杨氏双缝及其变形

性质 2.1 经典杨氏双缝

当一束光经过两个相距为 d (d 很小) 的小孔之后, 在距离小孔为 D 的干涉屏上出现干涉条纹, 其间距为

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

从公式上看, 相当于把波长放大 $\frac{D}{d}$ 倍, 这是一种最典型的分波前干涉的方法。

性质 2.2 杨氏双缝变形

各种杨氏双缝变式本质上也是两个点光源进行干涉, 只是前者更加直接

干涉名称	等效 d	等效 D
双棱镜	虚光源距离 $2s_1(n-1)\alpha$	虚光源与干涉平面的间距 $s_1 + s_2$
劳埃镜	光源与镜面像距离 $2d$	光源与干涉平面的间距 D
对切透镜	两个半透镜成像距离 $2y'$	成像平面与干涉平面的间距 $L - v$

以上都是将光束分成两束不同的子波进行干涉, 都属于分波前干涉, 还有一种干涉类型为分振幅干涉。

定义 2.3 干涉类型

- ▶ 分波前法：让光波通过并排的两个小孔或利用反射和折射方法，把光波的波前分割出两个部分（本质上是惠更斯原理），形成两个次波重新叠加发生干涉；
- ▶ 分振幅法：利用光在介质表面分割产生两个反射光或两透射光波（反射和透射如何分配，本质上是菲涅尔衍射公式），两者走过不同的光程，重新叠加并发生干涉。

2.1.2 薄膜干涉和迈克尔逊干涉仪

性质 2.4 等厚干涉光程差

一束光从空气射入厚度为 h 的薄膜，其折射角为 i ，则该束光在薄膜上下反射的两束光光程差为

$$\Delta = 2nh \cos i$$

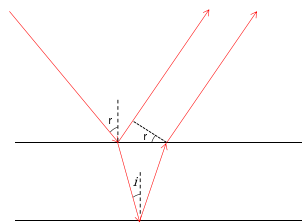


图 2-1 等厚干涉光路图

证明. 由折射定律 $\sin r = n \sin i$ ，而上束光多走了 $x_1 = h \cdot 2 \tan i \cdot \sin r$ ，下束光多走了 $x_2 = n \cdot \frac{2h}{\cos i}$ ，则光程差计算为

$$\begin{aligned} \Delta &= \frac{2nh}{\cos i} - 2h \tan i \sin r = 2h \left(\frac{n}{\cos i} - \frac{\sin i \cdot \sin r}{\cos i} \right) \\ &= 2h \left(\frac{n}{\cos i} - \frac{\sin i \cdot n \sin i}{\cos i} \right) = 2nh \frac{1 - \sin^2 i}{\cos i} = 2nh \cos i \end{aligned}$$

□

性质 2.5 迈克尔逊干涉仪光程差

迈克尔逊干涉仪的结构类似“麻将”局，东西南北方都要经过，其光程差为长度差的两倍

$$\Delta = 2(l_1 - l_2)$$

2.2 衍射

- ▶ 菲涅尔衍射 (近场衍射): 光源或观察屏到衍射屏的距离为**有限**的衍射。
- ▶ 夫琅禾费衍射 (远场衍射): 光源和观察屏到衍射屏的距离均为**无限**的衍射。

2.2.1 半波带法

▶ 夫琅禾费单缝衍射的半波带法

把单缝分割成一系列条带，相邻条带之间的光程逐个相差半个波长，称为半波带。相邻半波带贡献的复振幅相位差为 π ，在图示中表现为相邻矢量， A_k 和 A_{k+1} 向。容易知道，每条半波带的贡献相等，不妨记作 $A_1 = A_2 = \dots = A_k = A$

当半波带总数为奇数时， $A_{total} = A$ ，偶数时， $A_{total} = 0$

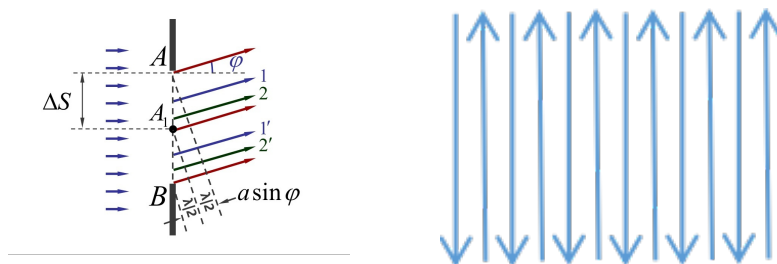


图 2-2 夫琅禾费单缝衍射的半波带法图例

▶ 菲涅尔圆孔衍射的半波带法

波前分割为一系列环形带，相邻环形带到像点的距离逐个相差半个波长，称为半波带。相邻半波带贡献的复振幅相位差为 π ，在图示中表现为相邻矢量 A_k ，和 A_{k+1} 反向。

