

热学部分

1 热力学系统的平衡态及状态方程

体膨胀系数: p 不变, $\alpha = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \frac{1}{V} \left(\frac{\Delta V}{\Delta T} \right)_p$

等温压缩系数: T 不变, $k = \lim_{\Delta p \rightarrow 0} -\frac{1}{V} \left(\frac{\Delta V}{\Delta p} \right)_T$

等体压强系数: V 不变, $\beta = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \frac{1}{p} \left(\frac{\Delta p}{\Delta T} \right)_V$

$T = 273.16 \lim_{p_0 \rightarrow 0} \frac{p}{p_0} = 273.16 \frac{C(T)}{C(T_0)}$; 注意极限过程中的线性关系

理想气体状态方程: $pV = nRT$

$p = \frac{1}{3} nm\overline{v^2} = \frac{2}{3} n\overline{\varepsilon_k} = \frac{nRT}{V} = \frac{NRT}{VN_A} = nk_B T$, 最后面的 n 表示单位体积分子数

从而 $\overline{\varepsilon_k} = \frac{3}{2} k_B T$ (温度的本质)

范氏气体状态方程: $\left(p + \frac{a}{V^2} \right) (V - b) = nRT$, a 是对分子间作用力的修正, b 是对

分子尺寸的修正

2 热平衡态的统计分布律

速度空间的小体积元: $d^3 \vec{v} = dv_x dv_y dv_z$; $d^3 \vec{v} = v^2 \sin \theta d\varphi d\theta dv$

下面的所有 m 均指单个气体分子的质量

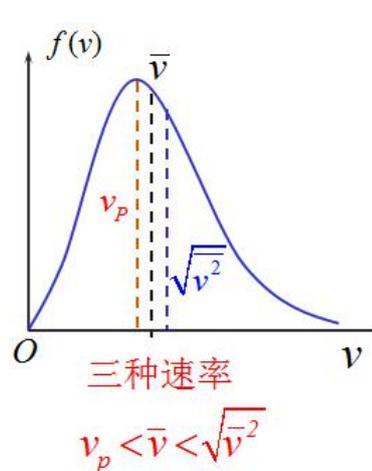
麦克斯韦速度分布律: $f(\vec{v}) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}}$

麦克斯韦速率分布律: $F(v) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} v^2$

最概然速率: $F'(v) = 0$, 有 $v_p = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}} = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}$

平均速率: $\bar{v} = \int_0^{+\infty} v F(v) dv = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi m}} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi \mu}}$

方均根速率: $v_{rms} = \sqrt{\overline{v^2}} = \sqrt{\int_0^{+\infty} v^2 F(v) dv} = \sqrt{\frac{3k_B T}{m}} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}}$



单位面积气体分子碰壁数: $\Gamma = \frac{1}{4}n\bar{v}$, n 是单位体积分子数

两种气体泻流后数密度之比: $\frac{n_1'}{n_2'} = \frac{n_1}{n_2} \sqrt{\frac{m_2}{m_1}}$, 从而, 经过泻流质量小的物质得到

富集

等温数密度/气压公式: $n = n_0 e^{-\frac{mgz}{k_B T}}$, $p = p_0 e^{-\frac{mgz}{k_B T}}$, n_0, p_0 均为地面处性质

重力场中微粒高度分布律: $f(z) = \left(\frac{mg}{k_B T}\right) e^{-\frac{mgz}{k_B T}}$

任意势场的分布律: $n(r) = n_0 e^{-\frac{U(r)}{k_B T}}$

麦克斯韦-玻尔兹曼分布律: $f(v, r) = f_0 \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\epsilon_k + \epsilon_p}{k_B T}}$

能量均分定理: 对于每一个自由度, 每个分子平均动能为 $\frac{1}{2}k_B T$

每个分子的平均热运动能量: $\frac{1}{2}(t+r+2s)k_B T$, t 是平动自由度, r 是转动自由度, s 是振动自由度

理想气体的内能公式: $Q = \frac{1}{2} \frac{M}{\mu} (t+r+2s)RT$ (动能+势能; 只与温度有关)

理想气体的定体热容: $C_V = \frac{\partial Q}{\partial T} = \frac{1}{2} \frac{M}{\mu} (t+r+2s)R$ (与温度无关) 摩尔定体热容:

$C_{V,m} = \frac{1}{2}(t+r+2s)R$ 比定体热容: $c_V = \frac{1}{2\mu}(t+r+2s)R$ 。实际上随温度升高会变

化是因为转动/振动自由度的解放

3 近平衡态中的输运过程

黏性定律: $F = -\mu \frac{du}{dz} \Delta S$, μ 称为黏性系数。

热传导定律: $Q = -k \frac{dT}{dz} \Delta S$, k 称为热导率。

扩散定律: $J = -D \frac{d\rho}{dz} \Delta S$, D 称为自扩散系数。

平均碰撞频率: $\bar{z} = n\sigma\bar{u} = \sqrt{2}\pi d^2 \bar{v} n$, σ 是碰撞截面 $S = \frac{\pi}{4}(d_1 + d_2)^2$, u 是相对速度。

平均自由程: $\bar{\lambda} = \frac{\bar{v}}{z} = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 n}$, 分布概率密度 $P(\lambda) = \frac{1}{\lambda} e^{-\frac{\lambda}{\bar{\lambda}}}$

