

→ A monopólus - tag

$$E_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{g_n(r_n) g_e(r_e)}{r_{ne}} d^3r_e d^3r_n$$

Szférikusan átlagolt elektronsűrűség:

$$g'_e(r_e) := \frac{1}{4\pi} \int g_e(r_e) \sin\theta_e d\theta_e d\phi_e$$

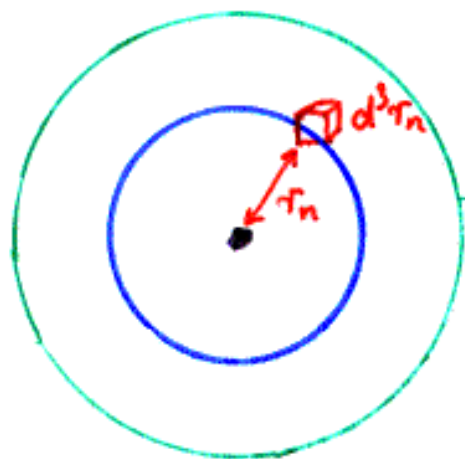
$$E_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int g_n(r_n) \left[\underbrace{4\pi \int_0^{r_n} \frac{g'_e(r_e)}{r_n} r_e^2 dr_e}_{\text{az } r_e < r_n \text{ gömb}} + \underbrace{4\pi \int_{r_n}^{\infty} \frac{g'_e(r_e)}{r_e} r_e^2 dr_e}_{\text{az } r_e > r_n \text{ gömbhöz}} \right] d^3r_n$$

az $r_e < r_n$ gömb
szférikusan átlagolt,
majd az origóban
egyesített elektron-
jainak potenciálja
a d^3r_n térfogat-
elemnél

az $r_e > r_n$ gömbhöz
szférikusan átlagolt
elektronjainak
potenciálja az
origóban

≡
az $r_e < r_n$ gömb
szférikusan átlagolt
elektronjainak po-
tenciálja a d^3r_n
térfogatelemnél

≡
az $r_e > r_n$ gömbhöz
szférikusan átlagolt
elektronjainak
potenciálja a d^3r_n
térfogatelemnél



a szférikusan átlagolt elektronok
potenciálja a d^3r_n térfogatelemnél

$$E_0 = \frac{1}{\epsilon_0} \int g_n(r_n) \left[\int_0^{r_n} \frac{g_e'(r_e)}{r_n} r_e^2 dr_e + \int_{r_n}^{\infty} \frac{g_e'(r_e)}{r_e} r_e^2 dr_e \right] d^3 r_n =$$

$$\uparrow$$

$$\int_0^{\infty} dr_e - \int_0^{r_n} dr_e$$

$$= \frac{1}{\epsilon_0} \int g_n(r_n) \left[\int_0^{r_n} g_e'(r_e) \left(\frac{1}{r_n} - \frac{1}{r_e} \right) r_e^2 dr_e \right] d^3 r_n +$$

$$+ \underbrace{\int g_n(r_n) d^3 r_n}_{Ze} \cdot \underbrace{\frac{1}{\epsilon_0} \int_0^{\infty} \frac{g_e'(r_e)}{r_e} r_e^2 dr_e}_{\phi(0)} =$$

$$g_e'(r_e) = g_e(r_e) = g_e(0)$$

$$= Ze \phi(0) + \frac{1}{\epsilon_0} g_e(0) \int g_n(r_n) \underbrace{\left[\int_0^{r_n} \left(\frac{1}{r_n} - \frac{1}{r_e} \right) r_e^2 dr_e \right]}_{-\frac{1}{6} r_n^2} d^3 r_n =$$

$$= Ze \phi(0) - \frac{1}{6\epsilon_0} \underbrace{g_e(0)}_{-e|\psi(0)|^2} \underbrace{\int r_n^2 g_n(r_n) d^3 r_n}_{Ze \langle r_n^2 \rangle} =$$

$$= \underbrace{Ze \phi(0)}_{E_p} + \underbrace{\frac{Ze^2}{6\epsilon_0} |\psi(0)|^2 \langle r_n^2 \rangle}_{E_c}$$

A kvadrupólus-tag

$$E_Q = \frac{1}{5\epsilon_0} \sum_{m=-2}^2 (-1)^m T_{2m} U_{2,-m}$$

$\eta = 0$ esetén:

$$E_Q = \frac{1}{5\epsilon_0} T_{20} U_{20} = \frac{1}{4} e Q_{20} V_{zz} =$$

$$= \frac{1}{4} e \langle IM | \hat{Q}_{20} | IM \rangle V_{zz} =$$

$$= \frac{1}{4} (-1)^{I-M} \frac{\begin{pmatrix} I & 2 & I \\ -M & 0 & M \end{pmatrix}}{\begin{pmatrix} I & 2 & I \\ -I & 0 & I \end{pmatrix}} e Q V_{zz} =$$

$$= \frac{3M^2 - I(I+1)}{4I(2I-1)} e Q V_{zz}$$

Átmeneti energia:

$$E_Q(M) - E_Q(M') = \frac{3eQ V_{zz}}{4I(2I-1)} |M^2 - M'^2| =$$

$$= 3 |M^2 - M'^2| \hbar \omega_Q, \text{ ahol}$$

$$\omega_Q = \frac{eQ V_{zz}}{4I(2I-1)\hbar}$$

$$(M^2 - M'^2) = (M+M')(M-M') = \text{mindig egész szám}$$

→ Alapfrekvencia:

$$\omega_0 = 6 \omega_Q$$

(ha I feles)

