大物期末复习

Chapter22 干涉

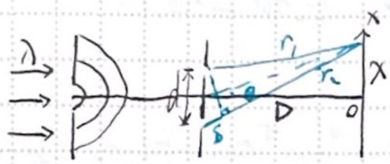
· 干涉的必要条件 频率相同、存在相互平行的振动分量、相位差稳定

相长干涉 $I=I_1+I_2+2\sqrt{I_1I_2}$ $\Delta\varphi=\pm2k\pi$

相消干涉 $I=I_1+I_2-2\sqrt{I_1I_2}$ $\Delta\varphi=\pm(2k+1)\pi$

· 衬比度 $V=\frac{I_{max}-I_{min}}{I_{max}+I_{min}}$ 振幅比、光源单色性、光源宽度…空间相干性问题

· 双缝干涉



单色光λ射

$d>>\lambda$ $D>>d$

10^{-4} 1m

光程差 $\delta\approx d\sin\theta\approx d\frac{x}{D}$

相位差 $\Delta\varphi=\frac{\delta}{\lambda}\cdot2\pi$

明纹 $x=\pm k\frac{D}{d}\lambda$ $(\Delta\varphi=\pm2k\pi)$

暗纹 $x=\pm(2k+1)\frac{D}{2d}\lambda$ 条纹间距 $\Delta x=\frac{D}{d}\lambda$

光强：$I=I_1+I_2+2\sqrt{I_1I_2}\cos\Delta\varphi$ (设 $I_1=I_2=I_0$)

$=4I_0\cos^2\frac{\Delta\varphi}{2}$

· 半波损失 反射光 $\begin{cases}\text{正入射(入射角为0)：光疏→光密有，光密→光疏无}\\ \text{掠入射(接近90°)：均有半波损失}\end{cases}$

透射光：无

· 劳埃德镜 利用虚拟光源对称性，注意半波损失

· 光的非单色性对干涉条纹的影响 $k_M=\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$，$\delta_M=\lambda k=\frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}$

Def. 相干时间

光通过相干长度所需时间 $\tau=\frac{\delta_M}{c}$

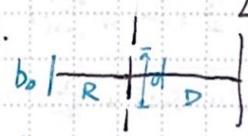
Def. 相干长度 ~~最大光程差~~

两列波能发生干涉的最大光程差

$L=\tau c=\delta_M$ 波列长度=相干…

Def. 光源的极限宽度 $b_0=\frac{R}{d}\lambda$

(R为光源距双缝面)



通常 $b\le\frac{b_0}{4}$

Def. 相干间隔 $d_0=\frac{R}{b}\lambda$ ($d<d_0$才能干涉)

d_0、θ_0↑，空间相干性↑

Def. 相干孔径角 $\theta_0=\frac{d_0}{R}=\frac{\lambda}{b}$ (d_0对光源中心的张角)

利用空间相干性测星体角直径 $\varphi=\frac{\lambda}{d}$ P11 (22B)

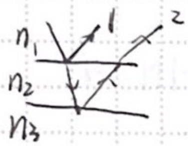
·迈克尔孙星体干涉仪

·点光源 ： → $b_0=\frac{R\lambda}{2d}$　　线光源 | → $b_0=\frac{R\lambda}{d}$

·薄膜干涉

光在折射率为n介质中：f不变，$\lambda'=\frac{\lambda}{n}$

光程差 nr ⇒ 相差 = $\frac{2\pi}{\lambda}$光程差　　透镜不附加光程差.

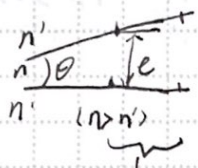


当n_2比两边小/大时，有相位突变π（1.2间）

$n_1<n_2<n_3$ / $n_1>n_2>n_3$时，无相位突变π.

△不均匀薄膜表面的等厚条纹

1. 劈尖干涉



θ: $10^{-4}\sim10^{-5}$ rad，平行光垂直入射

⇒ $\delta(e)\approx 2ne+\frac{\lambda}{2}$.　明纹 $\delta(e)=k\lambda$

暗纹 $\delta(e)=(2k+1)\frac{\lambda}{2}$.

条纹间距 $L\approx\frac{\Delta e}{\theta}$.　$2n\Delta e=\lambda$.

⇒ $\boxed{L\approx\frac{\lambda}{2n\theta}}$　　θ↓, L↑

一圈条纹 ↔ $\frac{\lambda}{2}$误差

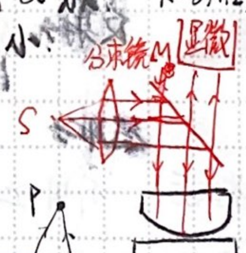
2. 牛顿环

$r^2=R^2-(R-e)^2\approx 2Re \Rightarrow e=\frac{r^2}{2R}$，$\delta=2e+\frac{\lambda}{2}$.

暗环：$\delta=(2k+1)\frac{\lambda}{2}=2e+\frac{\lambda}{2}\Rightarrow r_k=\sqrt{kR\lambda}\propto\sqrt{k}$　k=0,1,2,…

内圈k小，间距大；外圈k（级次）大，间距小.

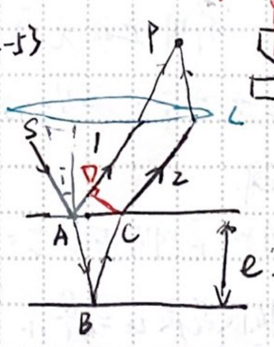
明环 $r_k=\sqrt{\frac{(2k-1)R\lambda}{2}}$　k=1,2,3,…



注意检测工件曲率半径的不同想法 22b P32-5

3. 增反射膜、增透射膜

△ 等倾条纹



$\delta=n(AB+BC)-AD+\frac{\lambda}{2}$.

$=n\cdot2\cdot\frac{h}{\cos r}-2h\tan r\cdot\sin i+\frac{\lambda}{2}$（其中 $n=\frac{\sin i}{\sin r}$）

$=2nh\cos r+\frac{\lambda}{2}=2h\sqrt{n^2-\sin^2 i}+\frac{\lambda}{2}$.（h其实是图中的e）

条纹：内疏外密，级次内高外低.

k不变，e↑ → δ不变时 i↑ → r_k↑ ；k,e不变，λ↑ → i↓ → r_k ???