黏度公式: $\eta = \frac{1}{3} \rho \bar{v} \lambda \sim \sqrt{T}$, 热导率: $k = \frac{1}{3} \rho \bar{v} \lambda c_v \sim \sqrt{T}$, 扩散系数: $\frac{1}{3} \bar{v} \lambda \sim \frac{T^{\frac{3}{2}}}{p}$ 。

4 热力学第一定律

- 理想气体: 1. 组成理想气体的分子看作质点, 有质量无体积;
2. 分子间相互作用为零, 除碰撞瞬间外作自由运动;
3. 遵从经典力学定律, 分子与器壁碰撞是完全弹性碰撞。

外界对气体做功: $W = -\int p dV$

热力学第一定律 (初末态平衡即可, 不需要准静态): $\Delta U = W + Q$

热容: $C = \frac{\partial Q}{\partial T}$; 定体热容: $C_V = \left(\frac{\partial Q}{\partial T}\right)_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_V$

定压热容: $C_p = \left(\frac{\partial Q}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{\partial(U + pV)}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{\partial H}{\partial T}\right)_p$, $H \triangleq U + pV$ 称为焓

定体与定压热容关系: $C_p = \frac{\partial(U + pV)}{\partial T} = \frac{\partial U}{\partial T} + \frac{\partial(pV)}{\partial T} = C_V + \nu R$ (迈耶公式)

泊松比/绝热指数: $\gamma = \frac{C_p}{C_V} = \frac{C_{p,m}}{C_{V,m}} = \frac{i+2}{i}$, 从而 $C_{V,m} = \frac{R}{\gamma-1}$, $C_{p,m} = \frac{\gamma R}{\gamma-1}$

绝热节流过程是等焓过程

等体、等压过程: $\Delta U = \frac{M}{\mu} C_{V,m} T$; 等温过程: $\Delta U = 0$; 等压过程: $\Delta Q = \frac{M}{\mu} C_{p,m} T$

绝热过程: $dQ = 0 \Rightarrow dU + dW = 0 \Rightarrow \frac{M}{\mu} C_{V,m} dT + p dV = 0 \Rightarrow \frac{pdV + Vdp}{\gamma-1} + p dV = 0$

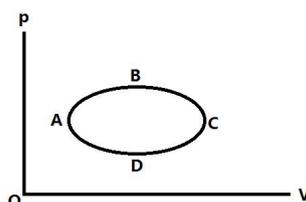
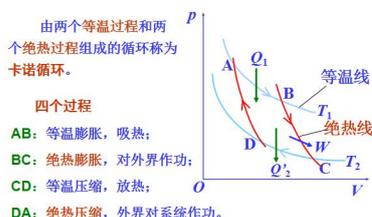
从而 $pV^\gamma \equiv const.$

计算系统对外做功使用 pV (压强、体积) 函数, 内能增量使用 T (温度) 函数
 p - V 图绝热线比等温线斜率更大, 曲线更陡

理想气体绝热自由膨胀 $T_1 = T_2$ ($\Delta Q = 0$, $\Delta W = 0$ (自由膨胀不做功!!!), 从而 $\Delta U = 0$, $\Delta T = 0$), 但不是等温过程; 计算时使用理想气体状态方程, 不能使用绝热方程 (不适用于非静态过程), 且整个过程无过程方程

多方过程: $pV^n \equiv const.$; 等体过程: $n = +\infty$; 等压过程: $n = 0$; 等温过程: $n = 1$;

绝热过程: $n = \gamma$; 系统对外做功: $W = \frac{1}{n-1} (p_1 V_1 - p_2 V_2)$ 。 $C_{n,m} = \frac{n-\gamma}{n-1} C_{V,m}$



正循环：A→B→C→D——热机，逆循环：A→D→C→B——制冷机

热机效率： $\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$ ，制冷系数： $\varepsilon = \frac{Q_2}{Q_1 - Q_2}$ (Q_1 是高温那个， Q_2 低温)

卡诺循环条件： $\frac{V_B}{V_A} = \frac{V_C}{V_D}$

卡诺循环效率： $\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1}$

奥托循环效率： $\eta = 1 - \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1}$

奥托循环（定体加热循环）

四冲程等效为理气的两个绝热过程和两个等体过程组成。

0-A: 等压进气(汽油, 空气)

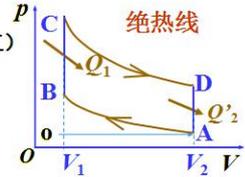
A-B: 速压(绝热), 外界做功
(电机利用电瓶的电。无电则手工)

B-C: 点火爆炸(等体吸热 Q_1)

C-D: 速推活塞做功(绝热)
(有价值部分, 同时充电于电瓶)

D-A: 等体放热 Q_2

A-0: 排气 ($\text{CO}_2, \text{H}_2\text{O}$, 废气)



5 热力学第二定律和第三定律

克劳修斯不等式：任意热力学循环过程都有 $\oint \frac{dQ}{T} \leq 0$ 。=0 可逆，<0 不可逆，dQ 是吸热量。

熵（可逆过程）的定义式：微分形式 $dS = \frac{dQ}{T}$ ；积分形式 $S_i - S_f = \int_f^i \frac{dQ}{T}$ ；可逆过程环路积分为 0，故熵良定义。

理想气体的熵： V, T 形式： $S(T, V) = C_V \ln T + nR \ln V + S_0$ ； T, P 形式： $S(T, P) = C_p \ln T - nR \ln P + S_0$ 。
对于不可逆过程，可以用可逆过程连接初末态，算热温比。先算出熵的态函数形式，求初末态差。

