

Wewnętrzne Dyskretne Symetrie Jądrowe

Andrzej Góźdź,

Zakład Fizyki Matematycznej,

Instytut Fizyki, UMCS, Lublin

Kwiecień 2010

WSPÓŁPRACA

Artur Dobrowolski,

Institut Fizyki, Zakład Fizyki Matematycznej, UMCS, Lublin,

Agnieszka Szulerecka,

Institut Fizyki, Zakład Fizyki Matematycznej, UMCS, Lublin,

Jerzy Dudek,

IPHC/IReS, Strasbourg, Francja

Katarzyna Mazurek

IFJ, Kraków

Co będzie ?

Symetrie wewnętrzne

Schematyczny model kolektywny

Przykłady: ^{156}Dy , ^{156}Gd

Symetrie czasoprzestrzenne, a symetrie wewnętrzne

$$G_{lab} \times (G_{int} = \bar{G} \times \tilde{G})$$

- Rozważmy jądro atomowe w układzie środka masy. Pozostającą nierelatywistyczną symetrią czasoprzestrzenną jest $G_{lab} = O(3)$.
- Każdy hamiltonian jądrowy powinien być niezmienniczy względem $O(3)$.
- Symetrie wewnętrzne G_{int} to symetrie komutujące ze wszystkimi symetriami czasoprzestrzennymi (np.: isospin, seniority, ładunki, liczba cząstek, itd.).
- Istnieje też specjalny rodzaj wewnętrznych symetrii czasoprzestrzennych (sprzeczność ?).

Grupy wewnętrzne \overline{G}

Jin-Quan Chen, Jialun Ping & Fan Wang: Group Representation Theory for Physicists, World Scientific, 2002.

Def. Dla każdego elementu g grupy G można zdefiniować odpowiadający mu operator \overline{g} działający w liniowej przestrzeni grupowej \mathcal{L}_G następująco:

$$\overline{g}S = Sg, \quad \text{for all } S \in \mathcal{L}_G.$$

Grupa tworzona przez zbiór operatorów \overline{g} nazywana jest grupą wewnętrzną grupy G .

FUNDAMENTALNA WŁASCIWOŚĆ:

$$[G, \overline{G}] = 0$$

Grupy G i \overline{G} są antyizomorficzne.

Pasma o określonych symetriach

- Rozkład spektralny hamiltonianu:

$$\hat{\mathcal{H}} = \sum_{\nu} \epsilon_{\nu} P_{\nu}$$

- Każdemu operatorowi P_{ν} przyporządkowujemy jego grupę symetrii G_{ν}
- Grupujemy w zbiory operatory P_{ν} o tych samych symetriach:

$$\mathcal{O}_G = \{P_n : [G, P_n] = 0\}$$

- Hamiltonian pasma o symetrii G :

$$\hat{\mathcal{H}}_G = \sum_{P_n \in \mathcal{O}_G} \epsilon_n P_n$$

- Rozkład $\hat{\mathcal{H}}$ na pasma o określonych symetriach:

$$\hat{\mathcal{H}} = \sum_G \hat{\mathcal{H}}_G$$

Zmienne wewnętrzne

- Zmienne w układzie laboratoryjnym: $\rightarrow \{q_{\lambda\mu}^{(lab)}\}$.
- Zmienne w układzie wewnętrznym (tu układ obracający się): $\rightarrow \{q_{\lambda\mu}\}$
 - Transformacja N zmiennych w N nowych zmiennych ?
Jeżeli chcemy wyseparować ruch rotacyjny, to:

$$q^{(lab)} \rightarrow (q, \Omega),$$

otrzymujemy nadmiarowy zbiór zmiennych.

- Zatem, wymagane są 3 dodatkowe warunki:

$$F_i(q, \Omega) = 0, \quad i = 1, 2, 3.$$

Te warunki definiują powiązanie rotacyjnych zmiennych z pozostałymi stopniami swobody.

Model kolektywny

Schematyczny model
wibracyjno–rotacyjny

$$\hat{\mathcal{H}} = \hat{\mathcal{H}}_{vib} + \hat{\mathcal{H}}_{rot}$$

Zmienne kolektywne 1/2

Równanie powierzchni w układzie wewnętrznym:

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left(1 + \sum_{\lambda=2,3} \sum_{\mu} \alpha_{\lambda\mu}^* Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \right)$$

Zmienne kolektywne $\alpha_{\lambda\mu}$ są tensorami sferycznymi względem wewnętrznej grupy ortogonalnej $\overline{O(3)}$.