·面光源 → 汇聚到同一点 → 无光源宽与条纹衬比度的矛盾

22c P6 例 复习.

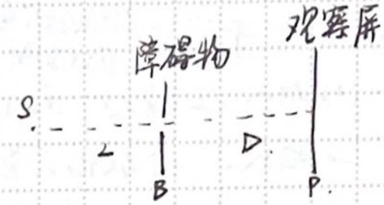
可计算中心级别，倒推从中心数第n个圆环级别

12.27

· 迈克尔孙干涉仪 cP9

Chapter 23 衍射

分类 $\begin{cases} \text{菲涅耳衍射(近场)} & L.D\text{至少一有限} \\ \text{夫琅禾费衍射(远场)} & L.D\text{均无限大} \end{cases}$



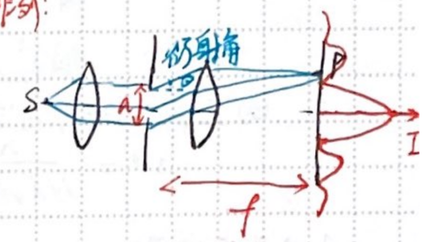
· 单缝的夫琅禾费衍射　　23aP18?

注意不是按顺序排列

$\delta = a\sin\theta = 0$ — 中央明纹中心

$a\sin\theta = \pm k\lambda$, $k=1,2,3,\cdots$　暗纹(准确)

$a\sin\theta = \pm(2k'+1)\frac{\lambda}{2}$　$k'=1,2,3,\cdots$　明纹中心(近似)



· 光强公式 $I = I_0\left(\frac{\sin\beta}{\beta}\right)^2$ 其中 $\beta = \frac{\pi a\sin\theta}{\lambda}$

$\begin{cases} \text{主极大(中央明纹中心)}: I = I_0 = I_{max} & (\beta\to 0,\ \frac{\sin\beta}{\beta}=1) \\ \text{极小(暗纹)}: I=0 \Rightarrow a\sin\theta = \pm k\lambda \\ \text{次极大}: \frac{dI}{d\beta}=0 \Rightarrow \tan\beta = \beta & a\sin\theta = \pm 1.43\lambda, \pm 2.46\lambda, \pm 3.47\lambda \cdots \end{cases}$

$I = 0.047I_0 \quad 0.017I_0 \quad 0.008I_0$

· 条纹宽度

中央明纹宽度: 即两第一级暗纹间距 $\begin{cases} \text{角宽度 } \Delta\theta_0 = 2\frac{\lambda}{a} \\ \text{线宽度 } \Delta x_0 = 2f\frac{\lambda}{a} \end{cases}$

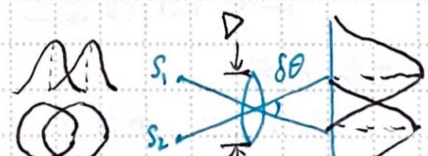
$\Delta x_0 \propto \frac{\lambda}{a}$ 衍射反比律　缝宽↑ 衍射越不明显

当 $a>\lambda$ 且 $\frac{\lambda}{a}\sim 1$ 时, $\theta\to\frac{\pi}{2}$ 只有中央明纹,屏全亮

当 $a>>\lambda$, $\frac{\lambda}{a}\sim 0$ 时, $\Delta x\to 0$, $\theta_k\to 0$. 只有单一明条纹(几何光学)

实例 23aP40. 课P252.例

· 光学仪器的分辨本领



瑞利判据: 一个中心落在另一边缘

Def. 最小分辨角 $\boxed{\delta\theta = \theta_1 = 1.22\frac{\lambda}{D}}$

Def. 分辨本领 $\boxed{R = \frac{1}{\delta\theta} = \frac{D}{1.22\lambda}}$

P256例23.2

望远镜: λ不可选择, 可↑D → ↑R

显微镜: D不会很大, 可↓λ → ↑R

(电子λ: $0.1\text{Å}\sim 1\text{Å}$. 分辨率高)

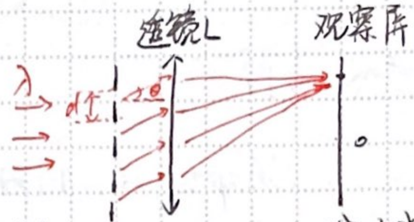
· 巴比涅原理　互补屏除光源的几何光学像点外, $E_1+E_2=E_0=0 \Rightarrow E_1=-E_2 \Rightarrow I_1=I_2$

故衍射图样相同. (除了中心点一个较亮外)

· 圆孔衍射　$\sin\theta = 1.22\frac{\lambda}{D}$. (中央亮斑角半径为θ, D为圆孔直径)

· 光栅衍射

振幅矢量的叠加思想.



Δ 多光束干涉 → 假设每个角度振幅都相同

(1) 明纹(主极大) $d\sin\theta = \pm k\lambda$ $k=0,1,2,\cdots$ 与缝个数无关

(2) 暗纹. 各振幅矢量构成闭合多边形

$\Delta\varphi = \frac{d\sin\theta}{\lambda}\cdot 2\pi = \pm\frac{2k\pi}{N}$ ($k=1,2,\cdots \neq Nk$ 不是N的倍数) n条缝 主极大

相邻主极大间距: $\Delta|d\sin\theta| = \lambda$. 相邻暗纹间距: $\Delta|d\sin\theta| = \frac{\lambda}{N}$

相邻主极大间有N-1个暗纹, N-2个次级大.

(3) 主极大的半角宽度

$\Delta\theta = \frac{\lambda}{Nd\cos\theta_k}$ $(\because \sin(\theta_k+\Delta\theta) - \sin\theta_k = \frac{\lambda}{Nd} = \cos\theta_k\cdot\Delta\theta)$

Δ 光栅衍射

受单缝衍射的调制 → 沿每个角度发出的振幅与单缝衍射同.