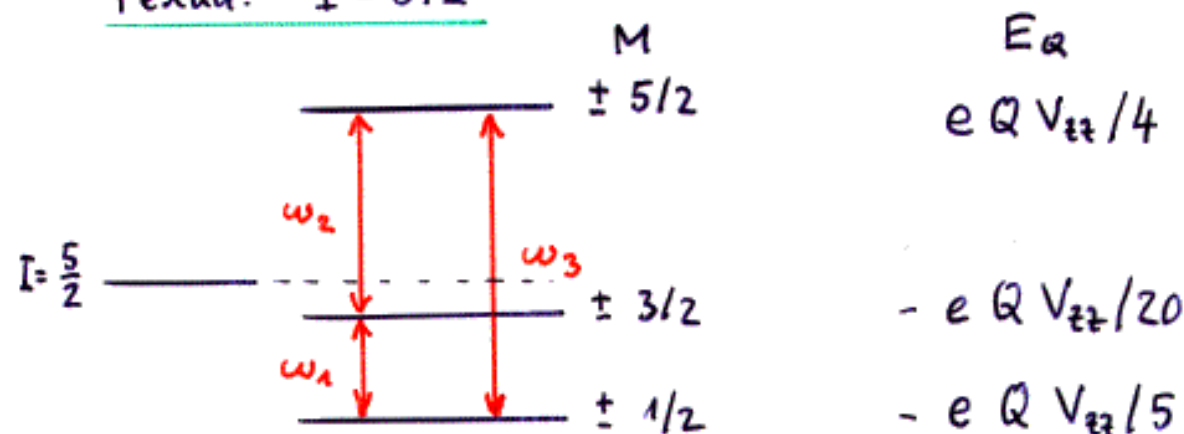
$$\omega_0 = 3 \omega_Q$$

(ha I egész)

Csatolási állandó:

$$\nu_Q = \frac{e Q V_{zz}}{\hbar}$$

Példa: $I = 5/2$



$$\omega_1 = \frac{3}{20} e Q V_{zz} = 6 \omega_Q$$

$$\omega_2 = \frac{6}{20} e Q V_{zz} = 12 \omega_Q$$

$$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2 = \frac{9}{20} e Q V_{zz} = 18 \omega_Q$$

$\eta \neq 0$ esetén általában nincs analitikus megoldás!

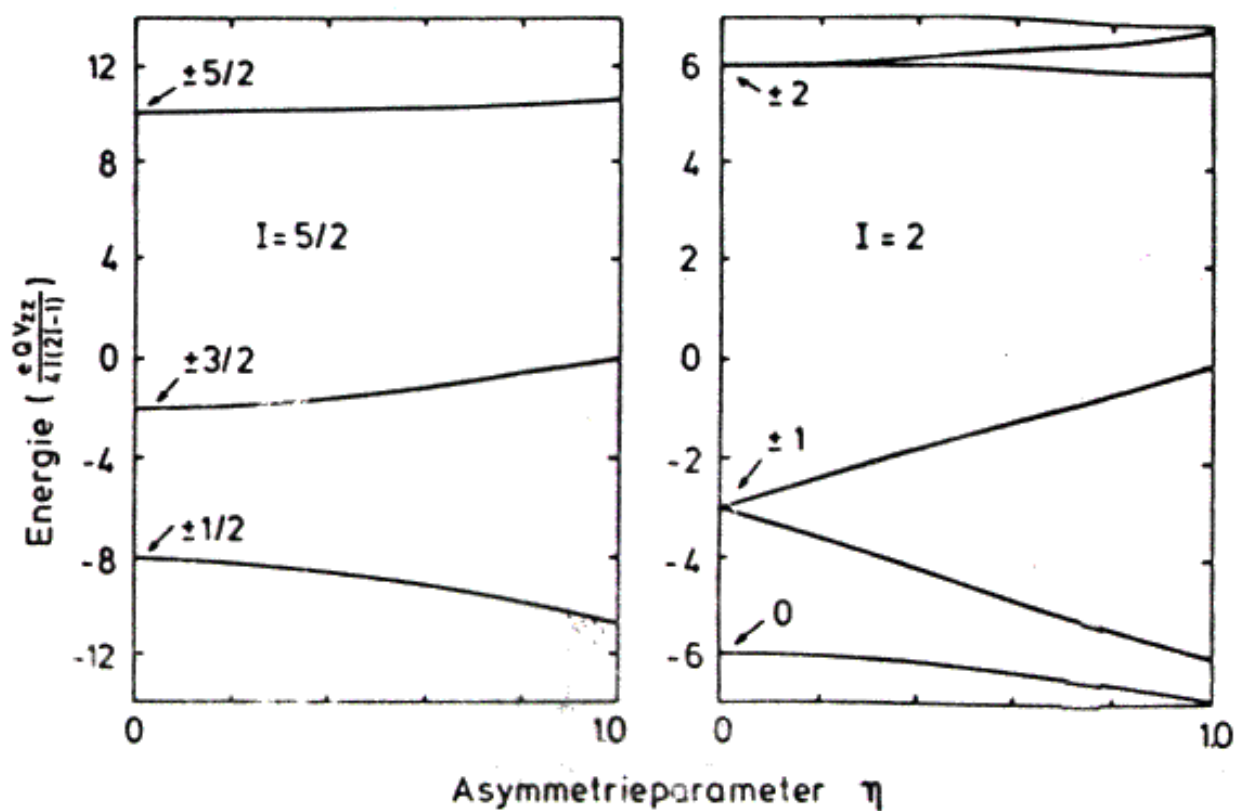


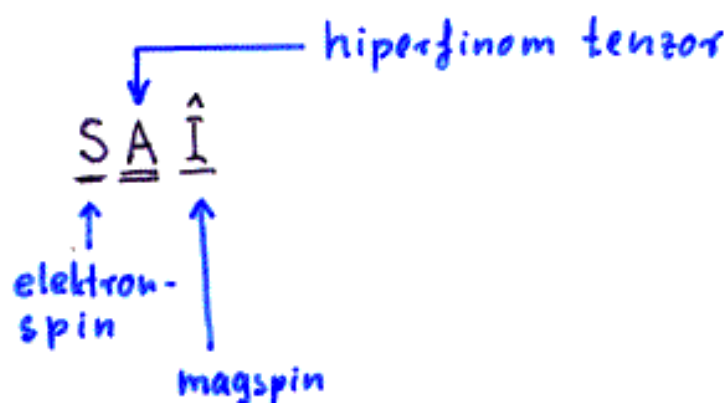
Abb. 3.5: Energieaufspaltung eines $I = 5/2$ und $I = 2$ Kernniveaus als Funktion des Asymmetrieparameters η . Die angegebenen M-Werte beziehen sich auf $\eta = 0$

Mágneses kölcsönhatás

Mágneses indukció a mag helyén: \underline{B}

A mag mágneses dipólusnyomatékának az elektronshéjjal való kölcsönhatása nem feltétlenül írható le egy effektív mágneses térrel!