不可逆过程： $\Delta S = S_i - S_f > \int_f^i \frac{dQ}{T}$ 。

对于绝热系统， $dQ=0$ ，可逆过程的熵不变；不可逆过程熵增加。

6 单元系的相变与复相平衡

吉布斯自由焓： $G = H - TS$

开放系统的热力学方程： $dU = TdS - pdV + \mu dN$ ，其中 $\mu = \left(\frac{\partial G}{\partial N}\right)_{T, P}$ 为化学势

潜热： 1 mod 物质从 a 相转变到 b 相所吸收的热量 $L_m = T(S_{b,m} - S_{a,m})$

光学部分

1 光学导言

惠更斯原理：波传到任意点都是新的振动中心，发出球面次波，这些次波的包络面就是新的波面

折射率： $n = \frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon\mu}$

光强： $I \sim E_0^2$ ， E_0 是电矢量振幅

费马原理：光从空间一点传播到另一点是沿着光程为极值的路径传播

光程： $L = ns = \frac{c}{v} s = ct$

2 光的干涉

波的独立传播原理和波的叠加原理使用条件：介质的性质，波的强度

点光源的干涉： $U_1(P,t) = A_1 \cos(\omega t - 2\pi \frac{r_1}{\lambda} + \varphi_1)$ ， $U_2(P,t) = A_2 \cos(\omega t - 2\pi \frac{r_2}{\lambda} + \varphi_2)$ ，

则 $U(P,t) = A \cos(\omega t - 2\pi \frac{r}{\lambda} + \varphi)$ ，振幅 $A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \Delta\delta}$ ，

强度 $I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1I_2} \cos \Delta\delta$ ， $\Delta\delta = \frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1) - \Delta\varphi$ ， $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$

明暗条纹稳定分布称为相干叠加，光束应满足同频率、同振动方向（或有同振动方向的分量），有稳定的相位差，明条纹 $\Delta\delta = 2k\pi$ ，暗条纹 $\Delta\delta = 2k\pi + \pi$ 。

杨氏双缝干涉：亮纹条件： $x = \frac{D}{d}k\lambda$ ， d 是双缝距离， D 是到光屏距离，暗纹条件：

$x = \frac{D}{d}(k + \frac{1}{2})\lambda$ ，相邻亮条纹距离 $\Delta x = \frac{D}{d}\lambda$

光程差： $\Delta L = \frac{\lambda\Delta\varphi_0}{2\pi} + \Delta l$ ， $\Delta l = n(r_2 - r_1)$

光源竖直移动 ξ ，条纹中心反方向移动 $\frac{D}{R}\xi$ ，间距不变

非相干均匀光源随着宽度增加导致干涉条纹越模糊

衬比度： $\gamma = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$

点光源的空间相干性最好，扩展光源尺寸越小、距离越远空间相干性越好，线光源在垂直方向空间相干性最好

半波损失：光疏射光密介质发生反射时，相位突变 π ，相当于波长损失（光程差） $\lambda/2$ 。

等厚干涉光程差： $\Delta = 2nh \cos \gamma + \frac{\lambda}{2}$ ， h 是入射光线射到劈斜边到劈底边的垂直高度， γ 是折射角， n 是介质折射率

度， γ 是折射角， n 是介质折射率

平行薄膜光程差： $\Delta = 2nh \cos \gamma + \frac{\lambda}{2} \approx 2nh + \frac{\lambda}{2}$

γ 变 h 不变：等倾干涉， h 变 γ 不变：等厚干涉

平行光垂直入射到劈尖薄膜上，光程差：（等厚）

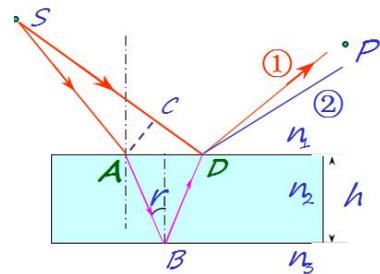
$\Delta = 2nh + \lambda/2$ ， n 是介质折射率

暗纹条件： $l_k = \frac{k\lambda}{2n\alpha}$ 到劈尖棱的距离， k 是第 k 级条纹， α 是劈尖角， n 是折射率，

暗纹间距 $\Delta l = \frac{\lambda}{2n\alpha}$ 。（每一个厚度，即到劈尖棱距离对应一个暗纹/亮纹，同一个暗纹/亮纹，无论直不直，都对对应同一个厚度）

牛顿环： $\Delta = 2h - \lambda/2$ ， $r^2 = 2Rh$ ，暗纹条件： $h_k = \frac{k\lambda}{2}$ ， $r_k^2 = Rk\lambda$ ，干涉图案是亮暗相间同心圆，中心附近条纹较稀疏，级次较低，外沿条纹密集，级次高

等倾干涉（对长方体劈）光程差： $\Delta = 2nh \cos \gamma + \lambda/2$ ， γ 是折射角，干涉条纹是



一组同心圆，中心干涉级别最高，往外级别降低，中心条纹稀，往外条纹密。
入射角相同的光在同一个干涉条纹上。
膜的厚度增大，条纹外移，中心处相继冒出明暗条纹。

亮条纹满足 $\Delta = 2nd \cos \theta + \lambda / 2 = k\lambda$
相邻条纹的光程差为 $d\Delta = \lambda$
相邻级次条纹膜内折射角差为

$$d\theta = -\frac{\lambda}{2nh \sin \theta}$$

增透膜: $\Delta = 2nh = (k + \frac{1}{2})\lambda$ (无半波损失) (暗纹条件), 最小为 $h = \frac{\lambda}{4n}$