图形 P261

· 缺级现象: $\begin{cases} 干涉明纹\ d\sin\theta = \pm k\lambda \\ 衍射暗纹\ a\sin\theta = \pm k'\lambda \end{cases} \Rightarrow k = \pm\frac{d}{a}k',\ k=1,2,3,\cdots$

· 光强公式 $I_p = I_{0单}\left(\frac{\sin\beta}{\beta}\right)^2\left(\frac{\sin N\gamma}{\gamma}\right)^2$ $\begin{cases}\beta = \frac{\pi a\sin\theta}{\lambda} \\ \gamma = \frac{\pi d\sin\theta}{\lambda}\end{cases}$

单缝衍射因子 多光束干涉因子

看 23b P38. 看n缝衍射 (看两顶到顶的峰间有n个极大+1) $\Delta|\sin\theta| = \frac{\lambda}{d}$

看 d/a (看衍射的暗纹对应n个干涉明纹) $\Delta|\sin\theta| = \frac{\lambda}{a}$

· 斜入射光栅方程 $d(\sin\theta - \sin i) = \pm k\lambda$. 可获更高级次条纹

应用: 相阵控雷达 ? 23b P41

Δ 光栅光谱

色散本领: 波长 λ 衍射角 θ 位置 x

$\lambda+\delta\lambda$ $\theta+\delta\theta$ $x+\delta x$

角色散本领 $D_\theta = \frac{\delta\theta}{\delta\lambda}$. 线色散本领 $D_l = \frac{\delta x}{\delta\lambda} \Rightarrow D_l = f\cdot D_\theta$ 光栅后的透镜焦距

$\sin\theta - \sin i = k\frac{\lambda}{d} \Rightarrow \cos\theta\cdot\delta\theta = k\frac{\delta\lambda}{d}$

$D_\theta = \frac{k}{d\cdot\cos\theta}$. $D_l = \frac{k\cdot f}{d\cdot\cos\theta}$ 与N无关

θ不大时 D_θ D_l const. 匀排光谱.

增大色散本领: 减小d, 级次更高, 增大f (线……)

色分辨本领 Def. $R \equiv \frac{\lambda}{\delta\lambda}$. (设入射波长为λ和λ+δλ时, 两谱线刚能分辨).

$R = kN$ 与级数, 光栅总缝数成正比.

23b P56

· X射线衍射. $\lambda \sim 0.001-1nm$ $< 0.1nm$ 硬X射线 $>$ 软

X射线在晶体上的衍射 布拉格父子.

晶面间距/晶格常数. 散射光干涉加强: $2d\sin\Phi = k\lambda$. $k=1,2,\cdots$ 掠射角 → 布拉格公式

23c P16 劳厄法 连续λ→定晶轴 粉末法 确定λ→德拜相 定d晶格常数

☆总结 23c P28.!

12.28

Chapter 24 偏振

1. 光的偏振状态

完全偏振光 { 线偏振光 ; 椭圆偏振光 面对光来的方向 ↺ 左旋 24a P3 } 好像看得是反的

完全非偏振光. 自然光: 可分为不相干、互相垂直、等幅线偏振光

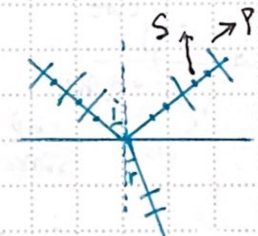
部分偏振光 $I_总 = I_自 + I_偏$

$\Delta\varphi = \varphi_y - \varphi_x$. $r = \frac{A_y}{A_x}$. $0<\Delta\varphi<\pi$ 右旋 ; $-\pi<\Delta\varphi<0$ 左旋. 24a P8.

· Def. 偏振度. $P = \frac{I_p}{I_t} = \frac{I_p}{I_n + I_p}$ t: 总 n: 自然光 p: 完全偏振光.

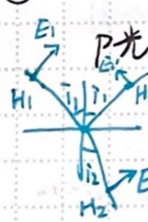
2. 线偏振光的获得和检验

马吕斯定律. $I = I_0 \cos^2\alpha$.



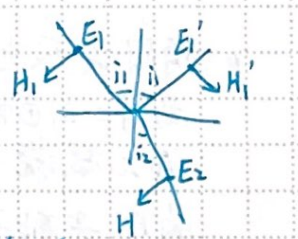
3. 反射和折射时光的偏振.

偏振分解: P分量.(平行于入射面). S分量.



P光 振幅反射率 $r_p = \frac{E_1'}{E_1} = \frac{\frac{n_2}{\cos i_2} - \frac{n_1}{\cos i_1}}{\frac{n_1}{\cos i_1} + \frac{n_2}{\cos i_2}} = \frac{\eta_{2p} - \eta_{1p}}{\eta_{1p} + \eta_{2p}}$ $\eta_p = \frac{n}{\cos i}$ 等效折射率.

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



S光 $\eta_s = n\cos i$ 等效折射率.

振幅反射率 $r_s = \frac{E_1'}{E_1} = \frac{\eta_{1s} - \eta_{2s}}{\eta_{1s} + \eta_{2s}}$.

振幅透射率 $t_s = \frac{E_2}{E_1} = \frac{2n_1\cos i_1}{n_1\cos i_1 + n_2\cos i_2}$ 24b P7 三角公式.

反射光 S 大, 折射光 p 大.

$I \propto n|E|^2$ ( ) 正入射时公式. 24b P10.

光强 R 能流 $\mathcal{R} = R_1 = |r|^2$. 24b P11 定义.

· 布儒斯特定律. $r_p=\frac{tg(i_1-i_2)}{tg(i_1+i_2)}=0$.(当 $i_1+i_2=\frac{\pi}{2}$ 时)

布儒斯特角.(全偏振角.起偏角) i_B.

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

· 以自然光入射时 光强反射率R随入射角↑而↑, 透射率T↓ (实例:激光)

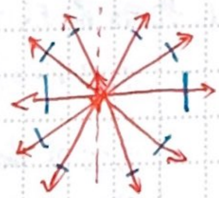
4. 由散射引起的光的偏振.