Spełniają warunki:

$$F_i(\{\alpha_{\lambda\mu}\}, \Omega) = 0, \quad i = 1, 2, 3; \quad \lambda = 2, 3.$$

Zmienne kolektywne modelu 2/2

- Nienadmiarowa część wibracyjnych zmiennych kolektywnych powinna określać kształt, a nie orientację przestrzenną jądra atomowego określaną przez kąty Eulera $\Omega = (\Omega_1, \Omega_2, \Omega_3)$.
- Otwarty problem: konstrukcja orbit $SO(3)$ w przestrzeni deformacji.

Uwaga: Jedynym niezmiennikiem oktopolowym względem T_d jest:

$$\alpha''_{32} \equiv \xi = -\frac{i}{2}(\alpha_{32} - \alpha_{3,-2}) = \text{Im } \alpha_{32}$$

Kolektywne operatory przejść emg

Eisenberg, Greiner, Nuclear theory, 1970.

Operator przejść emg w układzie laboratoryjnym:

$$Q_{\lambda\mu}^{coll} = \sum_{\nu} D_{\mu\nu}^{\lambda}(\Omega)^* Q_{\lambda\nu}^{lab;coll}$$

$$Q_{\lambda\nu}^{coll} = \frac{3ZR_0^{\lambda}}{4\pi} \left\{ \alpha_{\lambda\nu} + \frac{\lambda+2}{2\sqrt{4\pi}} \sum_{\lambda_1\lambda_2} \sqrt{\frac{(2\lambda_1+1)(2\lambda_2+1)}{2\lambda+1}} \right. \\ \left. (\lambda_1 0 \lambda_2 0 | \lambda 0) (\alpha_{\lambda_1} \otimes \alpha_{\lambda_2})_{\nu}^{\lambda} \right\}$$

gdzie transformacja do zmiennych wewnętrznych:

$$\alpha_{\lambda\mu} = \sum_{\mu'} D_{\mu'\mu}^{(\lambda)}(\Omega) \alpha_{\lambda\mu'}^{(lab)}$$

Czysty model oktupolowy T_d

Dla czystego modelu oktupolowego T_d tzn. $\alpha_{3\mu} = 0$ dla $\mu \neq \pm 2$, operatory multipolowe przejść E1 i E2 się zerują:

- $Q_{1\mu}^{coll} = 0$, ponieważ $(3030|10) = 0$.
- $Q_{2\mu}^{coll} = 0$, ponieważ $(323 - 2|20) = 0$.

Pierwszym niezerowym jest operator przejść E3.

Model kwadrupolowo–oktupolowy

Przyjmujemy, że kąty Eulera są bezpośrednio związane tylko ze zmiennymi kwadrupolowymi:

$$F_i(\{\alpha_{2\mu}\}, \Omega) = 0, \quad i = 1, 2, 3.$$

Nie ma dodatkowych warunków na zmienne oktupolowe.

Operatory przejść $E\lambda$; układ wewnętrzny

Operator przejść dipolowych:

$$Q_{10}^{coll} = \frac{3\sqrt{3}ZR_0}{16\pi\sqrt{\pi}} \left\{ \frac{6}{\sqrt{7}}\alpha_{22}\alpha_{3-2} - 12\sqrt{\frac{2}{35}}\alpha_{21}\alpha_{3-1} \right. \\ \left. + \frac{18}{\sqrt{35}}\alpha_{20}\alpha_{30} - 12\sqrt{\frac{2}{35}}\alpha_{2-1}\alpha_{31} + \frac{6}{\sqrt{7}}\alpha_{2-2}\alpha_{3-2} \right\}$$

Operatory przejść $E\lambda$; układ wewnętrzny

Operator przejść kwadrupolowych:

$$Q_{20}^{coll} = \frac{3ZR_0^2}{4\pi} \left\{ \alpha_{20} + \frac{1}{\sqrt{5\pi}} \left(\frac{10}{7} \alpha_{20} \alpha_{20} - \frac{10}{7} \alpha_{2-1} \alpha_{2-1} - \frac{20}{7} \alpha_{2-2} \alpha_{22} + \frac{4}{3} \alpha_{30} \alpha_{30} - 2 \alpha_{3-1} \alpha_{31} + \frac{10}{3} \alpha_{3-3} \alpha_{33} \right) \right\}$$

Nie zawiera zmiennej tetraedralnej !!!