全消除全反射要求 $n_f = \sqrt{n_g}$

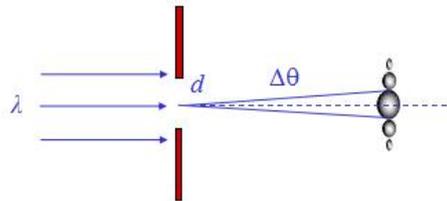
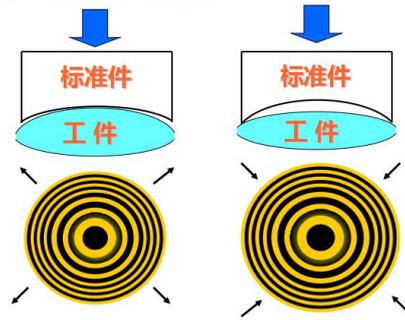
高反膜: $\Delta = 2nh = k\lambda$ (亮纹条件)

3 光的衍射

发散角、波长、限制尺度: 中心光斑的发散角度 $b \cdot \Delta\theta \sim \lambda$

惠更斯菲涅尔原理: 1° 波前上的每个面元都可以看成次波源, 它们向四周发射次波; 2° 波场中任一场点的扰动都是所有次波源所贡献的次级扰动的相干叠加。

• 用牛顿环检测透镜曲率



数学表达式: $U(P) = K \iint_{\Sigma} f(\theta_0, \theta) U_0(Q) \frac{e^{ikr}}{r} dS$, dS 面积微元, $U_0(Q)$ 自身的复振幅

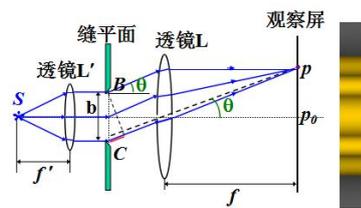
幅, e^{ikr}/r 到达场点, $f(\theta_0, \theta)$ 倾斜因子表达次波面源的发射非各向同性

基尔霍夫衍射积分公式: $U(P) = \frac{-i}{\lambda} \iint_{\Sigma} \frac{\cos \theta_0 + \cos \theta}{2} U_0(Q) \frac{e^{ikr}}{r} dS$, 明确了倾斜因子

子, 给出了比例系数, 积分面不限于等相面, 可以是任意闭合曲面。

衍射基本原理: 波前受限制, 各次波波源相干叠加

单缝夫琅和费衍射光强分布公式 $I_{\theta} = I_0 \left(\frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2$,



其中 $\beta = \frac{\pi}{\lambda} b \sin \theta$

主极大: $\theta=0, \beta=0$; 极小: $\beta=k\pi, b \sin \theta = k\lambda$; 次极大: $dI/d\theta=0$; 主极大的半角宽度: $\Delta\theta = (\theta_1 - \theta_{-1})/2 \approx \lambda/b$, 次极大的全角宽度: $\Delta\theta = (\theta_k - \theta_{k-1}) \approx \lambda/b$

圆孔夫琅和费衍射: $I_{\theta} = I_0 \left(\frac{2J_1(\beta)}{\beta} \right)^2$

(圆孔衍射) 艾里斑的角半径/半角宽度: $\Delta\theta = 1.22\lambda/D$, D 是圆孔直径; 圆孔直径越小, 限制光束的作用越强, 艾里斑越大, 衍射越显著。

瑞利判据：一个艾里斑的中心正好落在另一个艾里斑的边缘处，两个艾里斑中间的强度为最大光强的 80%，对大多数人来说恰能分辨。

最小分辨角： $\Delta\theta=1.22\lambda/D$ ，最小分辨距离 $\Delta y=f\Delta\theta$ ，D 是物镜光瞳，L 是物距
 显微镜分辨率： $\Delta y=0.61\lambda/nsinu$ ，u 是物光束孔径角， λ 是波长，n 是物方折射率
 光栅常数：最小周期的宽度 d，和入射光波长相近

夫琅和费多缝衍射： $I = I_0 \left(\frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2 \left(\frac{\sin N\gamma}{\sin \gamma} \right)^2$ ， $\beta=\pi b \sin\theta/\lambda$ ， $\gamma=\pi d \sin\theta/\lambda$ ，b 是透光

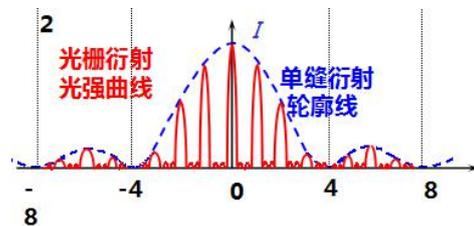
尺度，d 是光栅常数，N 是光栅数

光强总分布：有尖锐的缝间干涉主极大，主极大间有 N-1 个暗纹和 N-2 个次极大

缝间干涉因子：强度极大值 $d \sin\theta=k\lambda$ （光栅方程），即 $\gamma=k\pi$ ， $\left(\frac{\sin N\gamma}{\sin \gamma} \right)^2 = N^2$ ，

暗纹条件 $\sin N\gamma=0$ 且 $\sin \gamma \neq 0$ ，即 $Nd \sin\theta=m\lambda$ ， $m \neq kN$ 。

缺级条件：多缝 k 级主极大角 $d \sin\theta=k\lambda$ ，单缝 k' 级零点角位置 $b \sin\theta=k'\lambda$ ，两个角度相等发生缺级，条件为 $\frac{k}{k'} = \frac{d}{b}$ 。