瑞利散射:散射光强 $\propto\lambda^{-4}$ (日落:短波长光被散射剩红光)
(天空:蓝光散射得更厉害)

小颗粒

电子振动发出光 与传播方向垂直 与电子振动方向同平面.

米-德拜散射理论:大颗粒散射,与波长关系不明显.



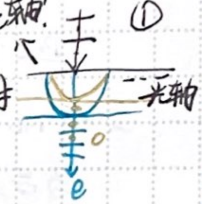
5. 双折射现象

o光. e光. 线偏振光. 互相垂直

光轴 v_o. 垂直于光轴的e光速度 v_e. ⇒ n_o. n_e 晶体主折射率.

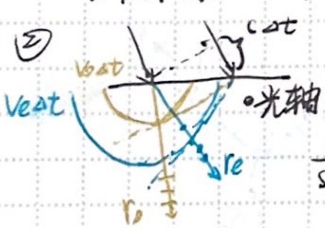
$v_e<v_o$ ($n_e>n_o$) 正晶体 石英 $v_e>v_o$ ($n_e<n_o$) 负晶体. 方解石

· 单轴晶体中光传播的惠更斯作图法



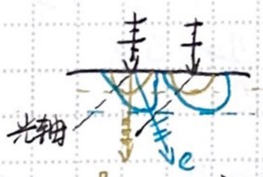
3种情况 24C P16-18. 1. 光轴平行晶体表面.自然光垂直入射

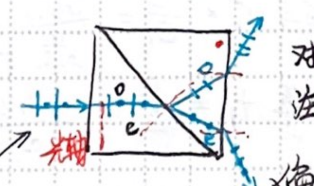
2. 光轴平行晶体表面,且垂直入射面.
自然光斜入射(折射定律)



$\frac{\sin i}{\sin r_o}=\frac{c}{v_o}=n_o$. $\frac{\sin i}{\sin r_e}=\frac{c}{v_e}=n_e$.

3. 光轴与晶体表面斜交,自然光垂直入射





对应情形1和2.
注意角度变化.
方解石 $n_e<n_o$

6. 椭圆偏振光和圆偏振光.

晶体二向色性(对o.e光吸收有很大差异) ⇒ 产生线振光

偏光棱镜. 偏光分束棱镜.

晶片:光轴平行于表面的晶体薄片. 24C P22-23

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

$A_o''=\frac{4n_o}{(1+n_o)^2}A\sin\alpha$

$A_e''=\frac{4n_e}{(1+n_e)^2}A\cos\alpha$

① 四分之一波(晶)片. $|n_e-n_o|\cdot d=m\lambda+\frac{\lambda}{4}$. $|\Delta\varphi|=\frac{\pi}{2}$.

可从 线偏 ⇔ (椭)圆偏.

n_o、n_e 与介质、波长有关!

圆: $A_o''=A_e''$. ⇒ $\alpha=\arctan\frac{n_e(1+n_o)^2}{n_o(1+n_e)^2}$

$\alpha=\alpha_0$. 线→圆. $\alpha=0,\frac{\pi}{2}$ 线→线. $\alpha\neq\alpha_0,0,\frac{\pi}{2}$ 线→椭.

② 二分之一波(晶)片. $|n_e-n_o|\cdot d=m\lambda+\frac{\lambda}{2}$. $|\Delta\varphi|=\pi$.

线偏振光振动面转 2α 角度

③ 全波片 $|n_e-n_o|\cdot d=m\lambda$. $|\Delta\varphi|=2\pi$.

对某确定波长 λ 而言.

看24C最后的题.

Chapter 26 波粒二象性.

1. 黑体辐射

Def. 热辐射.平衡…. 光谱辐出度 M_υ—单位时间.物体单位表面辐射在 υ 附近单位频率的电磁波能量 $W/(m^2\cdot Hz)$

$$M_\upsilon=\frac{dE_\upsilon(T)}{d\upsilon}$$ 取决于T.材料.υ.表面…

Def. 总辐出度 $M(T)=\int_0^{+\infty}M_\upsilon(T)d\upsilon$ 单位: W/m^2

Def. 单色吸收比. $\alpha_\upsilon(T)=\frac{dE_\upsilon(\text{吸收})}{dE_\upsilon(\text{入射})}$

Def. 黑体:完全吸收各波长电磁波. $\alpha_\upsilon=1$.

$W(T)=\int w(\upsilon,T)d\upsilon$. 热辐射能谱密度 $\xrightarrow{\int}$ 热辐射能量密度

Def. $\boxed{\upsilon_m=C_\upsilon T}$ 或 $\boxed{\lambda_m=\frac{b}{T}}$ $\upsilon_m\cdot\lambda_m\neq c$!

$M(T)=\sigma T^4$ $\sigma=5.67\times10^{8}\ W/m^2\cdot K^4$

维恩公式(高频) $M_\upsilon(T)=\alpha\upsilon^3e^{-\beta\upsilon/T}$ $(\alpha,\beta=const)$

瑞利-金斯公式(低频) $M_\upsilon(T)=\frac{2\pi\upsilon^2}{c^2}kT$.

普朗克. $M_\upsilon(T)=\frac{2\pi h}{c^2}\frac{\upsilon^3}{e^{h\upsilon/kT}-1}$ $h=6.626\times10^{-34}J\cdot s$ $=4.136\times10^{-15}eV\cdot s$

谐振子能量 $E=nh\upsilon$. $n=0,1,2,\cdots$

2. 光电效应.

① υ一定时,饱和电流 $i_m\propto I$ →光强

② 截止电压. 光电子的 $E_{k\,max}$ 与光强无关

$U_c=K\upsilon-U_0$. 红限频率 $\upsilon_0=\frac{U_0}{K}=\frac{A}{h}$.

$\frac{1}{2}mV_m^2=h\upsilon-A$ (逸出功)

$eU_c=eK\upsilon-eU_0\Rightarrow h=eK$.

光的波粒二象性: $E=h\upsilon$, $m=\frac{h\upsilon}{c^2}$. $p=\frac{h\upsilon}{c}=\frac{h}{\lambda}$.

