

原子物理提纲

*相对论能量与动量的关系: $E^2 = p^2 c^2 + E_0^2$

→运动质量 $m = m_0 / \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$, 质能方程 $E = mc^2$

*球坐标系变换

$$\textcircled{1} \begin{cases} \vec{e}_r = \vec{i} \sin \theta \cos \varphi + \vec{j} \sin \theta \sin \varphi + \vec{k} \cos \theta \\ \vec{e}_\theta = \vec{i} \cos \theta \cos \varphi + \vec{j} \cos \theta \sin \varphi - \vec{k} \sin \theta \\ \vec{e}_\varphi = -\vec{i} \sin \varphi + \vec{j} \cos \varphi \end{cases}$$

$$\textcircled{2} \nabla = \vec{e}_r \frac{\partial}{\partial r} + \vec{e}_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} + \vec{e}_\varphi \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi}$$

$$\textcircled{3} \nabla^2 = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \frac{\partial}{\partial r}) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta}) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}$$

*汤姆逊模型下粒子最大偏转角: $\theta_m = \frac{zZe^2}{8\pi\epsilon_0 RE_k}$ (α 粒子为 ${}^4_2\text{He}$) ← 有缺陷

*卢瑟福散射公式

①散射角: $\cot \frac{\theta}{2} = \frac{2b}{D}$, 其中库伦散射因子 $D = \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 E_k}$, b 为瞄准距离(碰撞参数)

②有效散射截面(微分截面): $d\sigma = \frac{D^2}{16\sin^4(\theta/2)} d\Omega$, 其中 Ω 为空间角

③单位立体角内粒子数: $\frac{dn}{d\Omega} = \frac{NntD^2}{16\sin^4(\theta/2)}$, 其中 n 为总粒子数, t 为靶材厚度

→实验验证: $dn' \sin^4(\theta/2) = \text{Const.}$ (适用于大角度散射)

④入射粒子与原子核最小距离: $r_m(\theta) = \frac{D}{2} \left[1 + \frac{1}{\sin(\theta/2)} \right]$

→当 $\theta = \pi$ 时, 有原子核半径 $r = D \sim 10^{-14} \text{ m}$

*(类)氢原子谱线系公式: $\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} = RZ^2 \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right)$ ($\tilde{\nu}$ 为波数, R 为里德伯常量)

→ $n \rightarrow \infty$ 时的波长 $\lambda_\infty(m)$ 称为线系限波长

→ $m = 1 \sim 5$ 分别称为 *Lyman*、*Balmer*、*Paschen*、*Brackett* 和 *Pfund* 系 ($Z=1$)

→ 称 $\tilde{\nu} = T(m) - T(n)$ 中 $T(N^*) = \frac{RZ^2}{N^{*2}}$ 为谱项, 其中 $m \in N^*$, $n = m+1, m+2, \dots$

→ 谱项一般表示为原子基态

*波尔(类)氢原子模型(精确计算时 m_e 取电子和原子核的约化质量 μ)

①角动量量子化假设: $L = m_e r v = n\hbar$ (电子以驻波的形式存在)

②轨道半径 $r_n = a_0 \frac{n^2}{Z}$, 其中 $a_0 = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{m_e e^2} \approx 0.53 \times 10^{-10} m$, 速率 $v_n = \frac{Z\alpha c}{n}$

→ 上式精细结构常数 $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} \approx \frac{1}{137}$; $a_0 = \frac{\hbar}{\alpha m_e c}$

③轨道能量: $E_n = -hcR_\infty \frac{Z^2}{n^2}$, 其中 $R_\infty = \frac{m_e \alpha^2 c}{2h}$ (氢原子基态 $E_1 \approx 13.6 eV$)

→ 质心系修正下的里德伯常量: $R_M = \frac{R_\infty}{1 + m_e/M}$, 其中 M 为原子核质量

→ 连续谱是由任意速度的电子被原子核俘获形成的

*黑体辐射($\frac{E(\nu, T)}{A(\nu, T)} = f(\nu, T)$, $A(\nu, T) \equiv 1$ 的情形)

① Stefan - Boltzmann 定律: $\Phi(T) = \int_0^{+\infty} E(\nu, T) d\nu = \sigma T^4$ ← 有缺陷