Problem własny i przejścia emg

Struktura Hamiltonianu modelu nie zawiera sprzężeń pomiędzy wibracją a rotacją:

$$\hat{\mathcal{H}} = \hat{\mathcal{H}}_{vib} + \hat{\mathcal{H}}_{rot}$$

Funkcje własne:

$$\Psi_{mnJM}(\alpha, \Omega) = \phi_m(\alpha) \mathcal{R}_n^{JM}(\Omega)$$

Zredukowane (względem M) elementy macierzowe:

$$\langle \Psi_{m'n'J'} || Q_{\lambda}^{(lab)} || \Psi_{mnJ} \rangle = \sum_{\mu} \langle \phi_{m'} | Q_{\lambda\mu} | \phi_m \rangle \langle \mathcal{R}_{n'}^{J'} || D_{\cdot\mu}^{\lambda*} || \mathcal{R}_n^J \rangle$$

Zredukowane prawdopodobieństwo przejścia:

$$B(E\lambda; (mnJ) \rightarrow (m'n'J')) = |\langle \Psi_{m'n'J'} || Q_{\lambda}^{(lab)} || \Psi_{mnJ} \rangle|^2 / (2J + 1)$$

Struktura symetrii hamiltonianu pasma 1/3

$$\hat{\mathcal{H}}_G = \hat{\mathcal{H}}_{vib}^{G_{vib}} + \hat{\mathcal{H}}_{rot}^{G_{rot}},$$

gdzie G jest maksymalną podgrupą kolektywną tzn. zawierającą elementy postaci (g, g) , taką, że:

$$G \subset G_{vib} \times G_{rot}.$$

Zatem istnieją podgrupy G' oraz G'' :

$$G \sim G' \subset G_{vib},$$

$$G \sim G'' \subset G_{rot},$$

Hamiltonian wibracyjny (kwadrupol+oktupol):

$$\hat{\mathcal{H}}_{vib}^G = \hat{\mathcal{H}}_{2;vib}^{G_{2;vib}} + \hat{\mathcal{H}}_{3;rot}^{G_{3;vib}},$$

tak, że

$$G_{vib} \subset G_{2;vib} \times G_{3;vib}.$$

Struktura symetrii hamiltonianu pasma 2/3

Wektory własne hamiltonianów $\hat{\mathcal{H}}_{vib}^{G_{vib}}$ oraz $\hat{\mathcal{H}}_{rot}^{G_{rot}}$ mogą być klasyfikowane zgodnie z łańcuchami grupowymi:

$$\begin{array}{ccccc} G_{vib} & \supset & G' \\ \uparrow & & \uparrow \\ \Gamma_v & \supset & \sigma_v \\ & & \uparrow \\ & & \Gamma' \end{array}$$

oraz

$$\begin{array}{ccccc} G_{rot} & \supset & G'' \\ \uparrow & & \uparrow \\ \Gamma_r & \supset & \sigma_r \\ & & \uparrow \\ & & \Gamma'' \end{array}$$

Struktura symetrii hamiltonianu pasma 3/3

Równania własne hamiltonianów składowych:

$$\begin{aligned}\hat{\mathcal{H}}_{vib} \phi_{\kappa\nu_v\Gamma_v\sigma_v\Gamma'a'}(\alpha) &= \epsilon_{\kappa\nu_v\Gamma_v}^{(vib)} \phi_{\kappa\nu_v\Gamma_v\sigma_v\Gamma'a'}(\alpha) \\ \hat{\mathcal{H}}_{rot} \mathcal{R}_{\nu_r\Gamma_r\sigma_r\Gamma''a''}^{JM}(\Omega) &= \epsilon_{\nu_r\Gamma_r;JM}^{(rot)} \mathcal{R}_{\nu_r\Gamma_r\sigma_r\Gamma''a''}^{JM}(\Omega)\end{aligned}$$