3. 康普顿散射

$\lambda>\lambda_0$. $\Delta\lambda=\lambda_c(1-\cos\varphi)=2\lambda_c\sin^2\frac{\varphi}{2}$ 只与散射角有关. $\lambda_c=2.41\times10^{-3}nm$ $\frac{h}{m_0c}$ 电子的康…波长

电子反冲角 $\tan\psi=1/[(1+\frac{\lambda_c}{\lambda_0})\tan\frac{\varphi}{2}]$.

实物粒子的波动性

$$\left.\begin{array}{l} E=h\nu \\ p=\frac{h}{\lambda} \end{array} \Rightarrow \begin{array}{l} \nu=\frac{E}{h} \\ \lambda=\frac{h}{p} \end{array}\right\}$$ 德布罗意关系

验证：电子在晶体上的衍射. 加速电压为U（单位V）

$\hbar=\frac{h}{2\pi}$

电子 $\lambda=\frac{h}{p}=\frac{h}{\sqrt{2m_0E}}=\frac{h}{\sqrt{2m_0eU}}\approx\frac{1.225}{\sqrt{U}}$ (nm)

波函数 $|\psi(\vec{r},t)|^2=\psi(\vec{r},t)\psi^*(\vec{r},t)$ "概率密度"

自由粒子波函数 $\psi(x,t)=Ae^{\frac{i}{\hbar}(px-Et)}$

ψ_1, ψ_2 为物理量A的本征函数 本征值为 A_1, A_2.

⇒ 当粒子处于 $\psi=C_1\psi_1+C_2\psi_2$ 态，测A时有时得 A_1 有时 A_2，比例 $\frac{|C_1|^2}{|C_2|^2}$

海森伯. $\Delta x\cdot\Delta p_x\geqslant\frac{\hbar}{2}$ $\quad \Delta x=\sqrt{\overline{(x-\bar{x})^2}}$ $\quad \Delta p_x=\sqrt{\overline{(p_x-\bar{p_x})^2}}$

$\Delta E\cdot\Delta t\geqslant\frac{\hbar}{2}$

Chapter 27 薛定谔方程

$$\psi(x,t)=A\cos(\omega t-\tfrac{2\pi}{\lambda}x)=Ae^{-i(\omega t-\frac{2\pi}{\lambda}x)} \qquad \omega=2\pi\nu=2\pi\frac{E}{h}$$

$$=Ae^{-i(2\pi Et/h-\cancel{2\pi x/(h/p)}\frac{2\pi p}{h}x)} \qquad \lambda=\frac{h}{p}.$$

$$=Ae^{-i(E/\hbar\cdot t-p/\hbar\cdot x)}=Ae^{-\frac{i}{\hbar}(Et-px)}=Ae^{\frac{i}{\hbar}(px-Et)}$$

一维 $\psi(x,t)=Ae^{\frac{i}{\hbar}(p_x x-Et)}$.

自由粒子波函数

$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\to E.$

$-i\hbar\frac{\partial}{\partial x}\to p_x.$ $\qquad \hat{x}\psi(x,t)=x\psi(x,t)$

$-\hbar^2\frac{\partial^2}{\partial x^2}\to p_x^2$ $\qquad$ 用x乘波函数

$E=\frac{p_x^2}{2m}$ $\qquad i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\to-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2}{\partial x^2}$

自由薛: $i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi(x,t)=-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2}{\partial x^2}\psi(x,t)$

在势场 $U(x,t)$ 中. $\qquad E=\frac{p^2}{2m}+U(x,t).$

薛. $i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi(x,t)=\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2}{\partial x^2}+U(x,t)\right)\psi(x,t).$

$\left(\frac{\partial}{\partial x^2}+\frac{\partial}{\partial y^2}+\frac{\partial}{\partial z^2}\right)=\nabla^2.$

⇒ $\cancel{i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi}$ $i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}=\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2+U(\vec{r},t)\right]\psi$

哈密顿量 $\hat{H}=-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2+U(\vec{r},t).$

U不含时间时: $\quad i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}=\hat{H}\psi$

Def. 本征方程：$\hat{F}\Psi_\lambda = \lambda\Psi_\lambda$ 本征值 → 本征态(波函数)。 $\hat{F}$的本征方程.

若粒子处于Ψ_λ，则粒子的与$\hat{F}$对应的力学量取值为λ.

Def. 不含时薛定谔方程(能量本征方程)

设 $\psi(\vec{r},t) = \phi(\vec{r})\cdot T(t)$.

$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = \hat{H}\psi \Rightarrow i\hbar\phi(\vec{r})\frac{dT}{dt} = \hat{H}\phi(\vec{r})T(t)$.

$\Rightarrow i\hbar\frac{dT}{dt}\cdot\frac{1}{T} = \frac{1}{\phi}\hat{H}\phi = E\ (const)$

能量本征方程 $\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + U(\vec{r})\right)\phi(\vec{r}) = E\phi(\vec{r})$

定态：$\psi_E(\vec{r},t) = \phi_E(\vec{r})e^{-\frac{i}{\hbar}Et}$

$\Rightarrow \phi''(x) + \frac{2m}{\hbar^2}[E-U(x)]\phi(x) = 0.$

△ 本征值问题.

无限深方势阱 $U = \begin{cases} 0 & 0\le x\le a \\ \infty & x<0,\ x>a \end{cases}$

阱外 $\phi = 0$.

阱内：$\phi'' + k^2\phi(x) = 0$. 其中 $k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}$.

$\phi = A\sin kx + B\cos kx \Rightarrow$ 代 $\phi(0)=0,\ \phi(a)=0 \Rightarrow$

$\phi(x) = A\sin kx$ 且 $\sin ka = 0 \Rightarrow E$取特定值

$k = \frac{n\pi}{a},\ n=1,2,3,\cdots$

$E_n = \frac{k^2\hbar^2}{2m} = \frac{\pi^2\hbar^2}{2ma^2}n^2.\quad n=1,2,3,\cdots$ $|\psi|^2 = |\phi|^2$!

n-量子数. =1 基态. >1 激发态.