Általános kölcsönhatás:



Ha \underline{A} diagonális:

$$E_{\text{magn}} = -\underline{\mu} \underline{B}$$

Következmények:

a magállapotok
felhasadása
M szerint

a magspin
precessziója
 \underline{B} körül

A magállapotok felhasadása ($\underline{B} \parallel$ a z-tengellyel)

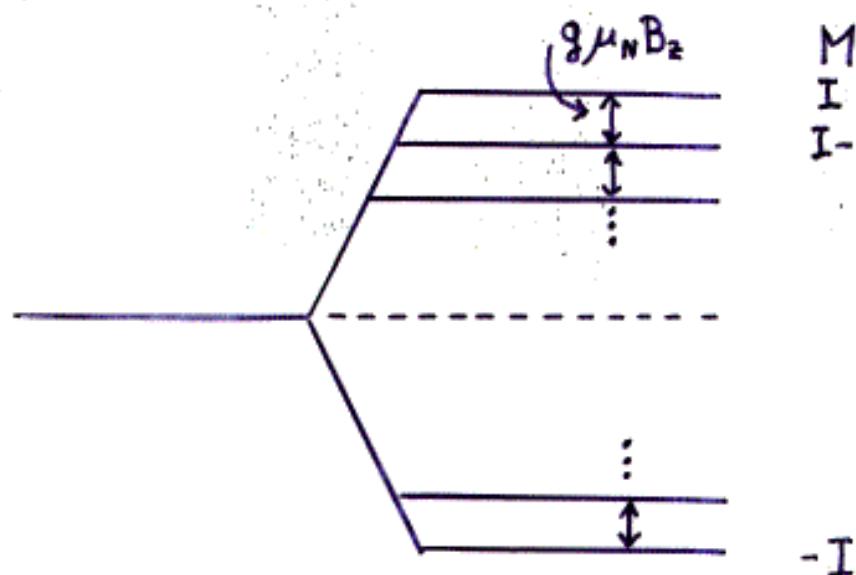
$$\begin{aligned} E_{\text{magn}} &= \langle IM | -\hat{\mu}_z B_z | IM \rangle = -\gamma B_z \langle IM | \hat{I}_z | IM \rangle = \\ &= -\gamma B_z \hbar M = -g \mu_N B_z M = -\mu B_z \frac{M}{I} \end{aligned}$$

ahol $\mu = \langle III | \hat{\mu}_z | III \rangle$

$\hat{\mu}_z = \gamma \hat{I}_z$ miatt az energiamátrix diagonális:

$$\langle IM | -\hat{\mu}_z B_z | IM' \rangle = -g \mu_N B_z M \delta_{MM'} = -\omega_B \hbar M \delta_{MM'}$$

$$\omega_B := \frac{g \mu_N B_z}{\hbar}$$



$$\langle IM | \hat{I}_x | IM \rangle = \langle IM | \hat{I}_y | IM \rangle = 0 \quad , \quad \text{mivel}$$

$$\hat{I}_x = \frac{1}{2} (\hat{I}_+ + \hat{I}_-)$$

$$\hat{I}_y = \frac{1}{2i} (\hat{I}_+ - \hat{I}_-) \quad \text{és } \hat{I}_+, \hat{I}_- \text{ léptető operátorok}$$

Magspin - precesszió

A kvantummechanikában is valódi precesszió!
(Lásd az NMR-nél.)

Kombinált kölcsönhatás

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{comb}} = \hat{\mathcal{H}}_{\text{magn}} + \hat{\mathcal{H}}_Q$$

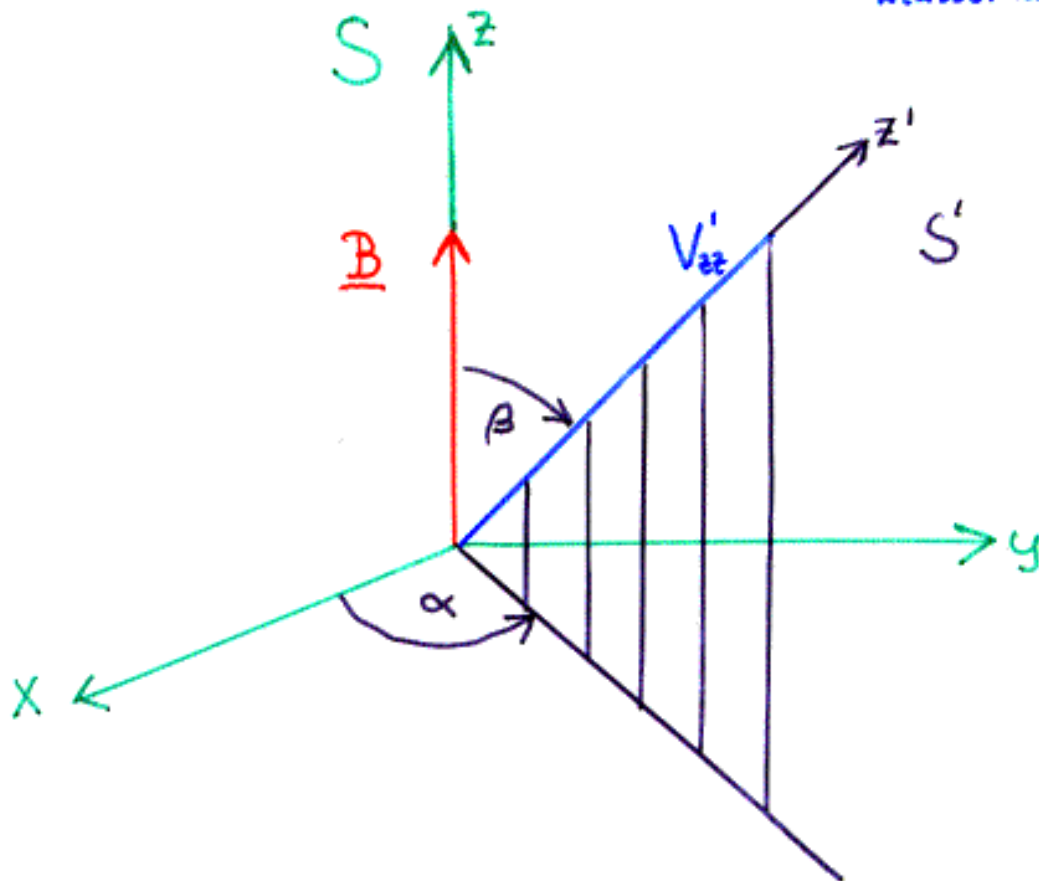
$$\text{Általában } [\hat{\mathcal{H}}_{\text{magn}}, \hat{\mathcal{H}}_Q] \neq 0$$