② Rayleigh - Jeans 定律: $E(\nu, T) = \frac{8\pi}{c^3} kT \nu^2$ ← 有缺陷

③ Plank 定律: $E(\nu, T) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3 (e^{h\nu/kT} - 1)}$, 其中谐振子能量单元 $\epsilon_0 = h\nu$

*光电效应: $\frac{1}{2} m_e v^2 = h\nu - W$, 其中 W 为逸出功

*康普顿效应: $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \lambda_C (1 - \cos\theta)$, 其中 θ 为散射角

→ 上式中 Compton 波长 $\lambda_C = \frac{h}{m_{e0} c} \approx 0.00242621 nm$ (对应于静止电子的波长)

* De Broglie 物质波(概率波): $\lambda = \frac{h}{p}$

*海森堡不确定原理: $\Delta x \Delta p_x \geq \frac{\hbar}{2}$, $\Delta y \Delta p_y \geq \frac{\hbar}{2}$, $\Delta z \Delta p_z \geq \frac{\hbar}{2}$, $\Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar}{2}$

→ 上式 ΔE 为能级自然宽度, Δt 为该状态粒子寿命(跃迁是没有中间过程的)

→对于任意物理量 A ，定义 $\Delta A = \sqrt{\langle (A - \bar{A})^2 \rangle}$ 为相对于 A 的不确定度

→波包和单缝衍射估算： $\Delta x \Delta p \sim h$ ， $\Delta E \Delta t \sim h$

*薛定谔方程： $i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi + V(\vec{r}, t) \Psi$

→上式 $\nabla \equiv \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z}$ ， $\nabla^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$

(1)自由粒子波函数： $\Psi(\vec{r}, t) = \Psi_0 \exp\left[\frac{i}{\hbar}(\vec{p} \cdot \vec{r} - Et)\right]$ ($V = 0$)

(2)物理意义(统计解释)：单位体积粒子出现概率密度 $P(\vec{r}, t) = |\Psi|^2 = \Psi^* \Psi$

(3)哈密顿算符： $\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\vec{r}, t)$ ，则有薛定谔方程 $i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \hat{H} \Psi$

(4)定态薛定谔方程 $u(\vec{r})$ 满足 $\Psi(\vec{r}, t) = u(\vec{r}) \exp(-\frac{iEt}{\hbar})$ ， $\hat{H}u = Eu$ (V 不随时间变化)

→上式 u 被称为哈密顿算符的本征函数， E 被称为哈密顿算符的本征值

→处于定态的粒子在空间的概率分布不随时间变化(自由粒子也如是)

→一维定态薛定谔方程： $\frac{d^2 u(x)}{dx^2} + \frac{2m[E - V(x)]}{\hbar^2} u(x) = 0$

(5)物理量 A 的平均值(期望值)： $\langle A \rangle = \int \Psi^*(\vec{r}, t) \hat{A} \Psi(\vec{r}, t) dV$ ，其中 \hat{A} 为 A 的算符

①位置算符： $\hat{r} = \vec{r}$ ②势能算符： $\hat{V} = V(r, t)$ ③动量算符： $\hat{p} = -i\hbar \nabla$

④动能算符： $\hat{T} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2$ ⑤能量算符： $\hat{E} = \hat{H}$ 或 $\hat{E} = i\hbar \frac{\partial}{\partial t}$

⑥角动量算符： $\hat{L} = \hat{r} \times \hat{p}$

→ $\hat{L}_z = -i\hbar \frac{\partial}{\partial \varphi}$ ， $\hat{L}^2 = -\hbar^2 \left[\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta}) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right]$

(6)势垒贯穿(隧道效应)系数： $P = \frac{|u_3(a)|^2}{|u_1(0)|^2} = \frac{16E(V_0 - E)}{V_0^2} \exp\left[-\frac{2a}{\hbar} \sqrt{2m(V_0 - E)}\right]$

(7)一维无限深方势阱的通解： $u_n(x) = \sqrt{\frac{2}{a}} \sin\left(\frac{n\pi x}{a}\right)$ ， $E_n = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2ma^2} n^2$ ，其中 $n \in N^*$

→上式 $u_n(x)$ 为本征态， E_n 为本征能量；其中称 E_1 为基态能量(零点能)