$\phi_n(x) = A\sin\frac{n\pi x}{a}.\quad \int_0^a|\phi_n(x)|^2 = \frac{a}{2}|A|^2 = 1 \Rightarrow A = \sqrt{\frac{2}{a}}$.

$\phi_n(x) = \begin{cases} \sqrt{\frac{2}{a}}\sin\frac{n\pi x}{a} & (0\le x\le a) \\ 0 & (x<0,\ x>a) \end{cases}\quad n=1,2,3\cdots$

定态：$\psi_n(x,t) = \phi_n(x)\cdot \underline{e^{-\frac{i}{\hbar}E_nt}}$ $\quad e^{-\frac{i}{\hbar}E_nt}$.

对应 $\lambda_n = \frac{h}{p} = \frac{2a}{n}$

例.26a P35 ϕ有k个零点 → k+1=n P360.

△ 势垒穿透 量子隧穿效应 - 扫描隧道显微镜 STM. 穿透系数 $T \propto e^{-\frac{2a}{\hbar}\sqrt{2m(U_0-E)}}$

△ 谐振子 $U = \frac{1}{2}kx^2 = \frac{1}{2}m\omega^2x^2$. m振子质量 $\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$固有角频率.

$E_n = (n+\frac{1}{2})\hbar\omega = (n+\frac{1}{2})h\nu\quad n=0,1,2,\cdots$

概率在U(x)以外仍有分布 P367. 量子效应 基态在x=0概率最大

26b P29.

Chapter 28 原子

28a P18. 能级 $E_n = -\frac{\mu Z^2 e^4}{2\hbar^2(4\pi\varepsilon_0)^2}\frac{1}{n^2} \approx -13.6\frac{Z^2}{n^2}(eV)$

本征波函数. $\psi_{nlm}(r,\theta,\varphi) = R_{nl}(r)\underbrace{Y_{lm}(\theta,\varphi)}$ 球谐函数.

① $n = 1,2,3,\cdots$ 主量子数. $\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1+m_2} = Me?$

决定能量 $E_n = -\frac{\mu Z^2 e^4}{2\hbar^2(4\pi\varepsilon_0)^2}\frac{1}{n^2} \overset{Z=1时}{=} -\frac{e^2}{2(4\pi\varepsilon_0)a_0}\cdot\frac{1}{n^2}$ $a_0 = \frac{4\pi\varepsilon_0\hbar^2}{Me e^2}$ 玻尔半径

② $l = 0,1,\cdots,n-1$ 角量子数.

$\vec{L}$ 轨道角动量大小 $L = \sqrt{l(l+1)}\hbar$

③ $m_l = 0,\pm1,\pm2,\cdots,\pm l$ 磁量子数.

空间取向 $L_z = m_l\hbar$

12.30

电子的径向概率分布. 基态: $a = \frac{4\pi\varepsilon_0\hbar^2}{\mu e^2} \approx 0.0529nm$. 玻尔半径.

μ 到底是什么 ⓘ 折合质量 $\frac{m_1 m_2}{m_1+m_2} \approx Me!$ (轻)

- 电子的自旋和自旋轨道耦合.

电子 ~~自旋~~磁矩. $\vec{\mu} = -i\cdot\pi r^2\cdot\vec{e_L} = \frac{-v}{2\pi r}\cdot e\cdot\pi r^2\cdot\vec{e_L} = \frac{-ver}{2}\vec{e_L} = \frac{-e}{2Me}\cdot Mevr\,\vec{e_L}$

$\mu_z = \frac{-e}{2Me}L_z = \frac{-e}{2Me}m\hbar = \frac{-e\hbar}{2Me}\cdot m$ $= \frac{-e}{2Me}\vec{L}$.

Def $\mu_B = \frac{e\hbar}{2Me}$ 为玻尔磁子. $\mu_z = m\cdot\mu_B$. m 磁量子数 $0,\pm1,\pm2,\cdots$

- 磁矩在磁场中的能量

$E = -\vec{\mu}\cdot\vec{B}$ 受力 $F_z = -\frac{\partial E}{\partial z} = \mu_z\frac{\partial B}{\partial z} = -m\mu_B\frac{\partial B}{\partial z}$

- 电子的自旋角动量 $\vec{s}$. $S = \sqrt{s(s+1)}\hbar$. $S_z = m_s\hbar$

s: 自旋量子数 $\frac{1}{2}$ m_s: 自旋磁量子数, $\pm\frac{1}{2}$

自旋磁矩 $\mu_{sz} = -2\mu_B\cdot m_s = \mp\mu_B$

- 自旋轨道耦合. $\vec{J} = \vec{L} + \vec{s}$ 总角动量 = 轨道…+自旋…

$l=0$ 时 $\vec{J} = \vec{s}$, $j = s = \frac{1}{2}$. $\vec{J} = \sqrt{j(j+1)}\hbar$.

$l\neq0$ 时 $j = l+s = l+\frac{1}{2}$ / $j = l-s = l-\frac{1}{2}$ ($\vec{L}$. $\vec{s}$ 平行/反平行)

$n\square_j$ → $\square$: l 的代号 0, 1, 2, 3, 4 ⇓ S. P. D. F. …; n: 主量子数

eg $\begin{cases} n=3 \\ l=1 \\ j=\frac{3}{2}\end{cases}$ $3P_{\frac{3}{2}}$

P384-385.

碱金属?

费米子. s为半整数 e.g. e.p.n. ^3He核. → 波函数反对称 $\psi(q_1,q_2)=-\psi(q_2,q_1)$

$\psi(q_1,q_2)=C[\phi_A(q_1)\phi_B(q_2)-\phi_A(q_2)\phi_B(q_1)]$

A=B时 $\psi(q_1,q_2)=0$ ⇒ 泡利不相容. 不能两费米子处于同一单粒子态

玻色子 s为自然数 e.g. π. k. ^4He, 光子. → …对称 $=\psi\cdots$

± ⇒ 可容纳多个玻色子

△ 各种原子核外电子组态. 能量 $n+0.7l$

△ X射线.