$$\hat{H}_{\text{magn}} = -\hat{\mu}_z B_z$$

$$\hat{H}_Q = \frac{1}{5\epsilon_0} \sum_{m=-2}^2 (-1)^m \hat{T}_{2m} U_{2,-m}$$

$$\hat{T}_{2m} = e\tau^2 Y_2^m(\theta, \phi) \quad \begin{array}{l} \text{tenzoroperátor} \\ \text{(mag: kvantummechanikai rendszer)} \end{array}$$

$$U_{2m} = \int \rho_{el}(\tau) \frac{1}{\tau^3} Y_2^m(\theta, \phi) d^3\tau \quad \begin{array}{l} \text{tenzor} \\ \text{(elektronok potenciálja:} \\ \text{klasszikus tér)} \end{array}$$



$$\hat{H}_{\text{magn}} : \text{diagonális } S\text{-ben}; \quad \hat{H}_Q : \text{diagonális } S'\text{-ben}$$

Wigner-féle forgásmátrixok:

$$(Y_\ell^m(\theta, \phi))' = \sum_{m'} D_{m'm}^{(\ell)}(\alpha, \beta, \gamma) Y_\ell^{m'}(\theta, \phi)$$

$$\langle I M | \hat{H}_{\text{comb}} | I M' \rangle =$$

$$= \hbar \omega_B M \delta_{MM'} +$$

$$+ \hbar \omega_E \frac{(-1)^{I-M'}}{2} \begin{pmatrix} I & 2 & I \\ -M & m & M' \end{pmatrix} \sqrt{(2I+3)(2I+2)(2I+1)(2I)(2I-1)} \quad *$$

$$* \left[D_{0,-m}^{(2)}(\alpha, \beta, \gamma) + \frac{\eta}{\sqrt{6}} (D_{2,-m}^{(2)}(\alpha, \beta, \gamma) + D_{-2,-m}^{(2)}(\alpha, \beta, \gamma)) \right]$$

$$m = M - M'$$

$$\omega_B = \frac{g \mu_N B_z}{\hbar}$$

$$\omega_E = \frac{1}{4I(2I-1)} \frac{eQ V_{zz}}{\hbar}$$

A sajátértékprobléma általában csak numerikusan oldható meg.

Ha $\omega_B \ll \omega_E$ vagy $\omega_E \ll \omega_B$, akkor célszerű lehet a perturbációszámítás első rendjét használni.

Bonyolultabb esetek

$$\bullet \hat{H}_{\text{magn}} = \underline{S} \underline{A} \underline{I}$$

ilyenkor az S rendszer az \underline{A} tenzor főtengely-rendszere

- Több elektron-állapot van, és $E_{el} \gg E_{hf}$. Az elektron-állapotok statikusak. \Rightarrow a problémát minden elektron-állapotra külön-külön megoldjuk, majd átlagolunk.

- $E_{el} \approx E_{hf}$

Az egész rendszer együtt kell kvantummechanikailag vizsgálni. Ez egy $(2I+1) \cdot (2S+1)$ rendű mátrix sajátértékproblémává vezet.

- az elektronállapotok nem statikusak \Rightarrow időfüggő perturbációszámítás $\Rightarrow |IM\rangle \leftrightarrow |IM'\rangle$ átmenetek indukálódnak. (Relaxációs jelenségek.)

A nukleáris szilárdtestfizika módszerei

1. Lokális (mikroszkópikus) módszerek

- hiperfinom kölcsönhatás
- Mössbauer-spektroszkópia (MS, ME)
 - perturbált γ - γ szöghkorreláció (PAC)
 - perturbált γ -szögeloszlás (PAD)
 - mag-mágneses rezonancia (NMR)
 - mag-kvadrupólus-rezonancia (NQR)
 - magorientáció (NO)
 - mag-mágneses rezonancia orientált magokon (NMR/ON)
 - müon-spin-rotáció (μ SR)
 - pozitron-annihiláció (PA) : rácshibák

2. Fel-lokális módszerek (elhajlási módszerek)

- $n \rightarrow$ - rugalmas neutronszórás (neutrodiffrakció)
- $n \rightarrow$ - kvázielasztikus neutronszórás
- $hf \rightarrow$ - Mössbauer-diffrakció
- $hf \rightarrow$ - kvázielasztikus γ -szórás

3. Nem-lokális módszerek

a) lokális információ a k -térben:

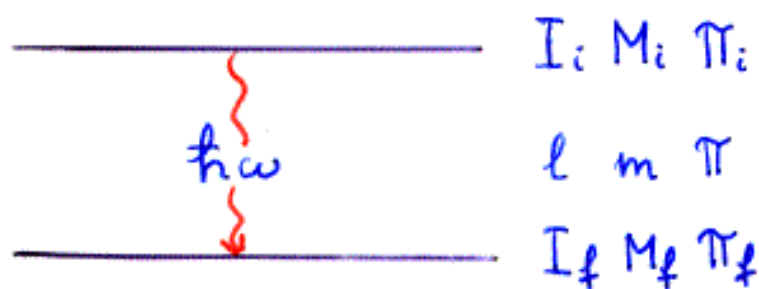
- pozitron-annihiláció (PA) : Fermi-felületek
- $n \rightarrow$ - rugalmatlan neutronszórás
- rugalmatlan fotonaszórás

b) egydimenziós szerkezeti információ a valós térben:

- IBA { - Rutherford-visszaszórás (RBS)
- rugalmas visszalökődési spektroszkópia (ERD)
- csatornázás (channeling)
- $n \rightarrow$ - neutron-reflektometria

Perturbált γ - γ nöghkorreláció (PAC)

A γ -sugárzás szögeloszlása az $|I_i M_i\rangle \rightarrow |I_f M_f\rangle$ átmenetnél:



$F_{lm}(\theta)$

A γ -sugárzás iránya és a kvantálási tengely által bezárt szög

A kvantálási tengely számára nincs kitüntetett irány (vagyis valamennyi M_i, M_f alnivo egyenlő valószínűséggel van betöltve)



A γ -sugárzás izotrop

Hogyan lehet a magokat orientálni?

- „nyers erő” - megoldás: orientáció mágneses térben (magorientáció, NO)
- egy megelőző átmenet megfigyelésével (PAC)
- ionnyalábbal történő gerjesztéssel (PAD)

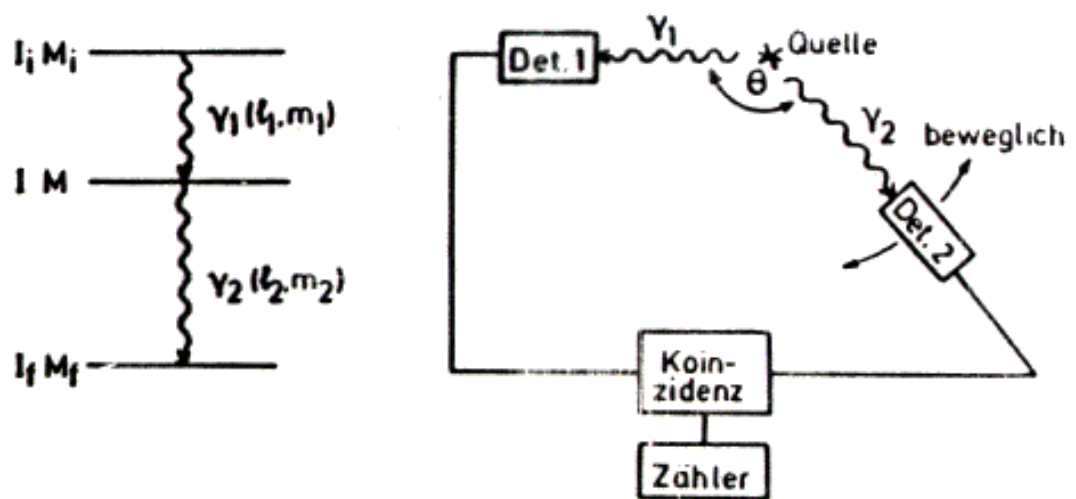
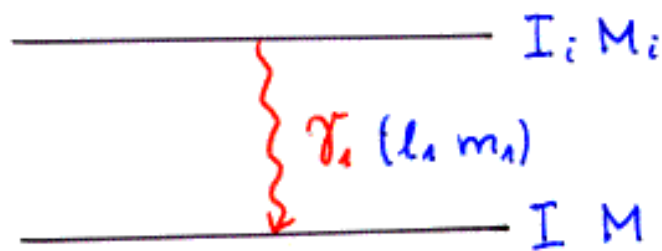


Abb. 5.1: Prinzip einer γ - γ -Winkelkorrelationsapparatur

Perturbálatlan szöghkorreláció, naív elmélet

Annak valószínűsége, hogy az



átmenetben

- az M alnivóra jut a mag **és**
- a γ_1 fotont a θ_1 irányban figyeljük meg:

$$P(M) = \sum_{M_i} G(M_i \rightarrow M) F_{l_1 m_1}(\theta)$$

\uparrow
átmeneti valószínűség

$$\begin{aligned} G(M_i \rightarrow M) &\sim |\langle I M | \hat{M}_{l_1 m_1} | I_i M_i \rangle|^2 = \\ &= \begin{pmatrix} I_i & l_1 & I \\ -M_i & m_1 & M \end{pmatrix}^2 \langle I || \hat{M}_{l_1} || I_i \rangle^2 \end{aligned}$$

Egy adott $I_i \rightarrow I$ átmenetre:

$$G(M_i \rightarrow M) \sim \begin{pmatrix} I_i & l_1 & I \\ -M_i & m_1 & M \end{pmatrix}^2$$

$$P(M) \sim \sum_{M_i} \begin{pmatrix} I_i & l_1 & I \\ -M_i & m_1 & M \end{pmatrix}^2 F_{l_1 m_1}(\theta)$$

$\uparrow \uparrow$
 $m_1 = M_i - M$

A z-tengely speciális választása: $z \parallel \hat{q}_1$

$$P(M) = \sum_{M_i} \left(\begin{matrix} I_i & l_1 & I \\ -M_i & \pm 1 & M \end{matrix} \right)^2 F_{l_1 \pm 1}(0)$$