不同于单缝衍射，由于倾斜因子影响，每条半波带的贡献，逐渐减小 $\lim_{k \rightarrow \infty} A_K = 0$

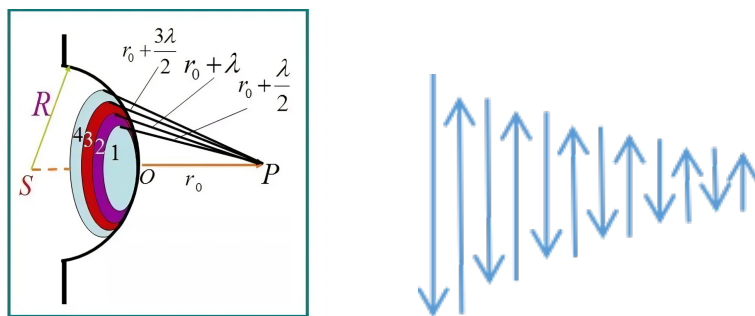


图 2-3 菲涅尔圆孔衍射的半波带法图例

性质 2.6 菲涅尔波带片

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

当物距 R , 像距 b 时

1. 通过 ρ_k 的光线 2. 通过 $\rho_0 = 0$ 的光线 (与光轴重合的光线)	光程差为 $\frac{k\lambda}{2}$
---	---------------------------

例 2.7 单色平面光波波长 5000 \AA , 正入射到如下图所示的衍射屏上, $r_1 = \sqrt{2} \text{ mm}$, $r_2 = 1 \text{ mm}$, 轴上观察点离衍射屏 2 m , 计算观察点处的振幅和强度 (用 A_0 和 I_0 表示)。



由波带片计算相应的半波带数目

$$k_i = \frac{\rho_i^2 (R + b)}{Rb} = 2, 1$$

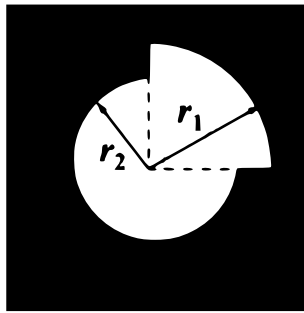
图中相当于一个完整 $k \in [0, 1]$ 半波带和 $\frac{1}{4}$ 个 $k \in [1, 2]$ 半波带, 绘制相应矢量振幅图如下, 从图中可得

$$A = 1.5A_0, I = 2.25I_0$$

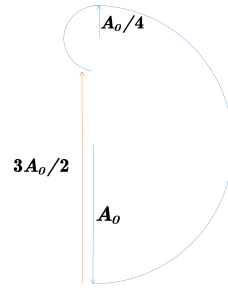
2.2.2 振幅矢量法

► 夫琅禾费单缝衍射的振幅矢量法

振幅矢量法不要求 $\sin \varphi = k \frac{\lambda}{2}$, 可以视作半波带法的细化 *i.e.* 普适版本。具体说来,



(a) 例 2.7 题图



(b) 例 2.7 矢量分析图

图 2-4 半波带法的具体例子

它将单缝分割成 $dx \rightarrow 0$ 的微元，相位差 $d\theta = \frac{2\pi}{\lambda} dx \sin \varphi$ ，于是总相位差

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} a \sin \varphi$$

因此，若将 $\varphi = 0 \equiv \theta$ 时的振幅记作 A_0 ，从而绘制矢量图得到

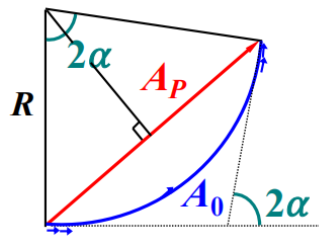


图 2-5 光栅振幅矢量法图例

性质 2.8 单缝衍射因子

在单缝衍射中，定义 $\alpha = \frac{\pi a \sin \theta}{\lambda}$ ，则振幅和光强分布如下

$$A_\varphi = \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right) A_0 \Rightarrow I_\theta = \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)^2 I_0$$