Równanie własne hamiltonianu pasma:

$$\begin{aligned}\hat{\mathcal{H}}_G \Psi_{\nu_v\Gamma_v\sigma_v\Gamma';\nu_r\Gamma_r\sigma_r\Gamma'';\Gamma a}^{\kappa JM}(\alpha, \Omega) = \\ (\epsilon_{\kappa\nu_v\Gamma_v}^{(vib)} + \epsilon_{\nu_r\Gamma_r;JM}^{(rot)}) \Psi_{\nu_v\Gamma_v\sigma_v\Gamma';\nu_r\Gamma_r\sigma_r\Gamma'';\Gamma a}^{\kappa JM}(\alpha, \Omega)\end{aligned}$$

Liczby kwantowe: κ, J, M – parzystość, moment pędu; ν_v, ν_r – dodatkowe liczby kwantowe wynikające ze struktury hamiltonianów; Γ, a znakują wektory n.r. grupy symetrii hamiltonianu pasma.

Symetrie hamiltonianu Bohra

Hamiltonian Bohra:

$$\hat{\mathcal{H}}_{Bohr} = \hat{\mathcal{H}}_{vib}^{G_{vib}} + \hat{\mathcal{H}}_{vib+rot}^{G_{vib+rot}}$$

gdzie

$$\hat{\mathcal{H}}_{vib}^{G_{vib}} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{\beta^4} \frac{\partial}{\partial \beta} \beta^4 \frac{\partial}{\partial \beta} - \frac{1}{\beta^2 \sin(3\gamma)} \frac{\partial}{\partial \gamma} \sin(3\gamma) \frac{\partial}{\partial \gamma} + \beta^2 \right\}$$

oraz

$$\hat{\mathcal{H}}_{vib+rot}^{G_{vib+rot}} = \frac{1}{8\beta^4} \sum_{k=1,2,3} \frac{J_k^2}{\sin^2(\gamma - (2\pi/3)k)}.$$

Tu:

$$G = \overline{D}_{2h} \quad \text{gdzyż} \quad G_{vib} = \overline{O}(3) \quad \text{oraz} \quad G_{vib+rot} = \overline{D}_{2h}$$

Wibracyjne funkcje kolektywne 1/2

Stan kwadrupolowy:

$$|q\rangle = \mathcal{T}(\dot{\alpha}_{20}, \dot{\alpha}_{22})|0\rangle,$$

gdzie $|0\rangle$ jest niezdeformowaną próżnią kwadrupolowo-oktupolową, a $\mathcal{T}(\{\dot{\alpha}_{lm}\})$ reprezentuje operator translacji w przestrzeni deformacji:

$$\mathcal{T}(\{\dot{\alpha}_{lm}\})f(\{\alpha_{lm}\}) = f(\{\alpha_{lm} - \dot{\alpha}_{lm}\})$$

Współczynniki normalizacyjne po rzutowaniu na dobrą parzystość:

$$N_0^{(+)} = \sqrt{\frac{2}{1 + \exp(-\eta_3^2 \xi^2)}}$$

$$N_1^{(-)} = \sqrt{\frac{2}{1 + \exp(-\eta_3^2 \xi^2)(1 - 2\eta_3^2 \xi^2)}}$$

Wibracyjne funkcje kolektywne 2/2

Stany tetraedralne – baza n.r. grupy T_d :

$$|A1\rangle = 0.5 N_1^{(-)}(1 - C_i)\mathcal{T}(\dot{\alpha}_{32}'')\frac{1}{\sqrt{2}}(b_{32}^\dagger - b_{3-2}^\dagger)|0\rangle$$

$$|T1; 1\rangle = 0.5 N_0^{(+)}(1 - C_i)\mathcal{T}(\dot{\alpha}_{32}'')\frac{1}{\sqrt{2}}(b_{32}^\dagger + b_{3-2}^\dagger)|0\rangle$$

$$|T1; 2\rangle = 0.5 N_0^{(+)}(1 - C_i)\mathcal{T}(\dot{\alpha}_{32}'')\frac{1}{\sqrt{8}}(-\sqrt{5}b_{31}^\dagger + \sqrt{3}b_{3-3}^\dagger)|0\rangle$$

$$|T1; 3\rangle = 0.5 N_0^{(+)}(1 - C_i)\mathcal{T}(\dot{\alpha}_{32}'')\frac{1}{\sqrt{8}}(-\sqrt{5}b_{3-1}^\dagger + \sqrt{3}b_{33}^\dagger)|0\rangle$$