主极大半角宽度 $\Delta\theta = \frac{\lambda}{Nd \cos \theta_k}$

角色散本领： $D_\theta = \frac{k}{d \cos \theta_k}$ ，线色散本领： $D_l = \frac{kf}{d \cos \theta_k}$

光栅的色分辨本领： $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = kN$ ，k 是条纹级数

对于以 θ 角掠射的单色平行的 X 射线，在各晶面所散射的射线中，只有按反射定律反射的射线的强度为最大，上、下两晶面所发出的反射线的光程差为： $2d \sin\theta=k\lambda$

4 光的偏振

光是横波，偏振是恒波的固有属性

偏振态：电场矢量（光矢量）在与光传播方向垂直的平面内的振动状态，有自然光、线偏振光、部分偏振光、圆偏振光、椭圆偏振光

振动面：光矢量振动方向与传播方向构成的平面

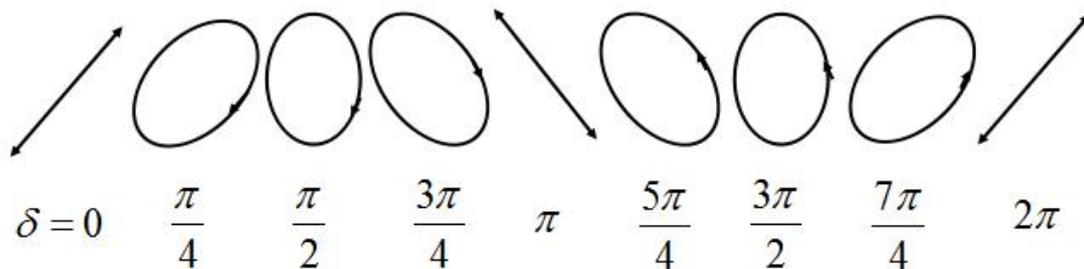
在垂直于光的传播方向的平面内，沿各个方向振动的光矢量对称分布，振幅都相同，且光矢量彼此之间没有固定相位关系的光叫自然光。

如果光矢量在一个固定的平面内、沿一个固定的方向振动，则称为线偏振光，或叫平面偏振光、简称偏振光。

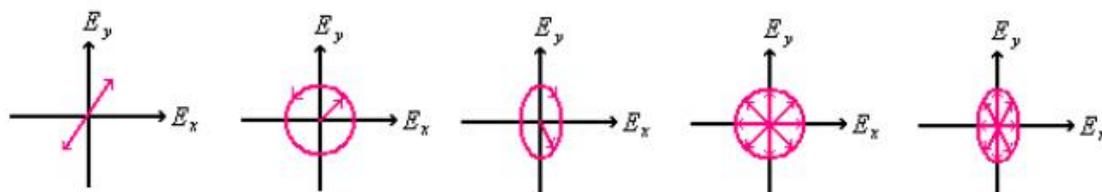
对于介于自然光和线偏振光之间的光称为部分偏振光，它的光矢量在某一确定方

向上较强。偏振度： $P = \frac{I_M - I_m}{I_M + I_m}$ 。迎着传播方向看逆时针是左旋，顺时针为右旋

偏振光方程： $E_x = A_x \cos(\omega t)$ ， $E_y = A_y \cos(\omega t + \delta)$ 。椭圆偏振光： $\delta = \pi/2$



光矢量在 x-y 平面作各种方向、各种振动状态的随机振动、但某方向（例如 x 方向）振幅小的光称为部分偏振光。



线偏振光 圆偏振光 椭圆偏振光 自然光 部分偏振光

从自然光中获得线偏振光的装置叫起偏器，用来检验线偏振光的装置叫检偏器。一般来讲，两者可以互易。

马吕斯定律： $I_2 = I_1 \cos^2 \theta$ 。

线偏振光：在线偏振光的光路中插入检偏器，检偏器旋转一周：两亮两暗

自然光、圆偏振光：偏振器旋转，屏上亮暗无变化；在光路中插入检偏器，屏上光强减半；

部分偏振光、椭圆偏振光：偏振器旋转一周，屏上光强两强两弱

反射光垂直分量多，平行分量少；折射光平行分量多，垂直分量少

入射角满足： $\tan \theta = \frac{n_2}{n_1}$ 反射光为振动垂直于入射面的线偏振光，该角度称为起

偏振角或布儒斯特角，折射光的偏振化强度最强，但不是完全偏振光。此时反射光和折射光夹角为 90°

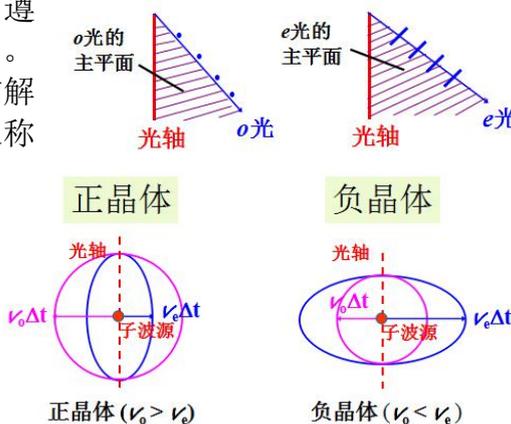
瑞利散射：散射颗粒尺寸 $<$ 光波长以瑞利散射为主， $I_{散} \propto \lambda^{-4}$