► 菲涅尔圆孔衍射的振幅矢量法

定理 2.9 菲涅尔衍射公式

$$\tilde{U}(P) = K \iint_{\Sigma} F(\theta_0, \theta) \frac{e^{ikr}}{r} \tilde{U}_0(Q) d\Sigma$$

F : 倾斜因子 $\frac{e^{ikr}}{r}$: 距离因子 $\tilde{U}_0(Q)d\Sigma$: 次波源强度



当 Σ 代表点波源产生的球面波波前, $\tilde{U}_0(Q)$ 为常量, $\frac{d\Sigma}{r} \propto dr$, 故上式可写作

$$\tilde{U}(P) = C \int_{\Sigma} e^{ik(r-r_0)} F(\theta_0, \theta) dr$$

由于 r 变化时 $e^{ik(r-r_0)}$ 变化较快, $F(\theta_0, \theta)$ 变化较慢, 所以我们先忽略 $F(\theta_0, \theta)$ 的变化, 此时

$$\tilde{U}(P) = C' \int_{\Sigma} e^{ik(r-r_0)} dr$$

这一积分可以用复平面上的矢量图来表示。

至此, 与夫琅禾费单缝衍射的振幅矢量法别无二致。接下来考虑倾斜因子, 随着 r 的增大 *i.e.* 倾角的增倾斜因子 $F \rightarrow 0$, 于是图中半径 $R \rightarrow 0$, 形成菲涅尔螺线。可以发现若将每个半圆用其直径来代替, 则退化成半波带法。

2.2.3 多缝干涉和艾里斑

若光栅缝间距为 d , 则缝间相位差

$$\Delta\beta = \delta = \frac{2\pi}{\lambda} d \sin \varphi$$

Thus, 若将单缝振幅记作 A_1 , 矢量图如下

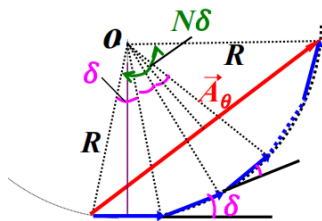


图 2-6 菲涅尔圆孔衍射的振幅矢量法图例

$$A_{\varphi} = \left(\frac{\sin N\beta}{\sin \beta} \right) A_1 \Rightarrow I_{\varphi} = \left(\frac{\sin N\beta}{\sin \beta} \right)^2 I_1$$

这正是光栅的缝间干涉因子。于是

性质 2.10 光栅衍射因子

在光栅衍射中, 定义 $\alpha = \frac{\pi a \sin \varphi}{\lambda}$ $\beta = \frac{\pi d \sin \varphi}{\lambda}$, 则振幅和光强分布如下

$$A_{\varphi} = \left(\frac{\sin N\beta}{\sin \beta} \right) \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right) A_0 \Rightarrow I_{\varphi} = \left(\frac{\sin N\beta}{\sin \beta} \right)^2 \left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)^2 I_0$$

定义 2.11 光栅本领

- ▶ k 级主极大条件: $\beta_k = k\pi \Leftrightarrow d \sin \varphi_k = k\lambda$ (微分: $d \cos \varphi_k \delta \varphi_k = \delta(k\lambda)$)
- ▶ k 级主极大半角宽: $\Delta \beta_k = \frac{\pi}{N} \Leftrightarrow d \cos \varphi_k \Delta \varphi_k = \frac{\lambda}{N} \Leftrightarrow \Delta \varphi_k = \frac{\lambda}{Nd \cos \varphi_k}$
- ▶ 分辨本领: $d \sin(\varphi_k \pm \Delta \varphi_k) = k(\lambda \pm \delta \lambda) \Leftrightarrow d \cos \varphi_k \Delta \varphi_k = k \delta \lambda = \frac{\lambda}{N} \Leftrightarrow R = \frac{\lambda}{\delta \lambda} = k$
- ▶ 角色散本领: $D_{\theta} \equiv \frac{\delta \varphi_k}{\delta \lambda} = \frac{k}{d \cos \theta_k}$
- ▶ 线色散本领: $D_l = f \cdot D_{\theta} = \frac{kf}{d \cos \theta_k}$

例 2.12 一个三狭缝衍射屏, 缝宽均为 a , 彼此间距为 d , 中间缝盖有可以引起 180° 相位改变的滤光片, 波长为 λ 的单色光正入射, 计算下列各种情况下的衍射角:

- (1) 第一衍射极小; (2) 第一干涉极小; (3) 第一干涉极大。

(1) 定义 $\alpha = \frac{\pi a \sin \theta}{\lambda}$, 则单缝衍射因子为 $\left(\frac{\sin \alpha}{\alpha} \right)^2$, 则第一衍射极小对应的角度 $\alpha = \pi$, 解得

$$\frac{\pi a \sin \theta_1}{\lambda} = \pi \Rightarrow \theta_1 = \frac{\lambda}{a}$$

