

## \* Addition von Drehimpulsen : Allgemeine Fall

Genau dieselben Schritte können gemacht werden für den allgemeineren Fall

$$\mathcal{H}' = \textcircled{\mathbb{C}}^{2j_1+1} \otimes \textcircled{\mathbb{C}}^{2j_2+1}$$

$$\begin{array}{ll} \text{ONB: } |j_1, m_1\rangle & \text{ONB: } |j_2, m_2\rangle \\ \text{Drehimpuls-Op. } \hat{J}_1 & \text{Drehimpuls-Op. } \hat{J}_2 \end{array}$$

$$m_i = -j_i, \dots, j_i$$

$$\langle j_i, m_i | j_k, m_k \rangle = \delta_{j_i j_k} \delta_{m_i m_k}$$

$$[\hat{J}_{kx}, \hat{J}_{ky}] = i \hat{J}_{kz} \text{ etc.}$$

$$[\hat{J}_{1x}, \hat{J}_{2x}] = 0 \text{ etc.}$$

$$*\text{ ONB für } \mathcal{H}': |j_1, m_1\rangle |j_2, m_2\rangle$$

Drehimpuls-Op. auf  $\mathcal{H}'$

$$\hat{\vec{J}} := \hat{J}_1 \otimes \mathbb{1} + \mathbb{1} \otimes \hat{J}_2$$

\*  $\hat{J}_2$  ist diagonal in dieser Basis,  
 $\hat{J}^2$  ist es nicht.

→ Es gibt eine ONB  $\{|J, M\rangle\}$  von  $\mathcal{H}$  so dass

$$\hat{\vec{J}}^2 |J, M\rangle = \hbar^2 J(J+1) |J, M\rangle$$

$$\hat{J}_z |J, M\rangle = \hbar M |J, M\rangle$$

- Frage:
- Welche Werte von  $J$ ?
  - Basiswechsel?

Theorem (Clebsch-Gordan Zerlegung):

$$J = |j_1 - j_2|, \dots, j_1 + j_2.$$

Anders gesagt: Die ONB in welcher  $\hat{J}_z$  und  $\hat{\vec{J}}^2$  diagonal sind ist

$$\{|J, M\rangle : |j_1 - j_2| \leq J \leq j_1 + j_2, -J \leq M \leq J\}$$

Basiswechsel:

$$|J, M\rangle = \sum_{m_1=-j_1}^{j_1} \sum_{m_2=-j_2}^{j_2} |j_1, m_1\rangle |j_2, m_2\rangle \langle j_1, m_1, j_2, m_2 | J, M \rangle$$

Clebsch-Gordon  
Coefficient

# Das Wasserstoffatom

Es gilt

$$\hat{H} = \hat{H}_{\text{no-spin}} + W(r) \vec{\sigma} \cdot \vec{L}$$

\* Der Zustand des Elektronen ist festgelegt durch

$$n = 1, 2, 3, \dots$$

$$\ell = 0, 1, 2, 3, \dots$$

$$m = -\ell, \dots, \ell$$

$$s = \pm 1/2$$

$$J = \ell \pm 1/2$$

\*  $H_{\text{no-spin}}$ : Energie-Level Rängen nur von  $n$  ab:

$$E_n \approx -\frac{13,6 \text{ eV}}{n^2}$$

\* ONB für das Wasserstoff-Atom mit Spin

$$\Psi_{nlms}^{\sigma}(r, \theta, \varphi) = \Psi_{nlm}(r, \theta, \varphi) |s\rangle$$

$$\Psi_{nlm}(r, \theta, \varphi) = R_{nl}(r) Y_e^m(\theta, \varphi)$$

→ Eigenfunktionen von  $\hat{H}_{\text{no-spin}}$

$\Psi_{nlms}(r, \theta, \varphi)$  : Eigenvektoren von

$$\hat{A}_{\text{no-spin}} \mathbf{1}, \hat{L}^2, \hat{L}_z, \hat{\vec{S}}^2, \hat{S}_z$$

\* Neue Basis

$$\Phi_{n\ell+m}(r, \theta, \varphi) =$$

$$= \sqrt{\frac{\ell + \frac{1}{2} + m}{2\ell + 1}} \Psi_{n\ell}(\pi - \frac{\varphi}{2})_+ (r, \theta, \varphi)$$

$$+ \sqrt{\frac{\ell + \frac{1}{2} - m}{2\ell + 1}} \Psi_{n\ell}(\pi + \frac{\varphi}{2})_- (r, \theta, \varphi)$$

$$\Phi_{n\ell-m}(r, \theta, \varphi)$$

$$= - \sqrt{\frac{\ell + \frac{1}{2} - m}{2\ell + 1}} \Psi_{n\ell}(\pi - \frac{\varphi}{2})_+ (r, \theta, \varphi)$$

$$+ \sqrt{\frac{\ell + \frac{1}{2} + m}{2\ell + 1}} \Psi_{n\ell}(\pi + \frac{\varphi}{2})_- (r, \theta, \varphi)$$

Eigenvektoren von  $\hat{H}_{\text{no-spin}}$ ,  $\hat{\vec{J}}^2$ ,  $\hat{J}_z$ ,  $\hat{L}^2$ ,  $\hat{S}^2$

$$\hat{J}^2 \Psi_{nem\pm} = (\ell \pm \frac{1}{2})(\ell \pm \frac{1}{2} + 1) \hbar^2 \Psi_{nem\pm}$$

$$\hat{J}_z \Psi_{nem\pm} = \Gamma \hbar \Psi_{nem\pm}$$

$$\hat{L}^2 \Psi_{nem\pm} = \ell(\ell+1) \hbar^2 \Psi_{nem\pm}$$

$$\hat{S}^2 \Psi_{nem\pm} = \frac{3}{4} \hbar^2 \Psi_{nem\pm}$$

$$\leadsto \text{Da } \hat{L} \cdot \hat{S} = \frac{1}{2} (\hat{J}^2 - \hat{L}^2 - \hat{S}^2)$$

$$(\hat{L} \cdot \hat{S}) \Psi_{nem\pm} = \hbar^2 \left( \frac{1}{2} \pm (\ell \pm \frac{1}{2}) \right) \Psi_{nem\pm}$$

$\uparrow$   
 $\ell$ , für +  
 $-(\ell+1)$ , für -

ABER:  $\Psi_{nem\pm}$  ist KEIN Eigenvektor  
von  $\hat{H}$  !

N.B.: Es gilt:

$$\Phi_{\text{nesM}}(r, \theta, \varphi) = R_{\text{ne}}(r) \tilde{Y}_{eM+}(\theta, \varphi)$$

mit

$$\begin{aligned}\tilde{Y}_{eM+}(\theta, \varphi) &= \sqrt{\frac{l + \frac{1}{2} + M}{2l + 1}} Y_e^{M - 1/2}(\theta, \varphi) |+> \\ &\quad + \sqrt{\frac{l + \frac{1}{2} - M}{2l + 1}} Y_e^{M + 1/2}(\theta, \varphi) |->\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\tilde{Y}_{eM+}(\theta, \varphi) &= -\sqrt{\frac{l + \frac{1}{2} - M}{2l + 1}} Y_e^{M - 1/2}(\theta, \varphi) |+> \\ &\quad + \sqrt{\frac{l + \frac{1}{2} + M}{2l + 1}} Y_e^{M + 1/2}(\theta, \varphi) |->\end{aligned}$$

und  $\tilde{Y}_{eM+}(\theta, \varphi)$  sind Eigenfunktionen von  
 $\hat{J}_1^2, \hat{J}_2^2, \hat{L}^2, \hat{S}^2$ .