$$|T2; 1\rangle = 0.5 N_0^{(+)}(1 - C_i)\mathcal{T}(\dot{\alpha}_{32}'')b_{30}^\dagger|0\rangle$$

$$|T2; 2\rangle = 0.5 N_0^{(+)}(1 - C_i)\mathcal{T}(\dot{\alpha}_{32}'')\frac{1}{\sqrt{8}}(\sqrt{3}b_{3-1}^\dagger + \sqrt{5}b_{33}^\dagger)|0\rangle$$

$$|T2; 3\rangle = 0.5 N_0^{(+)}(1 - C_i)\mathcal{T}(\dot{\alpha}_{32}'')\frac{1}{\sqrt{8}}(\sqrt{3}b_{31}^\dagger + \sqrt{5}b_{3-3}^\dagger)|0\rangle$$

N.r. a wzbudzenia

Reprezentacje są skorelowane z różnymi rodzajami wzbudzeń:

$$[A1] \rightarrow \alpha''_{32} \sim \text{Im}(\alpha_{32}) \quad \leftarrow T_d \text{ niezmiennik}$$

$$[T1] \rightarrow \alpha'_{32} \sim \text{Re}(\alpha_{32}) \quad \leftarrow R(\pi/4)T_dR(-\pi/4) \text{ niezmiennik}$$

$$[T2] \rightarrow \alpha_{30} \quad \leftarrow \text{SO}(2) \text{ niezmiennik}$$

Wibracyjne elementy macierzowe 1/5

Kwadrupol-kwadrupol:

$$\langle q | Q_{22} | q \rangle = \frac{3ZR_0^2}{4\pi} \left(\dot{\alpha}_{22} - \frac{20}{7\sqrt{5}\pi} \dot{\alpha}_{20} \dot{\alpha}_{22} \right)$$

$$\langle q | Q_{20} | q \rangle = \frac{3ZR_0^2}{4\pi} \left(\dot{\alpha}_{20} + \frac{1}{\sqrt{5}\pi} \left(\frac{10}{7} \dot{\alpha}_{20}^2 - \frac{20}{7} \dot{\alpha}_{22} - \frac{2}{3\eta_3^2} \right) \right)$$

Tu:

$$\eta_3 = \sqrt{\frac{B_3 \omega_3}{\hbar}} = \sqrt{\frac{C_3}{\hbar \omega_3}}$$

Wibracyjne elementy macierzowe 2/5

Tetraedr-tetraedr:

$$\langle A1 | Q_{20} | A1 \rangle = -\frac{6ZR_0^2}{12\pi\sqrt{5\pi}} \frac{1}{\eta_3^2}$$

$$\langle T1; 1 | Q_{20} | T1; 1 \rangle = -\frac{6ZR_0^2}{12\pi\sqrt{5\pi}} \frac{1}{\eta_3^2}$$

$$\langle T2; 1 | Q_{20} | T2; 1 \rangle = \frac{6ZR_0^2}{12\pi\sqrt{5\pi}} \frac{1}{\eta_3^2}$$

Zależność tylko od drgań zerowych.

Wibracyjne elementy macierzowe 3/5

Przejścia z pasma $|A1\rangle$ do pasma kwadrupolowego:

$$\langle q|Q_{1\mu}|A1\rangle = 0 \Rightarrow \text{nie ma przejść E1}$$

$$\langle q|Q_{32}|A1\rangle = +iN_1^{(-)} \frac{3ZR_0^3}{8\pi\sqrt{2}} \frac{2 - \eta_3^2(\dot{\alpha}_{32}'')^2}{\eta_3} \\ \exp\left(-\frac{\eta_2^2}{4}\beta_2^2 - \frac{\eta_3^2}{4}(\dot{\alpha}_{32}'')^2\right)$$

gdzie $\beta_2^2 = \sum_{\mu} |\dot{\alpha}_{2\mu}|^2$.