→讨论原子核外单电子的情况取 $a = \pi r$ 即可(即按照 $\Delta x \Delta p \sim \frac{h}{2}$ 计算)

→本征态 $u_n(x)$ 有完备正交性, 任何一个叠加态的波函数都可以此展开(如: 干涉)

(8)一维谐振子势阱的通解: $u(\xi) = \sqrt{\frac{m\omega}{\pi\hbar}} H_n(\xi) e^{-\frac{1}{2}\xi^2}$, $E_n = (n + \frac{1}{2})\hbar\omega$, 其中 $n \in N$

→上式 $V(x) = \frac{1}{2}kx^2$, $\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$, $\xi = x\sqrt{\frac{m\omega}{\hbar}}$, $H_n(\xi) = \frac{(-1)^n}{\sqrt{2^n n!}} e^{\xi^2} \frac{d^n e^{-\xi^2}}{d\xi^n}$

*单电子原子的定态薛定谔方程

$$\nabla^2 \Psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E + \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}) \Psi = 0, \text{ 其中 } \Psi(r, \theta, \varphi) = R(r)\Theta(\theta)\Phi(\varphi)$$

(1)通解

$$\textcircled{1} \Phi_{m_l}(\varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{im_l\varphi}, \text{ 其中 } m_l \in Z$$

$$\textcircled{2} \Theta_{lm_l}(\theta) = B P_l^{m_l}(\cos\theta), \text{ 其中 } l \in N, \text{ 且 } |m_l| \leq l$$

→上式 B 为归一化系数, P 为缔合勒让德多项式

$$\textcircled{3} R_{nl}(\rho) = C \rho^l e^{-\frac{\rho}{2}} L_{n-l}^{2l+1}(\rho), \text{ 其中 } n \in N^*, \text{ 且 } l = 0, 1, 2, 3, 4, \dots, n-1 (\text{对应 } s, p, d, f, g)$$

→上式 C 为归一化系数, $\rho = \frac{2Zr}{na_0}$, L 为缔合拉盖尔多项式

$$(2) \text{ 概率密度: } P(\varphi) = \frac{1}{2\pi}, \quad P(\theta) = \Theta^2 \sin\theta, \quad P(r) = R^2 r^2$$

→同一 l 发现电子的总概率是球形对称的

$$\rightarrow \text{核外电子到原子核的平均距离: } \bar{r} = \frac{3n^2 - l(l+1)}{2Z} a_0$$

(3)量子数(用来描述原子状态)

①主量子数 n : 决定单电子原子的能级(原子总能量), 取值范围为 N^*

→无外场时, 电子简并 n^2 种运动状态

②角量子数 l : 表征轨道角动量 L , 取值范围为 $0, 1, 2, \dots, n-1$ (L 是守恒的)

→ $Y_{lm_l}(\theta, \varphi)$ 和 Ψ_{nlm_l} 都是 \hat{L}^2 的本征函数, 本征值为 $l(l+1)\hbar^2 \Rightarrow L = \sqrt{l(l+1)}\hbar$

③磁量子数 m_l : 表征外磁场下原子能量不再对 m_l 简并的特性, 取值范围为 $|m_l| \leq l$

→ Φ_{m_l} 、 Y_{lm_l} 和 Ψ_{nlm_l} 都是 \hat{L}_z 的本征函数, 本征值为 $L_z = m\hbar$ ($2l+1$ 个空间取向)

跃迁率: $\lambda_{if} = \frac{P}{\hbar\omega} = \frac{\omega^3 |\vec{p}_{if}|^2}{12\pi\epsilon_0 \hbar c^3}$, 其中跃迁中电偶极子偶极矩 $\vec{p}_{if} = -e \int \Psi^ \vec{r} \Psi dV$

*平均寿命: $N_i(t) = N_i(0)e^{-\lambda_{if}t} \Rightarrow \tau = \frac{1}{\lambda_{if}}$

→能级(自然)宽度 $\Gamma = \hbar\Delta\omega$, 由 $\Gamma\tau \sim \hbar$ 可得, $\tau = \frac{1}{\Delta\omega}$

*跃迁选择定则: $\Delta m_l = 0, \pm 1$ & $\Delta l = \pm 1$ (电偶极矩的振幅不为 0, 光子带走角动量 \hbar)