自然光散射时的偏振：垂直入射光方向的 x-y 平面内沿各方向的散射光都是线偏振光，原入射光方向和相反方向都是自然光，其他方向都是部分偏振光

散射颗粒尺寸 $>$ 光波长，以米氏散射为主，遵从更复杂的规律，和波长没有明显的关系。当一束光通过各向异性晶体（如常见的方解石晶体）时会出现两束折射光，这种现象称为光的双折射。光线在晶体中沿某一方向传播时不发生双折射现象，这一方向称为晶体的光轴。

双折振光都是线偏振光，振动方向相互垂直，o 光振动方向垂直主平面，e 光振动方向平行主平面

正晶体： $v_o > v_e$ ，反之为负晶体



惠更斯作图法：o 光波面和 e 光波面相切的法线方向是光轴方向，按波前作图。当光轴与晶体表面平行时，虽然 o 光和 e 光分不开，但当光束经过厚度为 d 的晶体后会产生光程差 Δ ，对应相位差为 $\Delta\varphi$ ，适当选取晶体的厚度 d，可做成使光矢量的两个垂直分量相位差任意改变的光学元件，称为波片。

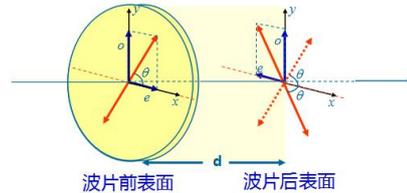
光程差： $\Delta l = (n_o - n_e)d$ ，相位差 $\Delta\varphi = 2\pi(n_o - n_e)d/\lambda$

光在波片内被分解为 o 光和 e 光，经过波片后可以认为强度没有变化，但相位差发生变化，因此光过波片后可能要引起偏振态的变化。

当 $\delta = 2k\pi$ 时，即波片满足 $d = k\lambda/(n_o - n_e)$ 时，称为波片，入射偏振光通过波片不改变偏振态；

当 $\delta = (2k+1)\pi$ 时，即波片满足 $d = (k+1/2)\lambda/(n_o - n_e)$ 时，称为二分之一波片，取负晶体的光轴方向为 x 向，线偏振光经过 1/2 波片后，偏振方向变为 2θ 方向；

当 $\delta = (2k+1/2)\pi$ 时，即波片满足 $d = (k+1/4)\lambda/(n_o - n_e)$ 时，称为四分之一波片，当线偏振光入射到 $\lambda/4$ 片时，出射光为椭圆偏振或圆偏振光。相应地，当椭圆偏振或圆偏振光入射到适当的 $\lambda/4$ 片后，出射光可以转变为线偏振光。

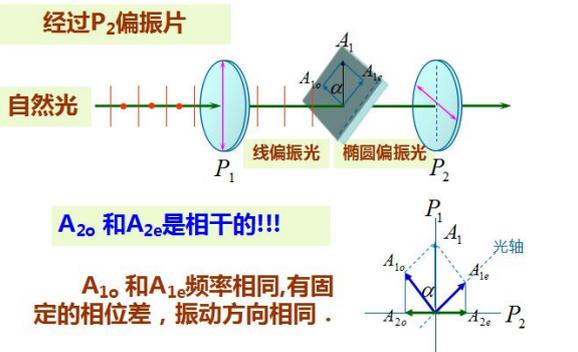
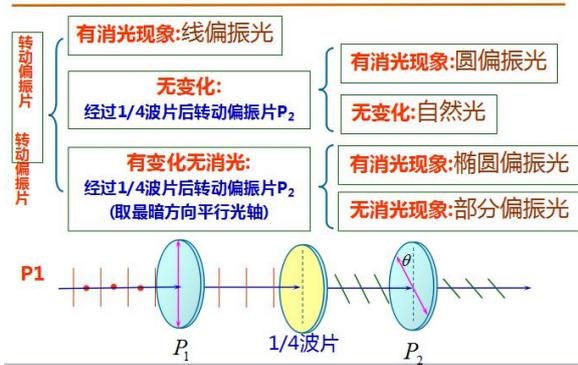


偏振态的检验方法

入射光	$\lambda/4$ 波片位置	出射光
自然光	任意	自然光
线偏振光	O(e)轴与偏振化方向一致	线偏振光
	O(e)轴与偏振化方向成45°	圆偏振光
	O(e)轴与偏振化方向任意夹角	椭圆偏振光
圆偏振光	任意	线偏振光
椭圆偏振光	O(e)轴与椭圆主轴一致	线偏振光
	其它	椭圆偏振光

五种偏振态的检验

第一步	让入射光通过且转动偏振片 P_1 ，观察透射光强度			
现象	有消光	强度无变化	强度有变化，但无消光	
结论	线偏振	自然光、圆偏振光	部分偏振光 椭圆偏振光	
第二步	让入射光直接通过 $\lambda/4$ 波片和偏振片 P_2 ，且转动偏振片 P_2 ，观察透射光强度			
现象	有消光	无消光	有消光	无消光
结论	圆偏振光	自然光	椭圆偏振光	部分偏振光



o 光 e 光的干涉：相位差 $\Delta\varphi = 2\pi(n_o - n_e)d/\lambda + \pi = 2k\pi$ (亮纹) / $2k\pi + \pi$ (暗纹)

光弹性效应：各向同性的透明物质在应力作用下可变为光学上各向异性，从而产生双折射现象，称为光弹性效应。

克尔效应：强电场能使某些液体分子定向排列，从而产生双折射现象，称为克尔效应，该效应反应速度极快，且 $n_o - n_e \propto E^2\lambda$ 。