(2) 由于对称性, 将中心缝作为基准, 则定义 $\delta = \frac{2\pi d \sin \theta}{\lambda}$ 为相邻两束光干涉的相位差, 其振幅合成大小为

$$A = A_0(2 \cos \delta - 1)$$

当 $A = 0$ 时, 绝对值最小的解为 $\delta = \pm \frac{\pi}{3}$, 则

$$\frac{2\pi d \sin \theta_2}{\lambda} = \frac{\pi}{3} \Rightarrow \theta_2 = \frac{\lambda}{6d}$$

(3) 干涉极大对应 $|2 \cos \delta - 1|$ 极大, 此时 $\delta = \pm\pi$, 则

$$\frac{2\pi d \sin \theta_3}{\lambda} = \pi \implies \theta_3 = \frac{\lambda}{2d}$$

性质 2.13 艾里斑

艾里斑是点光源通过理想透镜成像时, 由于绕射而在焦点处形成的光斑, 其最小分辨角以及分辨本领分别公式为:

$$\delta\theta = \theta_1 \approx 1.22 \frac{\lambda}{D}, R \equiv \frac{1}{\delta\theta} = \frac{D}{1.22\lambda}$$

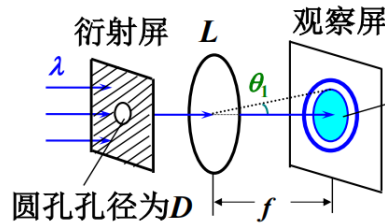


图 2-7 艾里斑示意图

2.3 偏振

2.3.1 菲涅尔反射折射公式

性质 2.14 斯托克斯倒逆关系

如下图所示, 设光从介质 A 传播到介质 B 的反射系数和透射系数分别为 r, t , 从介质 B 到介质 A 的反射系数和透射为 r', t' , 以下关系式成立 (四个系数均为复数)

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

证明. 如图所示, 由于光路可逆, 将反射光和透射光按照原路照射返回, 对应振幅不变即可。 □

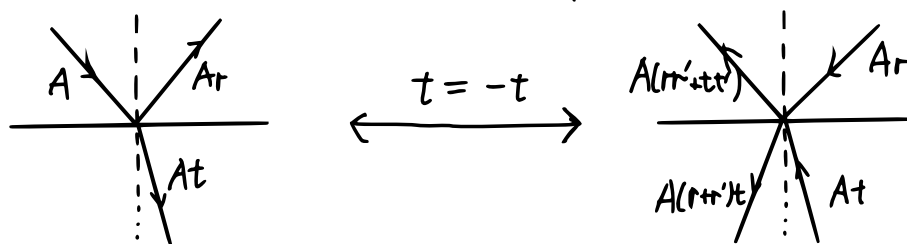


图 2-8 斯托克斯倒逆关系示意图

性质 2.15 菲涅尔公式

光在两种不同折射率的介质中传播时，其反射光和折射光在垂直平面和平行平面分量（ p 光和 s 光）对应系数如下：

$$\begin{cases} r_s = \frac{n_1 \cos i_1 - n_2 \cos i_2}{n_1 \cos i_1 + n_2 \cos i_2} & t_s = \frac{2n_1 \cos i_1}{n_1 \cos i_1 + n_2 \cos i_2} \\ r_p = \frac{n_2 \cos i_1 - n_1 \cos i_2}{n_1 \cos i_2 + n_2 \cos i_1} & t_p = \frac{2n_1 \cos i_1}{n_1 \cos i_2 + n_2 \cos i_1} \end{cases}$$