\uparrow \uparrow
 csak $m_1 = \pm 1$ esetén van foton-
 emisszió a z-irányban

$P(M) \neq P(M')$

, de

$$\begin{aligned}
 P(M) &= \left(\begin{matrix} I_1 & l_1 & I \\ -M-1 & 1 & M \end{matrix} \right)^2 F_{l_1,1}(0) + \left(\begin{matrix} I_1 & l_1 & I \\ -M+1 & -1 & M \end{matrix} \right)^2 F_{l_1,-1}(0) = \\
 &= \left[\left(\begin{matrix} I_1 & l_1 & I \\ -M-1 & 1 & M \end{matrix} \right)^2 + \left(\begin{matrix} I_1 & l_1 & I \\ -M+1 & -1 & M \end{matrix} \right)^2 \right] F_{l_1,1}(0)
 \end{aligned}$$

mivel $F_{lm}(\theta) = F_{l,-m}(\theta)$

$$P(-M) = \left[\left(\begin{matrix} I_1 & l_1 & I \\ M+1 & -1 & -M \end{matrix} \right)^2 + \left(\begin{matrix} I_1 & l_1 & I \\ M-1 & 1 & -M \end{matrix} \right)^2 \right] F_{l_1,1}(0)$$

$P(M) = P(-M)$

mert $\begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix} = (-1)^{j_1+j_2+j_3} \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ -m_1 & -m_2 & -m_3 \end{pmatrix}$

Alignment (irányítottság)

A koincidencia valószínűsége θ nag alatt:

$$\begin{aligned}
 W(\theta) &= \sum_{M_i M_f} P(M) \underbrace{G(M \rightarrow M_f)}_{\sim \left(\begin{matrix} I & l_2 & I_f \\ -M & m_2 & M_f \end{matrix} \right)^2} F_{l_2 m_2}(\theta) \\
 &\sim \left(\begin{matrix} I & l_2 & I_f \\ -M & m_2 & M_f \end{matrix} \right)^2
 \end{aligned}$$

$$W(\theta) = \sum_{M_i M M_f} \begin{pmatrix} I_1 & l_1 & I \\ -M_i & \pm 1 & M \end{pmatrix}^2 F_{l_1 \pm 1}(0) \begin{pmatrix} I & l_2 & I_f \\ -M & m_2 & M_f \end{pmatrix}^2 F_{l_2 m_2}(\theta)$$

Példa: 0-1-0 kaskád

$\left. \begin{matrix} 0 \rightarrow 1 \\ 1 \rightarrow 0 \end{matrix} \right\}$ csak dipólus-átmenetek lehetségesek (háromszög-egyenlőtlenség).

$$\downarrow$$

$$l_1 = l_2 = 1$$

$$W(\theta) \sim \begin{pmatrix} 0 & 1 & 1 \\ 0 & 1 & -1 \end{pmatrix}^2 \underbrace{F_{11}(0)}_{\downarrow} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix}^2 F_{1-1}(\theta) +$$

$$+ \begin{pmatrix} 0 & 1 & 1 \\ 0 & -1 & 1 \end{pmatrix}^2 \underbrace{F_{1-1}(0)}_{\downarrow = 1/2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 \\ -1 & 1 & 0 \end{pmatrix}^2 F_{11}(\theta)$$

$$W(\theta) \sim F_{1 \pm 1}(\theta) \sim 1 + \cos^2 \theta$$

Példa: a ^{60}Co nögkorrrelációja ($4^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$)

$\left. \begin{matrix} 4^+ \rightarrow 2^+ \\ 2^+ \rightarrow 0^+ \end{matrix} \right\}$ tiszta E2-átmenetek

A $|2M\rangle$ alnívók betöltési valószínűségei: $F_{21}(0) = F_{2-1}(0) = 1/2$

$$P(\pm 2) \sim \begin{pmatrix} 4 & 2 & 2 \\ \mp 3 & \pm 1 & \pm 2 \end{pmatrix}^2 + \begin{pmatrix} 4 & 2 & 2 \\ \mp 1 & \mp 1 & \pm 2 \end{pmatrix}^2 = \frac{1}{18} + \frac{1}{126} = \frac{4}{63}$$

$$P(\pm 1) \sim \begin{pmatrix} 4 & 2 & 2 \\ \mp 2 & \pm 1 & \pm 1 \end{pmatrix}^2 + \begin{pmatrix} 4 & 2 & 2 \\ 0 & \mp 1 & \pm 1 \end{pmatrix}^2 = \frac{4}{63} + \frac{8}{315} = \frac{4}{45}$$

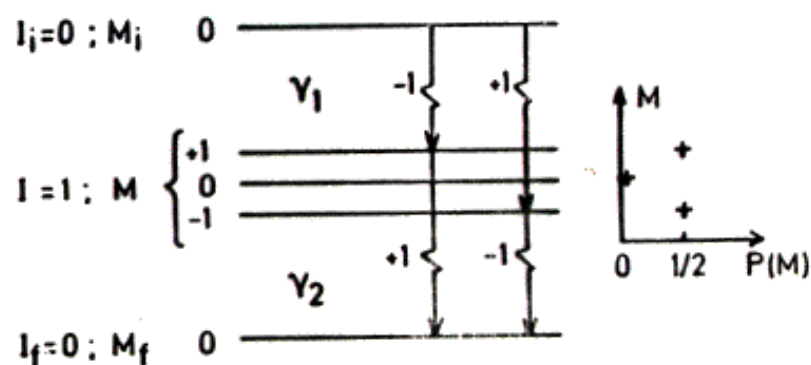


Abb. 5.2: Niveauschema für eine 0-1-0 γ - γ -Kaskade. Rechts die Besetzungswahrscheinlichkeit für die Unterzustände des Zwischenniveaus. Die M-Zustände sind energetisch entartet, sie sind nur aus Darstellungsgründen aufgetrennt