*宇称算符: $Pf(r) = f(-r)$, P 的本征值为 ± 1 , 是对空间(坐标原点)反演的操作

→ +1 波函数是空间对称的偶宇称, -1 波函数是空间反对称的奇宇称

→跃迁初、末态的宇称必相反

*轨道磁矩: $\vec{\mu}_l = -g_l \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{l} \Rightarrow \mu_l = g_l \mu_B \sqrt{l(l+1)}$, $\mu_z = -g_l m_l \mu_B$ (单电子)

→上式波尔磁子 $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} \approx 9.27 \times 10^{-22} \text{ J/T} \approx 5.788 \times 10^{-4} \text{ eV/T}$, 轨道 g 因子 $g_l = 1$

*外磁场方向为 z 轴的能量: $E_{m_l} = E_l + \Delta E_{m_l} = E_l + m_l g_l \mu_B B$ (同级跃迁 $\nu = 0, \pm \frac{\mu_B B}{h}$)

→原子磁矩在外磁场中的势能 $V = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$, 受力 $\vec{F} = \nabla(\vec{\mu} \cdot \vec{B}) \Rightarrow F_z = \mu \frac{dB}{dz} \cos \theta$

→磁矩在磁场中的力矩: $\vec{\Gamma} = \vec{\mu} \times \vec{B}$ (角动量的改变量等于力矩)

*电子自旋(上正下负)

①电子自旋角动量: $S = \sqrt{s(s+1)}\hbar$, 其中电子自旋量子数 $s = \frac{1}{2}$

→电子自旋角动量的 z 分量: $S_z = m_s \hbar$, 其中电子自旋磁量子数 $m_s = \pm \frac{1}{2}$

②电子自旋磁矩: $\vec{\mu}_s = -g_s \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{S} \Rightarrow \mu_s = g_s \mu_B \sqrt{s(s+1)}$, $\mu_z = -g_s m_s \mu_B$

→上式电子自旋 g 因子 $g_s = 2$

*实验系轨道运动磁感应强度: $\vec{B} = \frac{Ze}{8\pi\epsilon_0 m_e c^2 \langle r^3 \rangle} \vec{L}$, 其中 $\frac{1}{\langle r^3 \rangle} = \frac{Z^3}{a_0^3 n^3 l(l+1/2)(l+1)}$

*原子总角动量: $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ (守恒量)

①原子总角动量: $J = \sqrt{j(j+1)}\hbar$, 其中总角动量量子数 $j = l \pm \frac{1}{2}$

→原子总角动量的 z 分量: $J_z = m_j \hbar$, 其中总角动量磁量子数 $m_j = -j, \dots, j$

②多重态结构的原子态符号: $n^{2s+1}X_j$ (X 为 L 对应的光谱符号, n 有时可省略)

③单电子原子的总磁矩: $\vec{\mu}_j = -g_j \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{J} \Rightarrow \mu_j = g_j \mu_B \sqrt{j(j+1)}$, $\mu_{jz} = -g_j m_j \mu_B$

→上式总磁矩 g 因子 $g_j = 1 + \frac{j(j+1) - l(l+1) + s(s+1)}{2j(j+1)}$

④自旋-轨道耦合能

$$\Delta E_{ls} = -\vec{\mu}_s \cdot \vec{B} = \frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 c^2 m_e^2 \langle r^3 \rangle} \vec{S} \cdot \vec{L} = -\frac{E_n \alpha^2 Z^2}{n} \frac{j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)}{2l(l+1/2)(l+1)} (l \neq 0)$$

→ $j = l + \frac{1}{2}$ 时, $\Delta E_{ls} = a_{nl} \frac{l}{2}$ & $j = l - \frac{1}{2}$ 时, $\Delta E_{ls} = -a_{nl} \frac{l+1}{2} \Rightarrow \Delta E = \frac{Rhc\alpha^2 Z^4}{n^3 l(l+1)}$

→自旋-轨道相互作用同时改变 \vec{L} 和 \vec{S} 的方向, 使它们不再守恒(进动)