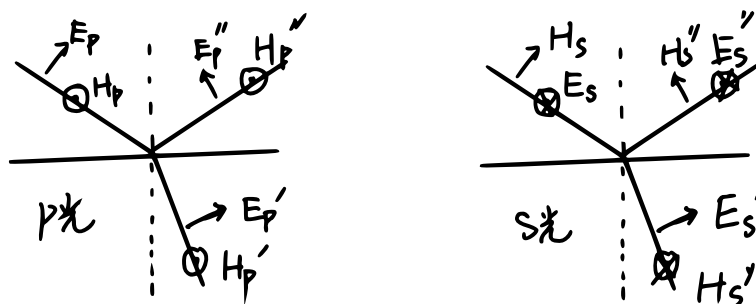


图 2-9 菲涅尔公式示意图

证明. 该公式推导需要运用到电磁场的边界条件，此处从略，可点击[此链接](#)查看。 □

性质 2.16 正入射情形

当 $i_1 = i_2 = 0$ 时， $n_2 > n_1$

$r_s < 0$, E_s'' 与 E_s 正方向相同

$r_p > 0$, E_p'' 与 E_p 正方向相反，产生严格的半波损失

注 2.17. 《光学》教材对于全反射情况相位变化公式推导主要是求复数幅角 $\arg \frac{A - Bi}{A + Bi} =$

$$-2 \arctan \left(\frac{B}{A} \right)$$

$$|\delta_p| = 2 \arctan \frac{n_1}{n_2} \frac{\sqrt{\left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \sin^2 i_1 - 1}}{\cos i_1}, |\delta_s| = 2 \arctan \frac{n_2}{n_1} \frac{\sqrt{\left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \sin^2 i_1 - 1}}{\cos i_1}.$$

例 2.18 s 光以 θ 角从折射率 n_1 介质入射厚度为 d 、折射率为 n_2 的玻璃平板后回到 n_1 介质 ($n_2 > n_1$)，求以下两种情况的能量透射率：

- (1) d 很小，相邻出射光束间仍有相干性；(提示：类比法布里-珀罗干涉仪)
- (2) d 很大，相邻出射光束间无相干性。

✎

(1) 由法布里-珀罗干涉仪相关公式得

$$T = \frac{1}{1 + \frac{(1-R)^2}{4R \sin^2 \left(\frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta} \right)}}$$

(2) 此时满足时间相干性，等比数列求和得到

$$T = \frac{1-R}{1+R}$$

2.3.2 双折射和 $\frac{\lambda}{4}$ 片

性质 2.19 光学介质

如下图所示，规定主截面为法线和光轴所在平面， o 光为偏振方向垂直主截面， e 光为偏振方向平行主截面：

例 2.20 求以下两种情况的折射角 r 和波矢与法线夹角 θ (入射光在主截面内)

- (1) 入射角为 i ，光轴平行法线；
- (2) 入射光平行法线，光轴与法线夹角为 φ 。

✎

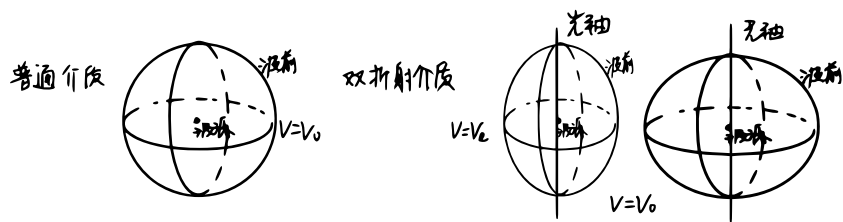


图 2-10 普通介质和光学介质示意图

(1)

$$r = \arctan \left(\frac{n_o}{n_e \sqrt{n_e^2 - \sin^2 i}} \right), \theta = \arctan \left(\frac{n_e}{n_o \sqrt{n_e^2 - \sin^2 i}} \right)$$

(2)

$$r = \arctan \left(\frac{n_o^2}{n_e^2} \tan \varphi \right) - \varphi, \theta = 0$$

性质 2.21 双折射应用

以下三种棱镜均使用了 o 光和 e 光双折射性质：

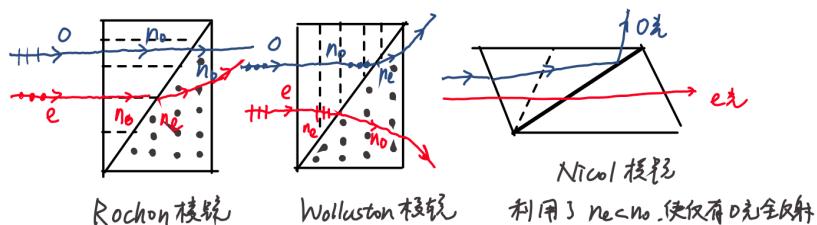


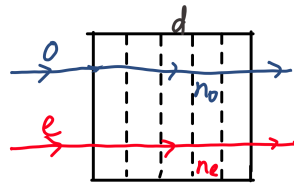
图 2-11 Rochon 棱镜、Wollaston 棱镜、Nicol 棱镜示意图