Wibracyjne elementy macierzowe 4/5

Przejścia z pasma $|T1; 1\rangle$ do pasma kwadrupolowego:

$$\langle q|Q_{10}|T1; 1\rangle = N_0^{(+)} \frac{27\sqrt{3}ZR_0}{16\pi\sqrt{70}\pi} \frac{\dot{\alpha}_{22}}{\eta_3} \exp\left(-\frac{\eta_2^2}{4}\beta_2^2 - \frac{\eta_3^2}{4}(\dot{\alpha}_{32}'')^2\right)$$

$$\langle q|Q_{32}|T1; 1\rangle = N_0^{(+)} \frac{3ZR_0^3}{4\pi\sqrt{2}} \frac{1}{\eta_3} \exp\left(-\frac{\eta_2^2}{4}\beta_2^2 - \frac{\eta_3^2}{4}(\dot{\alpha}_{32}'')^2\right)$$

E1: prawie liniowa zależność od $\dot{\alpha}_{22}$.

Wibracyjne elementy macierzowe 5/5

Przejścia z pasma $|T2; 1\rangle$ do pasma kwadrupolowego:

$$\langle q|Q_{10}|T2; 1\rangle = N_0^{(+)} \frac{9\sqrt{3}ZR_0}{8\pi\sqrt{14}\pi} \frac{\dot{\alpha}_{20}}{\eta_3} \exp\left(-\frac{\eta_2^2}{4}\beta_2^2 - \frac{\eta_3^2}{4}(\dot{\alpha}_{32}'')^2\right)$$

$$\langle q|Q_{30}|T2; 1\rangle = N_0^{(+)} \frac{3ZR_0^3}{4\pi\sqrt{2}} \frac{1}{\eta_3} \exp\left(-\frac{\eta_2^2}{4}\beta_2^2 - \frac{\eta_3^2}{4}(\dot{\alpha}_{32}'')^2\right)$$

E1: Prawie liniowa zależność od $\dot{\alpha}_{22}$.

Przejścia $A1 \rightarrow q$

Przejścia wewnątrzpasmo:

$$B(E2; A1 \rightarrow A1) \sim \eta_3^{-4}$$

Transitions from tetrahedral Przejścia z $A1$ do pasma kwadrupolowego:

$$B(E1; A1 \rightarrow q) = 0$$

$$B(E3; A1 \rightarrow q) = |\langle q | Q_{32} | A1 \rangle|^2$$

$$|\langle R_{J'=0,q} || D_{.2}^{3*} || R_{J=3,A1} \rangle - \langle R_{J'=0,q} || D_{.-2}^{3*} || R_{J=3,A1} \rangle|^2 / 7 \neq 0$$

Przejścia $T1 \rightarrow q$

Przejścia wewnątrzpasmowe:

$$B(E2; T1 \rightarrow T1) = B(E2; T1 \rightarrow T1) \sim \eta_3^{-4}$$

Przejścia z $T1$ do pasma kwadrupolowego:

$$B(E1; T1 \rightarrow q) \sim \left(\frac{\dot{\alpha}_{22}}{\eta_3} \right)^2 = \left(\frac{\dot{\beta} \sin \dot{\gamma}}{\sqrt{2}\eta_3} \right)^2$$

$$B(E3; T1 \rightarrow q) = |\langle q | Q_{32} | T1, 1 \rangle|^2$$

$$|\langle R_{J'=0,q} || D_{.2}^{3*} || R_{J=3,T1} \rangle + \langle R_{J'=0,q} || D_{.-2}^{3*} || R_{J=3,T1} \rangle|^2 / 7 = 0$$

(0 = wynik numerycznych obliczeń)

Przejścia $T2 \rightarrow q$

Przejścia wewnątrzpasmowe:

$$B(E2; T2 \rightarrow T2) = B(E2; T2 \rightarrow T2) \sim \eta_3^{-4}$$

Przejścia z $T2$ pasma kwadrupolowego:

$$B(E1; T2 \rightarrow q) \sim \left(\frac{\dot{\alpha}_{20}}{\eta_3} \right)^2 = \left(\frac{\dot{\beta} \cos \dot{\gamma}}{\eta_3} \right)^2$$