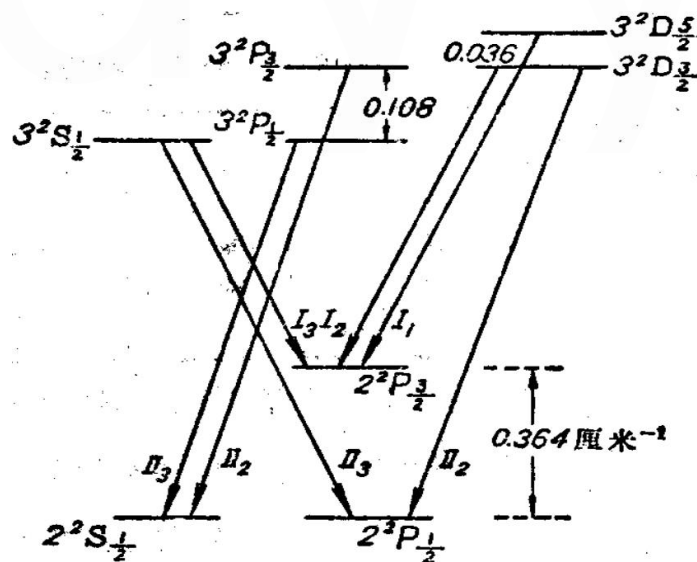
→ \vec{L} 和 \vec{S} 的进动角速度: $\vec{\omega} = \frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 c^2 m_e^2 \langle r^3 \rangle} \vec{J}$; 其中 $\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{\omega} \times \vec{L}$, $\frac{d\vec{S}}{dt} = \vec{\omega} \times \vec{S}$

⑤ Zeeman 效应(外磁场方向为 z 轴): $\Delta E_{m_j} = m_j g_j \mu_B B$

→同一 j 的原子态分裂为 $2j+1$ 子能级, 差值为 $g_j \mu_B B$

→ Stern - Gerlach 实验: 横向位移 $S = -\frac{m_j g_j \mu_B}{2m_{Ag}} \frac{dB}{dz} \left(\frac{L}{v} \right)^2$

*单电子原子能级的精细结构



①相对论效应产生的能量: $\Delta E_n' = \Delta T \approx -\frac{\langle T_0^2 \rangle}{2m_e c^2} = E_n \frac{\alpha^2 Z^2}{n^2} \left(\frac{n}{l+1/2} - \frac{3}{4} \right) < 0$

②总能量: $E_{nls} = E_n + \Delta E_n' + \Delta E_{ls} = E_{nj} = E_n \left[1 + \frac{\alpha^2 Z^2}{n^2} \left(\frac{n}{j+1/2} - \frac{3}{4} \right) \right] < E_n$

③单电子跃迁的选择定则： $\Delta l = \pm 1$, $\Delta j = 0, \pm 1$

→氢原子光谱莱曼系谱线的双线结构；碱金属光谱每条线都由二或三条谱线组成

④兰姆移位： n 和 j 相同， l 不同的能级并不重合(超精细结构)

→兰姆移位一般只考虑 $n^2S_{1/2}$ 和 $n^2P_{1/2}$ 之间的差异(如： $2^2S_{1/2}$ 比 $2^2P_{1/2}$ 略高)

*多电子原子的电子组态： nX^N , 其中 N 为相同电子个数

→每个壳层(n 相同)可容纳 $2n^2$ 个电子；每个支壳层(l 相同)有 $2l+1$ 个轨道，每个

轨道可容纳 2 个电子($n=1,2,3,\dots$ 分别对应符号 K,L,M,\dots)

→满壳层和满支壳层的角动量为零

*全同粒子：内禀属性相同的粒子的波函数必定是交换对称或者交换反对称的

→自旋量子数为半整数的粒子称为费米子(如：电子)，有交换反对称性(Pauli 不相容原理)；自旋量子数为整数的粒子称为玻色子(如：光子)，有交换对称性

→He 的基态电子组态只能形成 1^1S_0 (其电离能最大，第一激发态均为亚稳态)

*电子填充顺序： $1s2s2p3s3p4s3d4p5s4d5p6s4f5d6p7s5f6d7p$

*LS 耦合

①条件： $G_1(s_1, s_2), G_2(l_1, l_2) \gg G_3(l_1, s_1), G_4(l_2, s_2)$

②轨道角动量耦合： $L = \sqrt{l(l+1)}\hbar$, $l = |l_1 - l_2|, \dots, l_1 + l_2$; $L_z = M_l \hbar$, $M_l = -l, \dots, l$