性质 2.22 $\frac{\lambda}{4}$ 片

对下图所示波晶片, o 光、 e 光在通过波晶片后产生相位差, 其满足

$$\Delta = \frac{2\pi}{\lambda} (n_o - n_e) d$$

当 $(n_o - n_e) d = \frac{\lambda}{4}$ 时, $\Delta = \frac{\pi}{2}$, 此时波片可以进行线偏振和圆偏振间的转化。

图 2-12 $\frac{\lambda}{4}$ 片示意图**性质 2.23 琼斯矩阵初步**

波晶片不同位置对应变换如下

$$\text{波晶片以光轴方向为 } x \text{ 轴: } \begin{bmatrix} A'_x \\ A'_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\Delta} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_x \\ A_y \end{bmatrix}$$

$$\text{波晶片以偏振方向为 } x \text{ 轴: } \begin{bmatrix} A'_x \\ A'_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_x \\ A_y \end{bmatrix}$$

2.3.3 旋光性**定义 2.24 旋光性**

当平面偏振光通过手性化合物溶液后，偏振面的方向就被旋转了一个角度，这种能使偏振面旋转的性能称为旋光性。其本质为存在手性，则左右旋光与溶液中分子的作用方式不同。

例 2.25 令溶液左右旋折射率为 n_L, n_R ，计算波长为 λ 的线偏振光经过长度为 d 的溶液后对应的振幅变换矩阵。

$$\begin{bmatrix} A'_x \\ A'_y \end{bmatrix} = \frac{1}{2} e^{-\frac{\Delta}{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} + \frac{1}{2} e^{\frac{\Delta}{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \frac{\Delta}{2} \\ -\sin \frac{\Delta}{2} \end{bmatrix}$$

$$\begin{bmatrix} A'_x \\ A'_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \frac{\Delta}{2} & \sin \frac{\Delta}{2} \\ -\sin \frac{\Delta}{2} & \cos \frac{\Delta}{2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_x \\ A_y \end{bmatrix}$$

2.4 色散

2.4.1 相速度、群速度

性质 2.26 相速度和群速度关系

只要有色散，相速度和群速度就不相等，其满足以下表达式：

$$n_g = n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \text{ or } v_g = v_p + k \frac{dv_p}{dk}$$

证明. 群速度定义 $v_g = \frac{d\omega}{dk}$ 利用 $k = \frac{\omega}{v_p} = \frac{n\omega}{c} = \frac{2\pi n}{\lambda}$, λ 为真空波长, 得到 $n_g = n - \lambda \frac{dn}{d\lambda}$ or $v_g = v_p + k \frac{dv_p}{dk}$. 若 $v_g = \text{Const}$, 此时 $\frac{dn}{d\lambda} = 0$, 即 $n = \text{const}$. \square

例 2.27 汞灯的双黄线波长为 λ 和 $\lambda + \Delta\lambda$ ($\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \ll 1$). 在最小偏向角附近入射到一个顶角为 α 的三棱镜上, 出射时两线角间距为 δ , 棱镜对汞双黄线的平均折射率为 n , 已知 $\frac{\delta\lambda}{\Delta\lambda}$ 不是很小:

(1) 求最小偏向角;

(2) 求棱镜对汞灯双黄线的色散率 $\frac{dn}{d\lambda}$;

(3) 若一束波长为 λ 的黄光脉冲入射到与三棱镜材质相同的玻璃片上, 玻璃片厚度为 d , 求黄光脉冲通过玻璃片所需要的时间 t .



(1) 由性质 1.1 得到

$$\varphi_{\min} = 2 \arcsin \left(n \sin \left(\frac{\alpha}{2} \right) \right) - \alpha$$

(2) 对第 (1) 问求导, 左侧为 δ , 取 $\Delta\lambda$ 为波长变化量可得

$$\frac{dn}{d\lambda} = \frac{\delta \sqrt{1 - n^2 \sin^2 \left(\frac{\alpha}{2} \right)}}{2 \sin \left(\frac{\alpha}{2} \right) \Delta\lambda}$$

(3) 由性质 2.26 代入色散率解得群速度, 时间 $t = \frac{d}{v_g}$

$$t = \frac{d}{n - \frac{\sqrt{1 - n^2 \sin^2\left(\frac{\alpha}{2}\right)} \lambda \delta}{2 \sin\left(\frac{\alpha}{2}\right) \Delta \lambda}}$$

2.4.2 柯西公式

性质 2.28 柯西公式

光在透明材质下, 其折射率和波长之间满足经验公式:

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

证明. 假设电子在库仑力的束缚下, 在外电场中运动 (光是电磁波), 其运动方程和弹簧振子在余弦外力作用的运动方程类似, 相应系数均为 ω^2 的函数, 严格计算有 $n(\omega) = 1 - \frac{Ne^2}{2\varepsilon_0 m} \sum_j \frac{f_j (\omega^2 - \omega_j^2)}{(\omega^2 - \omega_j^2)^2 + \omega^2 \gamma_j^2}$, 将其泰勒展开可得上述关系, 一般取前两项或者三项就能达到很高精度。 □

3

量子物理

3.1 康普顿散射

性质 3.1 康普顿散射公式


康普顿散射是指当 X 射线或伽马射线的光子跟物质相互作用，因失去能量而导致波长变长的现象，其波长变化量公式如下

$$\lambda_f - \lambda_i = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta)$$

证明. 其中 \underline{P} 表示四维动量, i/f 代表 initial/final, θ 是光子偏转角 (能、动量守恒也能做)

$$\begin{aligned} \underline{P}_{\gamma i} + \underline{P}_{ei} &= \underline{P}_{\gamma f} + \underline{P}_{ef} \Rightarrow \underline{P}_{\gamma i} + \underline{P}_{ei} - \underline{P}_{\gamma f} = \underline{P}_{ef} \Rightarrow (\underline{P}_{\gamma i} + \underline{P}_{ei} - \underline{P}_{\gamma f})^2 = (\underline{P}_{ef})^2 \\ &\Rightarrow 0 + (-m_e c^2) + 0 + 2 \left(-\underline{P}_{\gamma i} \cdot \underline{P}_{\gamma f} + \underline{P}_{ei} \cdot (\underline{P}_{\gamma i} - \underline{P}_{\gamma f}) \right) = -m_e c^2 \\ &\Rightarrow \underline{P}_{\gamma i} \cdot \underline{P}_{\gamma f} = \underline{P}_{ei} \cdot (\underline{P}_{\gamma i} - \underline{P}_{\gamma f}) \Rightarrow \frac{h^2}{\lambda_i \lambda_f} (\cos \theta - 1) = -m_e c \left(\frac{h}{\lambda_i} - \frac{h}{\lambda_f} \right) \end{aligned}$$

□

 注 3.2. 应用康普顿散射公式和能量守恒, 可以快速得到电子的动能和散射角度

$$\begin{cases} E_k = \frac{hc}{\lambda_0} - \frac{hc}{\lambda_0 + \Delta\lambda} = \frac{\frac{h^2 c^2}{m_e} (1 - \cos \theta)}{\lambda_0 (\lambda_0 + \frac{hc}{m_e} (1 - \cos \theta))} \\ \tan \varphi = \frac{\lambda_0}{\frac{hc}{m_e} + \lambda_0} \frac{\sin \theta}{1 - \cos \theta} = \frac{\lambda_0}{\frac{hc}{m_e} + \lambda_0} \cot \left(\frac{\theta}{2} \right) \end{cases}$$

3.2 普朗克黑体辐射

$$\left. \begin{array}{l} \text{瑞利 - 金斯公式 (长波): } \frac{8\pi\nu^2}{c^3} k_B T \\ \text{维恩公式 (短波): } \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \cdot \frac{h\nu}{e^{h\nu/k_B T}} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \xrightarrow{\text{普朗克凑出}} \\ \xrightarrow{\text{爱因斯坦受激辐射理论}} \end{array} \text{普朗克公式: } \frac{8\pi\nu^2}{c^3} \cdot \frac{h\nu}{e^{h\nu/k_B T} - 1}$$

3.3 波函数、算符和对易性

定义 3.3 波函数统计解释和归一性

$|\Psi(\vec{r}, t)|^2 = \Psi^*(\vec{r}, t) \times \Psi(\vec{r}, t)$ 代表 t 时刻, \vec{r} 附近的概率密度。

$$\text{概率的归一性: } 1 = \int_{\text{全空间}} dP = \int_{\text{全空间}} |\Psi(\vec{r}, t)|^2 dP$$

定义 3.4 算符的引入

$$\text{对自由粒子} \begin{cases} \Psi(\vec{r}, t) = \Psi_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \xrightarrow{\text{代入 } \vec{p} = \hbar \vec{k}, E = \hbar \omega} \Psi_0 e^{-\frac{i}{\hbar}(Et - \vec{p} \cdot \vec{r})} \\ -i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \Psi(\vec{r}, t) = -i\hbar \Psi_0 e^{-\frac{i}{\hbar}(Et - \vec{p} \cdot \vec{r})} \frac{\partial}{\partial x} \left(-\frac{i}{\hbar}(Et - \vec{p} \cdot \vec{r}) \right) = p_x \Psi(\vec{r}, t) \end{cases}$$