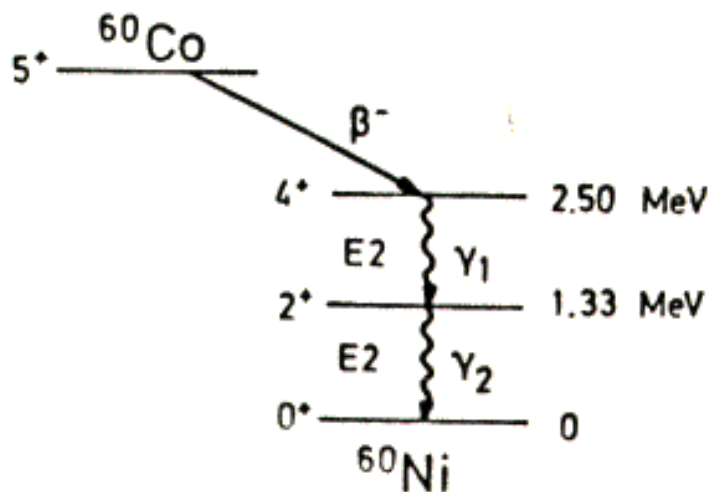


Abb. 5.3:

Zerfallsschema von ^{60}Co

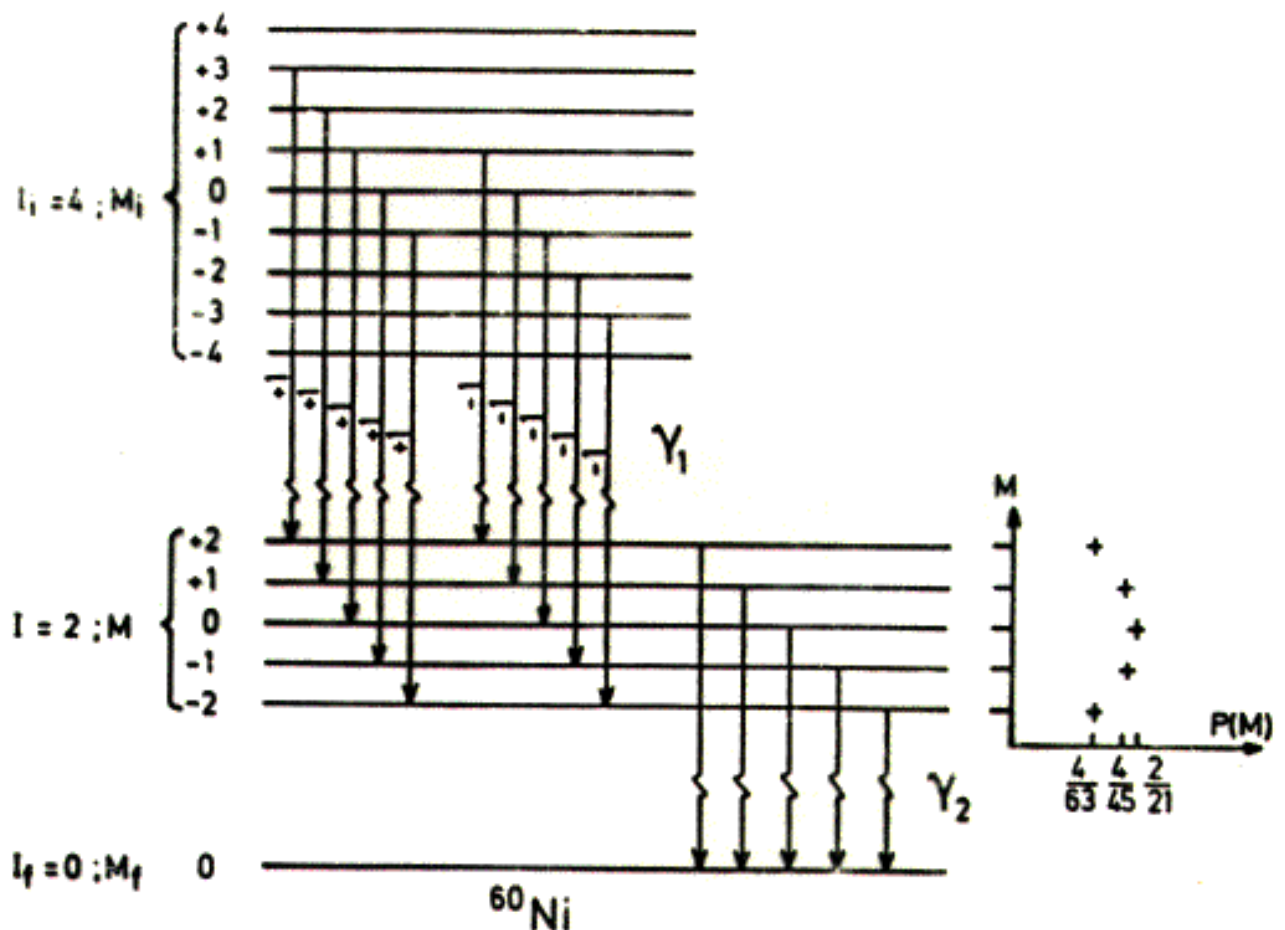


Abb. 5.4: Die möglichen Übergänge in ^{60}Ni bei Wahl der z-Achse in Richtung γ_1 (Auswahlregel $m_i = \pm 1$ für γ_1). Auf der rechten Seite sind die Besetzungswahrscheinlichkeiten $P(M)$ der verschiedenen Unterzustände im Zwischenniveau aufgetragen. Die M_i und M Zustände sind energetisch entartet, sie sind nur aus Darstellungsgründen aufgetrennt

$$P(0) \sim \begin{pmatrix} 4 & 2 & 2 \\ -1 & +1 & 0 \end{pmatrix}^2 + \begin{pmatrix} 4 & 2 & 2 \\ +1 & -1 & 0 \end{pmatrix}^2 = \frac{3}{63} + \frac{3}{63} = \frac{2}{21}$$

$$\begin{pmatrix} 2 & 2 & 0 \\ M & m_2 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2 & 2 & 0 \\ M & -M & 0 \end{pmatrix} = (-1)^{2-M} \frac{1}{\sqrt{2 \cdot 2 + 1}} = (-1)^M \frac{1}{\sqrt{5}}$$

$$\begin{pmatrix} 2 & 2 & 0 \\ M & m_2 & 0 \end{pmatrix}^2 = \frac{1}{5}$$

$$\boxed{W(\theta) \sim 2 \cdot \frac{1}{5} \cdot P(\pm 2) F_{2 \pm 2}(\theta) + 2 \cdot \frac{1}{5} \cdot P(\pm 1) F_{2 \pm 1}(\theta) + \frac{1}{5} \cdot P(0) F_{20}(\theta) \sim}$$

$$2 \cdot \frac{4}{63} \cdot \frac{1}{4} (1 - \cos^4 \theta) + 2 \cdot \frac{4}{45} \cdot \frac{1}{4} (1 - 3 \cos^2 \theta + 4 \cos^4 \theta) + \frac{2}{21} \cdot \frac{3}{2} (1 - \cos^2 \theta) \cos^2 \theta \sim$$

$$\sim \underbrace{1 + \frac{1}{8} \cos^2 \theta}_{a_2} + \underbrace{\frac{1}{24} \cos^4 \theta}_{a_4}$$