③自旋角动量耦合： $S = \sqrt{s(s+1)}\hbar$, $s = 0$ 或 1 ; $S_z = M_s \hbar$, $M_s = -s, \dots, s$ (双电子)

④总角动量耦合： $J = \sqrt{j(j+1)}\hbar$, $l = |l - s|, \dots, l + s$; $J_z = M_j \hbar$, $M_j = -j, \dots, j$

→同能级若 $L \geq S$, 可分裂成 $2s+1$ 精细结构；若 $L < S$, 可分裂成 $2l+1$ 精细结构

→上述的精细结构被称为原子态

⑤朗德间隔定则： $E_{j+1} - E_j = \hbar^2 \zeta(L, S)(J+1)$ (具有相同 L 和 S 的称为同一多重态)

→自旋-轨道耦合能： $\Delta E = \frac{1}{2} \zeta(L, S)[j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)]\hbar^2$

⑥同科电子(等效电子)： n 和 l 相同的电子

→两个同科电子，可能形成的原子态为 $l+s =$ 偶数的状态

→ $(nl)^v$ 可组成的原子态与 $(nl)^{N-v}$ 可组成的原子态等价(v 是价电子)

⑦Hund 定则：重数越高(s 越大)的能级位置越低；重数相同 l 越大能级位置越低

→ $v < 2l+1$, j 越大能量越高(正常次序)； $v > 2l+1$, j 越小能量越高(倒转次序)

→Hund 定则只适用于 LS 耦合

⑧ $\vec{\mu}_j$ 、 μ_j 、 μ_z 和 g_j 以及在外磁场中原子能级的分裂类比单电子原子的情况

* jj 耦合

① 条件: $G_3(l_1, s_1), G_4(l_2, s_2) \gg G_1(s_1, s_2), G_2(l_1, l_2)$

② 耦合方法 $j_1 = l_1 \pm \frac{1}{2}$, $j_2 = l_2 \pm \frac{1}{2}$, $j = |j_1 - j_2|, \dots, j_1 + j_2$; 表示方法 $(j_1, j_2)_j$

→ 同一电子组态, jj 耦合与 LS 耦合的状态数目一样, 但能级分裂的间隔不一样

* 多电子跃迁的选择定则

① LS 耦合: $\Delta s = 0$; $\Delta l = 0, \pm 1$; $\Delta j = 0, \pm 1$; $\Delta M_j = 0, \pm 1$

② jj 耦合: $\Delta j_i = 0, \pm 1$; $\Delta j = 0, \pm 1$; $\Delta M_j = 0, \pm 1$

→ 单线态和三线态之间不能跃迁, 电磁相互作用中宇称守恒($J=0 \rightarrow J=0$ 禁戒)

* 碱金属原子的光谱

① 主线系: 精细结构, 两谱线间距逐渐减小, 最终并入一个线系限(如: $P \rightarrow S$)

② 锐线系(第二辅线系): 精细结构, 两谱线间距恒定, 有两个线系限(如: $S \rightarrow P$)

③ 漫线系(第一辅线系):  (如: $D \rightarrow P$)

④ 基线系(伯格曼系): 同漫线系, 为 $F \rightarrow D$

* X 射线(由波长从短到长依次称为硬 X 射线和软 X 射线)

① 连续谱: 存在一个只由管压决定的短波限 λ_0 , 产生机制为轫致辐射(刹车辐射)

→ 上述 $\lambda_0 = \frac{hc}{eV} \approx 1239.810 \text{ nm} / V$

② 标识谱(特征谱): 管压达到一定值时, 产生的与靶材有关的辐射, 按辐射硬度计为 K, L, M, \dots (内壳层电子跃迁, 无周期性, 与化学环境无关, 考虑有效电荷)

→ Moseley 定律: $\tilde{\nu}_{K_\alpha} = R(Z-1)^2(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2})$, $\tilde{\nu}_{L_\alpha} = R(Z-7.4)^2(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2})$

③ 同步辐射: 相对论电子在磁场中做曲线运动时沿轨道切线方向发出的电磁辐射

→ 特征波长 $\lambda_c = \frac{4\pi R}{3\gamma^3}$, 特征频率 $\omega_c = \frac{3c\gamma^3}{2R}$ (γ 为电子能量与其静止质量之比)

邓谊宇