1.11 Spin

Notemos que no átomo de Hidrogênio existe uma degenerescência para cada nível de energia E_n com um dado n de $\sum_{l=0}^{n-1} (2l+1)$ estados possíveis de m para cada valor de l possível.

Digressão 1: Efeito Zeeman

Quando um átomo de hidrogênio é colocado na presença de um campo magnético intenso, $B_{\rm ext}$, a interação do elétron com esse campo magnético dará origem a um Hamiltoniano de interação do tipo

$$\hat{H}_Z = -\mu \cdot \mathbf{B}_{\text{ext}},\tag{1.30}$$

como no caso da interação entre uma espira com corrente elétrica e um campo magnético (Física III). Assim, classicamente, o natural a se pensar é que o momento de dipolo magnético do elétron será aquele de uma corrente elétrica tal que

$$\mu = -\frac{e}{2m}\hat{L}$$

Sem perda de generalidade, podemos escolher a direção do campo magnético como sendo z, tal que $\mu \cdot B_{\rm ext} = \mu_z \cdot B_z^{\rm ext}$. Usando as autofunções do átomo de hidrogênio, podemos calcular o valor esperado do hamiltoniano total $\hat{H} = \hat{H}_H + \hat{H}_Z$ tal que

$$\langle nlm | (\hat{H}_H + \hat{H}_Z) | nlm \rangle = -\frac{13.6 \text{ eV}}{n^2} + \frac{e}{2m} \langle nlm | \hat{L}_z | nlm \rangle B_z^{\text{ext}}. \tag{1.31}$$

De tal forma que as únicas energias dos estados do átomo de H que deveriam ser afetados seriam aquelas em que $m \neq 0$. Contudo, as experiências mostraram que há uma modificação no valor da energia do estados com m=0. Assim, a energia do novo Hamiltoniano obtida experimentalmente era

$$\langle nl0 | \hat{H} | nl0 \rangle = \frac{-13.6 \text{eV}}{n^2} \pm \mu_B B_z^{\text{ext}}$$

com

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m} = 9.2740100657(29) \times 10^{-24} \,\text{J.T}^{-1}$$
 (1.32)

sendo o magneton de Bohr.

Assim, a conclusão foi que existe um *momento angular intrínseco do elétron*, o qual foi denominado **spin**, cujo operador é \hat{S} .

Motivado pelos resultados do efeito Zeeman, podemos esperar que o valor esperado da componente *z* do spin seja dado por

$$\frac{e}{2m}g_{s}\left\langle nlm,sm_{s}\right|\hat{S}_{z}\left|nlm,sm_{s}\right\rangle =\pm\frac{e\hbar}{2m}$$

onde $g_s = 2.0023193 \approx 2$ é a razão giromagnética do elétron e, agora entendemos que

$$|lm, sm_s\rangle = |lm\rangle \otimes |sm_s\rangle \tag{1.33}$$

são os produtos dos auto-estados de momento angular e de spin, simultaneamente. De fato, o hamiltoniano original do átomo de hidrogênio comuta com o spin do elétron, i.e., $[\hat{S}^2, \hat{H}] = [\hat{S}_z, \hat{H}] = 0$. Notemos então que existem nesse caso dois estados de spin, um com $m_s = 1/2$ e outro com $m_s = -1/2$.

A álgebra de spin é semelhante a de momento angular, de modo que

$$\hat{S}_z |sm_s\rangle = \pm \frac{1}{2}\hbar |sm_s\rangle, \qquad (1.34)$$

e

$$\hat{S}^2 |sm_s\rangle = \frac{3}{4}\hbar^2 |sm_s\rangle. \tag{1.35}$$

É comum denominarmos esses estados de χ_+ e χ_- , ou $|\uparrow\rangle$ e $|\downarrow\rangle$, ou $\alpha(s)$ e $\beta(s)$. Devido a álgebra de spin, podemos escrever os autovetores e os operadores numa base ortonormal do tipo

$$\chi_{+} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \qquad \mathbf{e} \qquad \chi_{-} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$
(1.36)

com

$$\hat{S}^{2} = \frac{3}{4}\hbar^{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \qquad e \qquad \hat{S}_{z} = \frac{1}{2}\hbar \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$
 (1.37)

Além disso, temos que os comutadores são $[\hat{S}^2, \hat{S}_x] = [\hat{S}^2, \hat{S}_y] = [\hat{S}^2, \hat{S}_z] = 0$ e $[\hat{S}_x, \hat{S}_y] = i\hbar \hat{S}_z$.

Digressão 2: Espectro do Efeito Zeeman

Desta forma, o efeito Zeeman tem como espectro

$$\langle nlm, sm_s | (\hat{H}_H + \hat{H}_Z) | nlm, sm_s \rangle = -\frac{13.6 \text{ eV}}{n^2} + \mu_B \langle nlm, sm_s | \hat{L}_z + 2\hat{S}_z | nlm, sm_s \rangle B_z^{\text{ext}}$$

$$= -\frac{13.6 \text{ eV}}{n^2} + \mu_B (m + 2m_s) B_z^{\text{ext}},$$
(1.38)

ou seja, os níveis de energia são modificados tanto pelo momento angular ortbital quanto pelo spin dos elétrons.