$$B(E3; T2 \rightarrow q) =$$

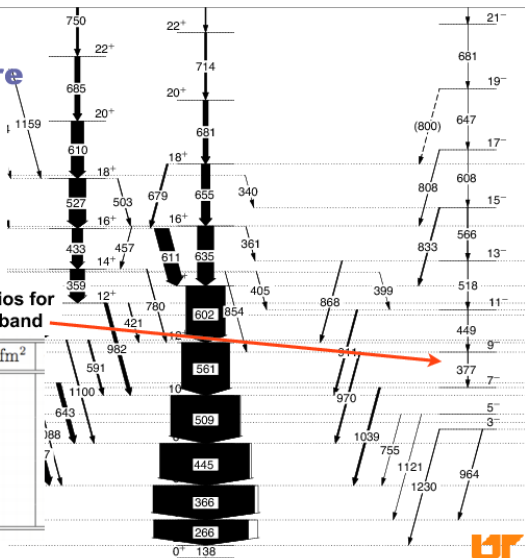
$$|\langle q | Q_{30} | T2, 1 \rangle \langle R_{J'=0,q} || D_{.0}^{3*} || R_{J=3,T2} \rangle|^2 / 7$$

Widmo ^{156}Dy , Argone 2009

**Successful
Gammasphere
run on ^{156}Dy**

**Measured branching ratios for
lowest negative-parity band**

I	$B(E2)/B(E1) \times 10^6 \text{ fm}^2$
17	22.7
15	17.7
13	9.86
11	7.73
9	3.06
7	< 4.5
5	< 642



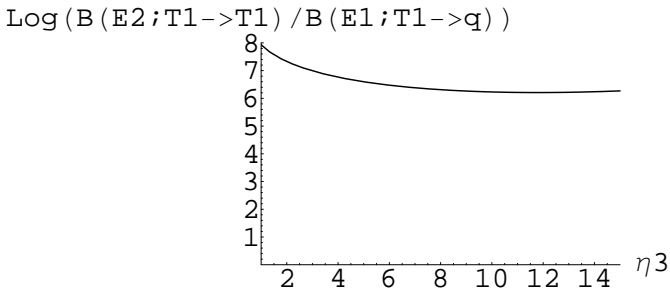
^{156}Dy , moment kwadrupolowy

$^{156}\text{Dy} \Rightarrow$

- deformacja kwadrupolowa $\beta = 0.29$, $\gamma = 0.02$, $\eta_2 = 14$
- deformacja tetraedralna $\xi = 0.12$.

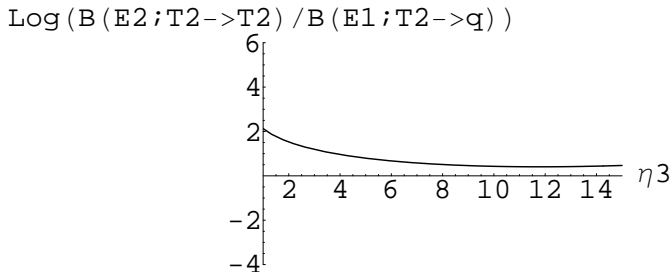
Wyliczony wewnętrzny moment kwadrupolowy pasma kwadrupolowego wynosi: $Q_0 = 670 e \cdot \text{fm}^2$ ($\eta_3 > 3$).
Eksperyment: $Q_0 = 611 e \cdot \text{fm}^2$.

$^{156}\text{Dy}, E2/E1$ dla $T1$



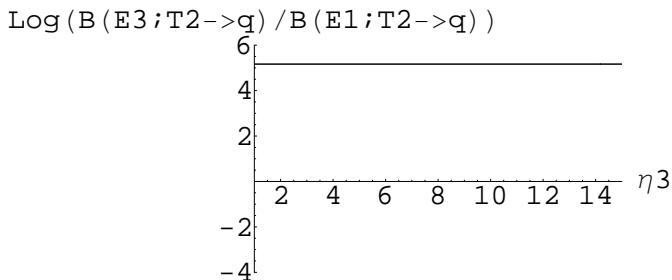
Rysunek: $B(E2; T1 \rightarrow T1)/B(E1; T1 \rightarrow q)$ dla ^{156}Dy .