因此, 我们把 $-i\hbar \frac{\partial}{\partial x}$ 称作 x 方向的动量算符, 记作 $\hat{p}_x = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x}$

$$\text{同样的, 我们有 } \hat{\mathbf{p}} = \begin{bmatrix} \hat{p}_x \\ \hat{p}_y \\ \hat{p}_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \\ -i\hbar \frac{\partial}{\partial y} \\ -i\hbar \frac{\partial}{\partial z} \end{bmatrix} = -i\hbar \nabla \text{ 称作动量算符}$$

需要指出的是, 虽然我们选择从自由粒子导出, 但这些算符对于不同的波函数是普适的。对于其它的算符, 下面给出一些例子

例 3.5 尝试给出非相对论动能算符、坐标表象下的系统总能量算符、轨道角动量算符、轨道角动量平方算符。



$$\text{非相对论动能算符 } \hat{T} = -\frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m} = -\frac{\hbar^2}{2m} \vec{\nabla}^2$$

$$\text{坐标表象下的系统总能量算符 } \hat{H} = \hat{T} + \hat{V}(\mathbf{r})$$

$$\text{角动量算符 } \hat{\mathbf{l}} = \hat{\mathbf{r}} \times \hat{\mathbf{p}} = \begin{bmatrix} -i\hbar \left(y \frac{\partial}{\partial z} - z \frac{\partial}{\partial y} \right) \\ -i\hbar \left(z \frac{\partial}{\partial x} - x \frac{\partial}{\partial z} \right) \\ -i\hbar \left(x \frac{\partial}{\partial y} - y \frac{\partial}{\partial x} \right) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} i\hbar \left(\sin \varphi \frac{\partial}{\partial \theta} + \cot \theta \cos \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) \\ i\hbar \left(-\cos \varphi \frac{\partial}{\partial \theta} + \cot \theta \sin \varphi \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) \\ -i\hbar \frac{\partial}{\partial \varphi} \end{bmatrix}$$

$$\text{角动量平方算符 } \hat{l}^2 \equiv \hat{l}_x^2 + \hat{l}_y^2 + \hat{l}_z^2 = (\hat{\mathbf{p}}^2 - \hat{p}_r^2) \hat{r}^2 = -\hbar^2 \left[\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right]$$

定义 3.6 算符性质

- ▶ 标量 A 与 B : $AB = BA$
- ▶ 矢量 \vec{A} 与 \vec{B} : $\vec{A} \cdot \vec{B} = \vec{B} \cdot \vec{A}$ $\vec{A} \times \vec{B} = -\vec{B} \times \vec{A}$
- ▶ 算符 \hat{p} 与 \hat{x} 的关系

$$\hat{p}_x[x\psi(x)] = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x}[x\psi(x)] = -i\hbar\psi(x) - i\hbar x \frac{\partial}{\partial x}\psi(x) = -i\hbar\psi(x) + x\hat{p}_x\psi(x)$$

由于波函数 $\psi(x)$ 任意, 可以略去不写, 记作 $\hat{p}_x\hat{x} = -i\hbar + \hat{x}\hat{p}_x \Leftrightarrow \hat{p}_x\hat{x} - \hat{x}\hat{p}_x = -i\hbar$
我们将用 $[\hat{p}_x, \hat{x}]$ 来表示 $\hat{p}_x\hat{x} - \hat{x}\hat{p}_x$, 则对易关系表示为: $[\hat{p}_x, \hat{x}] = -i\hbar$ 。

定理 3.7 不确定关系

理论上可以证明，若用 σ_A 表达物理量 A 的标准差， \hat{A} 表示 A 对应的算符，则有

$$\sigma_A \sigma_B \geq \left| \frac{\langle [\hat{A}, \hat{B}] \rangle}{2i} \right|$$



例 3.8 取 A, B 为 p_x, x ，代入定理 3.6 推导测不准原理。



则 $[\hat{p}_x, \hat{x}] = -i\hbar$ 是我们已知的结果，代入上式得到 $\sigma_{p_x} \sigma_x \geq \left| \frac{-i\hbar}{2i} \right| = \frac{\hbar}{2}$ ，这就是我们熟悉的 p_x, x 的不确定性关系。