泡克尔斯效应：电场可以控制某些晶体的双折射性质，称为泡克尔斯效应，其反应速度与克尔效应类似，且 $n_o - n_e \propto E$ 。

旋光性：线偏振光通过某些透明介质后，偏振方向转过了一定角度，称为旋光现象。

晶体旋光: $\varphi = \alpha d$, α 是晶体旋光率, d 为晶体厚度。

溶液旋光: $\varphi = [\alpha]cd$, α 是溶液比旋光率, c 是旋光物质浓度, d 为溶液厚度。 $\alpha > 0$ 是右旋, $\alpha < 0$ 是左旋。

近代物理部分

1 相对论

牛顿运动定律成立的参考系叫做惯性参考系

时空坐标 (x, y, z, t) , 伽利略变换式: $x' = x - vt, y' = y, z' = z, t' = t$; $v_x' = v_x - v, v_y' = v_y, v_z' = v_z$; $a' = a$ 。

一切惯性系中力学规律相同, 不能通过力学实验通过一个惯性系静止还是在做匀速直线运动

不同惯性系中, 质点加速度总是相同的

不可能用力学实验确定惯性系自身的运动, 这意味着不存在绝对静止的惯性系

狭义相对论基本原理: 所有惯性系物理定律的表达形式相同, 即所有惯性参考系等价; 光速不变原理: 光在真空中传播速度是一个普适恒量, 与光源速度无关。

$$\text{洛伦兹变换: } x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}, y' = y, z' = z, t' = \frac{t - \frac{vx}{c^2}}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}。$$

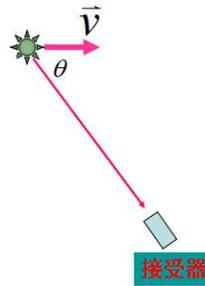
同时的相对性: 在一个惯性系里不同地点同时发生的事情, 在另一个惯性系里不同时发生; 在一个惯性系里同一地点同时发生的事情, 在另一个惯性系里也同时发生; 事件的因果关系、相互顺序不会颠倒。

$$l = l_0 \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}, t = \frac{t_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}, \text{看别人尺短, 看别人钟慢 (时间膨胀效应)}$$

多普勒效应: 波源运动或接受器运动或两者都运动所引起的频移现象。

$$f = \sqrt{\frac{1 + \beta}{1 - \beta}} f_0 \text{ (光源向着接收器运动)}$$

$$f = \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}} f_0 \text{ (光源背离接收器运动)}$$



$$\text{普遍情形下的多普勒效应: } \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos \theta} f_0$$

哈勃定理: $v_r = H_0 r$ 。

相对论速度变换: $u_x' = \frac{u_x - v}{1 - \frac{u_x v}{c^2}}$ 或 $u_x = \frac{u_x' + v}{1 + \frac{u_x' v}{c^2}}$, v 是参考系的相对速度。

$$\text{相对论质量速度关系: } m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}; dE_k = c^2 dm, E_k = mc^2 - m_0 c^2, \vec{F} = \frac{d}{dt} \left(\frac{m_0 \vec{v}}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \right)$$

光子质量和动量: $m = \frac{h\nu}{c^2}$, 动量 $P = \frac{h\nu}{c} = h\lambda$

2 量子力学基础

热辐射: 物体在不同温度下发出的各种电磁波的能量按波长的分布随温度而不同的电磁辐射。

基尔霍夫辐射定律: 在热平衡条件下,任何物体在同一温度下的辐射本领 r 与吸收本领 a 成正比,其比值与物体性质无关,而只与波长和温度有关。

如果一个物体能全部吸收投射在它上面的辐射而无反射,这种物体称为绝对黑体,简称黑体。一个任意不透明材料做成的容器,开一个小口,就成为绝对黑体。

黑体辐射总辐射本领: $M_B(T) = \int_0^{+\infty} M_{B\lambda}(T)d\lambda = \sigma T^4$, σ 是斯忒藩常数

维恩位移定律: $\lambda_{\max} T = b$, b 是维恩常数

黑体辐射公式: $M_{B\lambda}(T) = 2\pi hc^2 \lambda^{-5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}$

普朗克量子假说: (1) 黑体是由带电谐振子组成,这些谐振子辐射电磁波,并和周围的电磁场交换能量。(2) 这些谐振子能量不能连续变化,只能取一些分立值,是最小能量 $\varepsilon = h\nu$ 的整数倍,这个最小能量称为能量子。

光电效应方程: 光量子动量 $p = h/\lambda$, $h\nu = \frac{1}{2}mv_m^2 + A$ 或者 $eU_0 = h\nu - A$

康普顿效应: 观察 X 射线通过物质散射时,发现散射的波长发生变化的现象。是高能光子和外层电子作弹性碰撞的结果;波长不变的部分是和内层电子/原子碰撞的结果。

$\Delta\lambda = \frac{2h}{m_0c} \sin^2 \frac{\theta}{2}$, θ 是散射角是散射角, m_0 是散射粒子的静止质量。

巴耳末公式: $\lambda = B \frac{n^2}{n^2 - 4}$, $n=3,4,5,6,\dots$; $\frac{1}{\lambda} = R(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2})$ (n 级跃迁到 2 级)

广义巴耳末公式: $\frac{1}{\lambda} = R(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2})$ (n 级跃迁到 k 级)