截止波长 $\lambda_{cut}=\frac{c}{\nu_{max}}=\frac{ch}{\Delta E_K}=\frac{hc}{eU}$ E_K 射入靶电子的动能.

$\boxed{连续谱}$ $I\propto a^2\propto\frac{(Ze^2)^2}{m^2}$ $\approx\frac{1.24}{U(eV)}$

⇓

电子~~碰撞~~受阻 $E\downarrow$ → 辐射, 与靶元素无关

$\boxed{线状光谱}$ 电子的内层跃迁, 与U无关

K → 到 n=1 L → 到 n=2 K_α → n=2→1 K_β → n=3→1. …

莫塞莱定律: $\sqrt{\nu_{K\alpha}}=4.97\times10^7(Z-\sigma_K)$ $\sigma_K=1$.

$\nu_{K\alpha}$: 某元素发出的 K_α 线频率 Z: 该元素原子序数

12.31 激光.

1. 自发辐射. $\left(\frac{dN_{21}}{dt}\right)_{自发}=A_{21}N_2$. A_{21}: 自发辐射系数

$\frac{1}{A_{21}}=\tau$ 是原子在 E_2 能级的平均停留时间.

2. 吸收: $\left(\frac{dN_{12}}{dt}\right)_{吸收}=W_{12}N_1$ W_{12}: 单个原子在单位时间内发生吸收过程的概率.

$W_{12}=B_{12}\rho(\nu,T)$ 温度T. 频率 $\nu=\frac{E_2-E_1}{h}$ 附近.

吸收系数 单位频率间隔内外来辐射的能量密度.

3. 受激辐射 $h\nu=E_2-E_1$. E_2有原子存在 ⇒ 跃迁至低能级 发出完全相同光子

光放大作用 $\left(\frac{dN_{21}}{dt}\right)_{受激}=W_{21}N_2$.

$W_{21}=B_{21}\cdot\rho(\nu,T)$ B_{21}: 受激辐射系数

A_{21}. B_{21}. B_{12}. 爱因斯坦系数.

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

△ 产生激光的条件:

粒子数反转: 本来 $N_n\propto e^{-\frac{E_n}{kT}}$. 但现须 $N_2>N_1$ 激活物质

光振荡: 沿某一方向反复放大

He − Ne 气体激光器 5:1~10:1

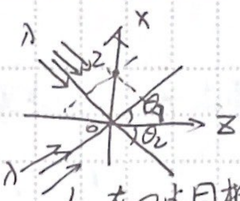
辅助物质 激活物质 28.54

1.3

背记公式

$I=I_1+I_2+2\sqrt{I_1I_2}\cos\Delta\varphi \xlongequal{I_1=I_2} 4I_0\cos^2\frac{\Delta\varphi}{2}$

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



在O处同相位.

$\Delta\varphi=\frac{2\pi}{\lambda}x(\sin\theta_1+\sin\theta_2)$.

$\Delta x=\frac{\lambda}{\sin\theta_1+\sin\theta_2}$

△双缝干涉 $\delta=d\sin\theta=\frac{x}{D}d$, $\Delta\varphi=\frac{\delta}{\lambda}2\pi$.

半波：正分情况. 损有, 透无. <>, >< 有; <<, >> 无. 波列?相干长度?

$K_m=\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$. δ_m 相干长度 $\frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}$ τ 相干时间 $\frac{\delta_m}{c}$.

2λP8 $\frac{\delta x}{D}=\frac{\delta s}{R}$ $\delta x=\Delta x=\frac{D}{d}\lambda$ 时. $\delta s=b_0=\frac{R}{d}\lambda$. 极限宽度.

相干间隔 $d_0=\frac{R}{b}\lambda$. 相干孔径角 $\theta_0=\frac{1}{b}\lambda$. 点光源 $b_2=\frac{R}{2d}\lambda$.

$V=\left|\frac{\sin u}{u}\right|$. $u=\frac{\pi bd}{R\lambda}$.

△劈尖干涉. $L\approx\frac{\lambda}{2n\theta}$. $\delta=2ne+\frac{\lambda}{2}$. $\Delta e=\frac{\lambda}{2n}$.

△牛顿环. $e=\frac{r^2}{2R}$ $\delta=2e+\frac{\lambda}{2}$ 暗环 $\propto\sqrt{k}$.

△等倾条纹 ☆$\delta=2e\sqrt{n^2-n'^2\sin^2 i}+\frac{\lambda}{2}$ $r_{环}=f\tan i$ $\quad \frac{n'}{\frac{n}{n'}}$

内疏外密. 级次内高外低 $=2ne\cos r$

△单缝夫琅禾费衍射. $\beta=\frac{\pi a\sin\theta}{\lambda}$. $I=I_0\left(\frac{\sin\beta}{\beta}\right)^2$ 中央明纹角宽度 $\theta_0=2\frac{\lambda}{a}$.

暗纹 $a\sin\theta=\pm k\lambda$. $k=1,2\cdots$ 线 $2f\frac{\lambda}{a}$

△圆孔衍射. $\delta\theta=1.22\frac{\lambda}{D}$.

△光栅. $d\sin\theta=\pm k\lambda$. $d\sin\theta=\pm k\frac{\lambda}{N}$ $\Delta\theta=\frac{\lambda}{Nd\cos\theta_k}$

$I_p=I_0\left(\frac{\sin\beta}{\beta}\right)^2\left(\frac{\sin N\gamma}{\gamma}\right)^2$ $\gamma=\frac{\pi d\sin\theta}{\lambda}$. $\beta=\frac{\pi a\sin\theta}{\lambda}$.

角色散本领 $D_\theta=\frac{\delta\theta}{\delta\lambda}=\frac{k}{d\cos\theta}$. 线 $D_l=\frac{\delta l}{\delta\lambda}=\frac{kf}{d\cos\theta}$.

☆色分辨本领 $R=\frac{\lambda}{\delta\lambda}=kN$

布拉格. $2d\sin\varphi=k\lambda$.