Legendre-polinomok: $P_0(x) = 1$

$$P_1(x) = x$$

$$P_2(x) = \frac{1}{2} (3x^2 - 1)$$

$$P_3(x) = \frac{1}{2} (5x^3 - 3x)$$

$$P_4(x) = \frac{1}{8} (35x^4 - 30x^2 + 3)$$

\vdots

$$W(\theta) \sim 1 + \underbrace{A_{22}}_{\downarrow} P_2(\cos \theta) + \underbrace{A_{44}}_{\downarrow} P_4(\cos \theta)$$

$$\Downarrow \frac{1}{A} \left(\frac{2}{3} a_2 + \frac{4}{7} a_4 \right) \quad \Downarrow \frac{1}{A} \frac{8}{35} a_4$$

$$A = 1 + \frac{1}{3} a_2 + \frac{1}{5} a_4$$

A legtöbb kaskádra: $A_{22} \approx 0.1$ és $A_{22} \gg A_{44}$

A \mathcal{T} - \mathcal{T} szögkorreláció naiv elméletének korlátjai:

- a $\mathbb{Z} \parallel \mathcal{T}_1$ választás külső perturbáció esetén kedvezőtlen.
- inkohereus összeg; interferenciát nem tud leírni. Ezért:
 - csak tiszta (pl. $M1$ vagy $E2$) átmenetekre alkalmazható
 - külső perturbáció \Rightarrow a közbenső állapot nivói felhasadnak \Rightarrow interferencia \Rightarrow nem tudja leírni.

Perturbálatlan szögkorreláció; általános elmélet

Naiv elmélet:

$$W(\theta) = \sum_{M_f M} \underbrace{\sum_{M_i} |\langle I_f M_f | \hat{M}_{\ell_1 \pm 1} | I_i M_i \rangle|^2}_{P(M)} F_{\ell_1 \pm 1}(0) \cdot$$
$$\cdot |\langle I_f M_f | \hat{M}_{\ell_2 m_2} | I M \rangle|^2 F_{\ell_2 m_2}(\theta)$$

Inkohereus összeg: a közbenső állapot megfigyelhető.

Akkor ad helyes eredményt, ha

- az átmenetek tiszták,
- nincs külső perturbáció,
- $\mathbb{Z} \parallel \mathcal{T}_1$
- \mathcal{T}_1 polarizációját nem (vagy csak a cirkuláris polarizációját) figyeljük meg.

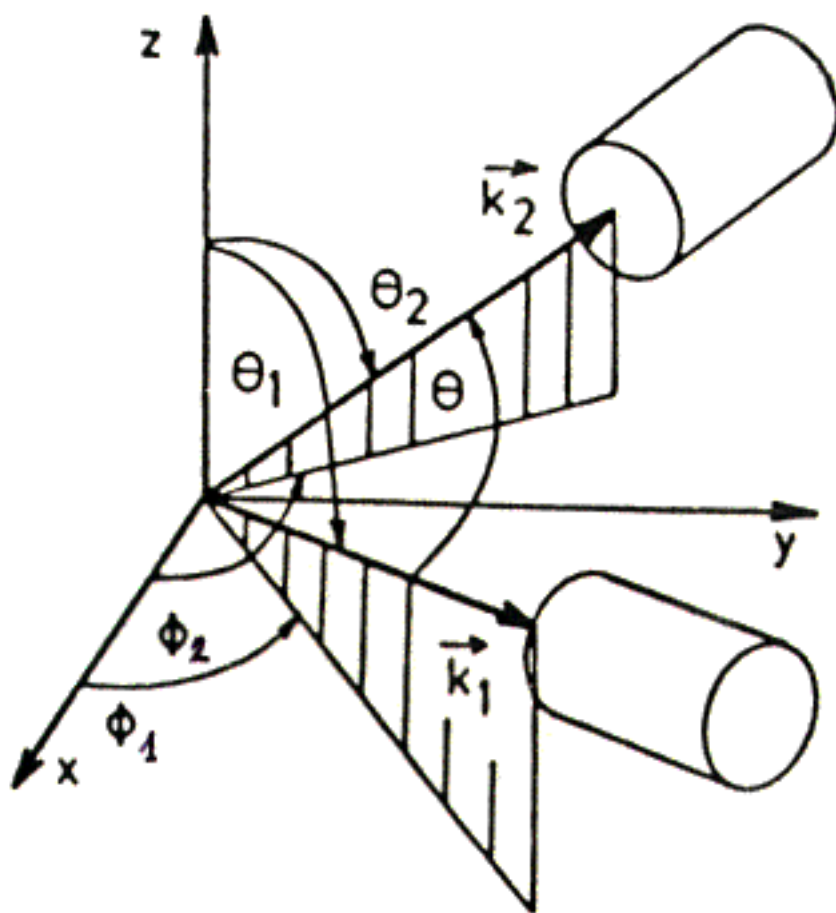


Abb. 5.5:

Allgemeines Koordinatensystem zur Beschreibung der γ - γ -Winkelkorrelation. \vec{k}_1 , \vec{k}_2 bezeichnen die Emissionsrichtung von γ_1 bzw. γ_2