玻尔原子理论: 1. 定态假设: 原子系统存在一系列不连续的能量状态,处于这些状态的原子中电子只能在一定的轨道上绕核作圆周运动,但不辐射能量。这些状态称为稳定状态,简称定态。 2. 频率假设: 原子从一较大能量 E_n 的定态向另一较低能量 E_k 的定态跃迁时,辐射一个光子 $h\nu = E_n - E_k$, 原子从较低能量 E_k 的定态向较大能量 E_n 的定态跃迁时,吸收一个光子。 3. 轨道角动量量子化假设:

$L = nh/2\pi$

轨道半径量子化: $r_n = n^2 \frac{\varepsilon_0 h^2}{\pi m e^2}$, $E_n = -\frac{1}{n^2} \frac{m e^4}{8 \varepsilon_0^2 h^2} = -\frac{Rhc}{n^2}$, 基态-13.6eV

德布罗意波: 任何运动的粒子皆伴随着一个波,粒子的运动和波的传播不能相互分离。 $E = mc^2 = h\nu$, $p = mv = h/\lambda$ 。

测不准关系: $\Delta p_x \Delta x \geq h$ (更精确是 $h/4\pi$)

测不准关系的理解: (1) 对于微观粒子,坐标的不确定度与该方向动量的不确

定度相互制约。轨道概念失去意义。用经典概念描述微观粒子是不准确的。(2) 不确定性不是实验误差,而是量子系统的内禀性质。它通过与实验装置的相互作用而表现出来。(3) 不同的实验装置决定不同的可测量,显示客体某方面的性质,而抑制其它方面的性质。经典描述是互补的。(4) 作用量子 h 给出了宏观与微观的界限。

波函数: $\Psi(x,t) = \Psi_0 e^{-\frac{2\pi i}{h}(Et - px)} = \psi(x) e^{-\frac{2\pi i}{h}Et}$, 其中 $\psi(x) = \Psi_0 e^{\frac{2\pi i}{h}px}$ 只与坐标有关而与时间无关,称为振幅函数。

在某处发现一个实物粒子的几率同波函数平方成正比。 t 时刻在 (x,y,z) 附近小体积 dV 中出现微观粒子的概率为 $|\Psi|^2 dV = \Psi\Psi^* dV$ 。

归一化条件: $\iiint_V |\Psi|^2 dV = 1$, 标准条件: 单值有限连续、一阶导数连续

一维自由粒子含时间薛定谔方程: $-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t}$, $\hbar = h/2\pi$

有外力场: $-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + V\Psi = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t}$

三维薛定谔方程: $i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi = \hat{H}\Psi$, $\hbar = h/2\pi$, $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ 是拉普拉斯算

符, $\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V$ 称为哈密顿算符

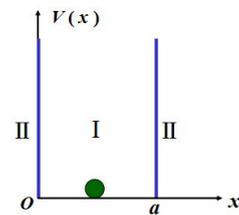
定态薛定谔方程: $-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + V\psi = E\psi$

哈密顿量: 以坐标和动量表示的总能量: $H = \frac{1}{2m} p^2 + U$

动量算符: $p = -i\hbar \nabla$

本征方程: $\hat{H}\psi(r) = E\psi(r)$

一维无限深势阱: II 区: $\psi(x)=0$; I 区: $\psi_n(x) = \sqrt{\frac{2}{a}} \sin \frac{n\pi}{a} x$



$\psi_n(x,t) = \sqrt{\frac{2}{a}} \sin\left(\frac{n\pi}{a}x\right) e^{-\frac{i}{\hbar}E_n t}$, $E_n = \left(\frac{\pi^2 \hbar^2}{2ma^2}\right) n^2$

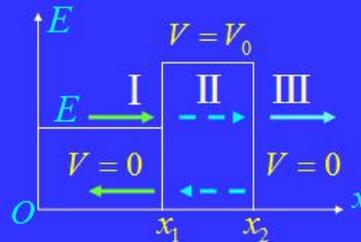
粒子在空间受限越厉害,其能量越高;这意味着把粒子限制在越小的空间,所需要的能量越大。

隧道效应: 光波能透过界面进入空气达数个波长的深度(渗透深度)。

考虑微观粒子的能量 $E < U_0$, 从左边入射。

金属中电子能量低于势垒高度 $E < V_0$

$$V(x) = \begin{cases} 0 & 0 < x < x_1 \\ V_0 & x_1 < x < x_2 \\ 0 & x > x_2 \end{cases}$$



I 区: 入射粒子会在 x_1 处被反弹,

II 区: 入射粒子可以进入此区,

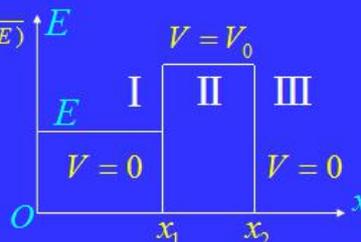
III 区: 入射粒子能否到达此区?

I 区粒子进入 III 区的概率为

$$P = \frac{|\psi_3|_{x_2}^2}{|\psi_1|_{x_1}^2} = \frac{|\psi_2|_{x_2}^2}{|\psi_2|_{x_1}^2} = e^{-\frac{2a}{\hbar} \sqrt{2m(V_0 - E)}}$$

$a = x_2 - x_1$ 为势垒的宽度

$$\ln P = -\frac{2a}{\hbar} \sqrt{2m(V_0 - E)}$$



$$\psi_2 = A_2 e^{k_2 x} + B_2 e^{-k_2 x}$$

- 势垒越宽透过的概率越小,
- $(V_0 - E)$ 越大透过的概率越小。