偏振. 反射 $r_p=\frac{tg(i_1-i_2)}{tg(i_1+i_2)}$ $r_s=\frac{\sin(i_1-i_2)}{\sin(i_1+i_2)}$

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

$I=I_0\cos^2\alpha$.

p光 ~~偏振~~ $\cancel{r_p=\frac{\eta_{2p}-\eta_{1p}}{\eta_{2p}+\eta_{1p}}}$

$I\propto n|E|^2$. $T=\frac{n_2}{n_1}|t|^2$.

正入射. $r_p=\frac{n_2-n_1}{n_2+n_1}=-r_s$. $t_p=t_s=\frac{2n_1}{n_2+n_1}$

☆ $R_p=R_s=\left(\frac{n_2-n_1}{n_2+n_1}\right)^2$ $T_p=T_s=\frac{4n_1n_2}{(n_1+n_2)^2}$

布儒斯特角 $\tan i_B=\frac{n_2}{n_1}$ 瑞利散射 λ^{-4}.

偏振. 介波片. $|\Delta\varphi|=|n_e-n_o|\cdot d\cdot\frac{2\pi}{\lambda}$ $\begin{cases}\frac{\pi}{2}.\ \frac{3\pi}{2} & 椭圆\\ \pi.\ 3\pi & 线\end{cases}$ $\alpha_0=\arctan\frac{n_e(1+n_o)^2}{n_o(1+n_e)^2}$

辐射本领/吸收本领 $M_\nu/\alpha_\nu = I(\nu,T) = \frac{1}{4}c\,w(\nu,T)$ 常数 仅与ν,T有关.

$\nu_m = C_\nu T$, $\lambda_m = \frac{b}{T}$.

$M(T) = \sigma T^4$ ☆ $M_\nu(T) = \frac{2\pi h}{c^2}\cdot\frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT}-1}$

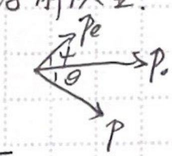
$\frac{1}{2}mv_m^2 = h\nu - A$ 红限 $\nu_0 = \frac{A}{h} = \frac{U_0}{K}$ $U = K\nu - U_0$

$eU_c = eK\nu - eU_0$ $h = eK$

光: $E = h\nu$ $m = \frac{h\nu}{c^2}$ $p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$

康普顿 ☆ $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \lambda_c(1-\cos\varphi)$, $\lambda_c = \frac{h}{m_0 c}$ m_0电子静质量.

☆ 反冲角 $\tan\psi = \frac{1}{(1+\frac{\lambda_c}{\lambda_0})\tan\frac{\theta}{2}}$



☆ $\nu = \frac{E}{h}$ $\lambda = \frac{h}{p}$. 实物粒子波动 电子 $\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2m_0E}}$

$= \frac{h}{\sqrt{2m_0eU}} = \frac{1.225}{\sqrt{U}}$

$\Psi(x,t) = Ae^{\frac{i}{\hbar}(px-Et)}$ $(\hbar = \frac{h}{2\pi})$

$\phi(x) = Ae^{\frac{i}{\hbar}px}$ 空间因子

本征值概率 $\frac{P(A_1)}{P(A_2)} = \frac{|c_1|^2}{|c_2|^2}$ $(|c_1|^2+|c_2|^2=1)$

不确定关系 $\Delta x\cdot\Delta p_x \ge \frac{\hbar}{2}$.

薛: $i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t} = [\underbrace{-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + U(\vec{r},t)}_{\hat{H}}]\Psi$ $\hat{p}^2 = (-i\hbar\nabla)^2 = \hbar^2\nabla^2$

☆ 不含时/能量本征: $(-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + U(\vec{r}))\phi(\vec{r}) = E\phi(\vec{r})$

定态: $\Psi_s(\vec{r},t) = \phi_E(\vec{r})\,T(t)$. 其中 $T(t) = e^{-\frac{i}{\hbar}Et}$.

☆ 一维: $\phi''(x) + \frac{2m}{\hbar^2}[E-U(x)]\phi(x) = 0$.

无限深方势阱: $\phi = A\sin kx$. $(\sin ka = 0) \Rightarrow k = \frac{n\pi}{a}$, $n=1,2,3,\cdots$ 0无意义. ±相同.

能量本征值 $E_n = \frac{k^2\hbar^2}{2m} = \frac{\pi^2n^2\hbar^2}{2ma^2}$ $\boxed{k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}}$

$\int_0^a (A\sin\frac{n\pi x}{a})^2 = A^2\frac{a}{2} = 1 \Rightarrow A = \sqrt{\frac{2}{a}}$. $\Psi_n(x,t) = \sqrt{\frac{2}{a}}\sin\frac{n\pi x}{a}e^{-\frac{i}{\hbar}E_nt}$

☆ $\lambda_n = \frac{2a}{n}$. 对应 $p = \sqrt{2mE_n} = p_n = k\hbar = \frac{nh}{2a}$

$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{2a}{n}$.

简谐振子 $E_n = (n+\frac{1}{2})\hbar\omega = (n+\frac{1}{2})h\nu$, $n=0,1,2,\cdots$

☆ $E_n = -\frac{\mu Z^2e^4}{2\hbar^2(4\pi\varepsilon_0)^2}\cdot\frac{1}{n^2}$ 玻尔半径 $a_0 = \frac{4\pi\varepsilon_0\hbar^2}{m_e e^2}$

☆ $\vec{\mu} = \frac{-e}{2m_e}\vec{L}$. $\mu_z = \frac{-e\hbar}{2m_e}\cdot m = -\mu_B\cdot m$ $(\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e})$

磁矩在磁场中能量 $E = -\vec{\mu}\cdot\vec{B}$. 受力 $F_z = -\frac{\partial E}{\partial z} = \mu_z\frac{\partial B_z}{\partial z} = -m_l\mu_B\frac{\partial B_z}{\partial z}$

自旋磁矩 $\mu_{sz} = -2\mu_B\cdot m_s = \mp\mu_B$ 总角动量 $\vec{J} = \vec{L}+\vec{S}$

$N_n \propto e^{-\frac{E_n}{kT}}$.