^{156}Dy , $E2/E1$ dla $T2$



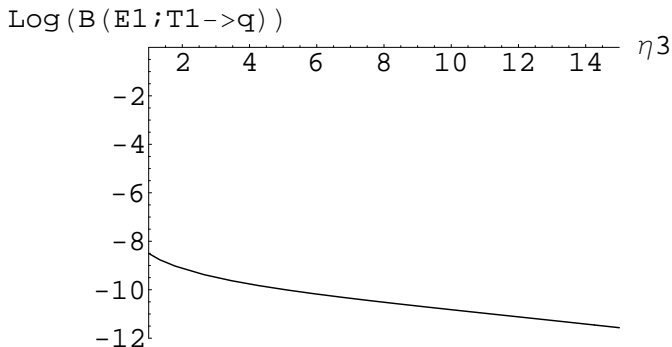
Rysunek: $B(E2; T2 \rightarrow T2)/B(E1; T2 \rightarrow q)$ dla ^{156}Dy

^{156}Dy , E3/E1 dla T2



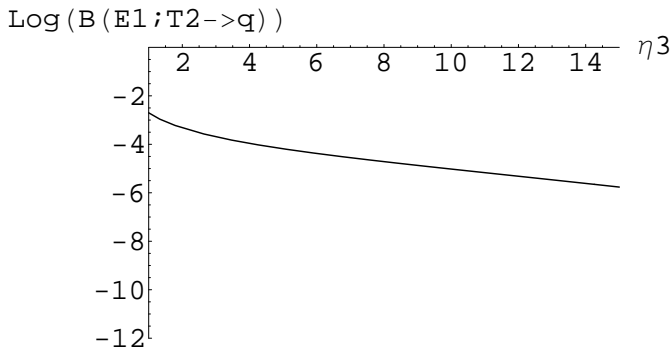
Rysunek: $B(E3; T2 \rightarrow q)/B(E1; T2 \rightarrow q)$ dla ^{156}Dy .

^{156}Dy , E1: $T1 \rightarrow q$



Rysunek: $B(E1; T1 \rightarrow q)$ dla ^{156}Dy .

^{156}Dy , E1: T2 \rightarrow q



Rysunek: $B(E1; T2 \rightarrow q)$ dla ^{156}Dy .

^{156}Gd , moment kwadrupolowy

$^{156}\text{Gd} \Rightarrow$

- deformacja kwadrupolowa $\beta = 0.28$, $\gamma = 0.5$, $\eta_2 = 14$
- deformacja tetraedralna $\xi = 0.12$.

Wyliczony wewnętrzny moment kwadrupolowy pasma kwadrupolowego wynosi:

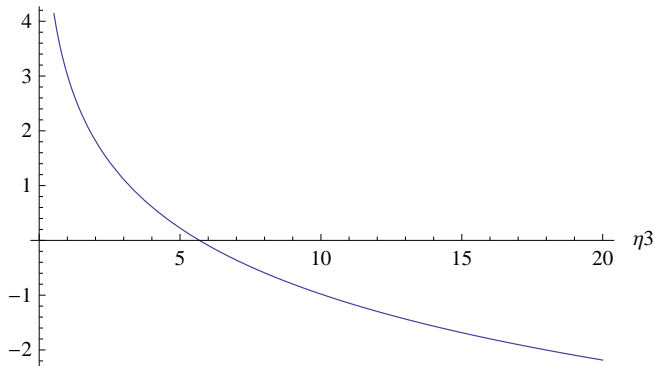
$$Q_0 = 618 e \cdot \text{fm}^2 \quad (\eta_3 > 3),$$

$$Q_0 = 275 e \cdot \text{fm}^2 \quad (\eta_3 = 1),$$

$$\text{Eksperyment: } Q_0 = 683 e \cdot \text{fm}^2.$$

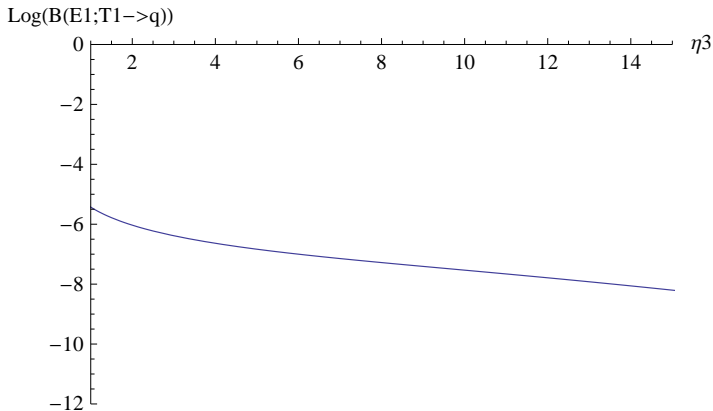
^{156}Gd , E2: $T1 \rightarrow T1, T2 \rightarrow T2$

$\text{Log}(B(E2; T1 \rightarrow T1))$



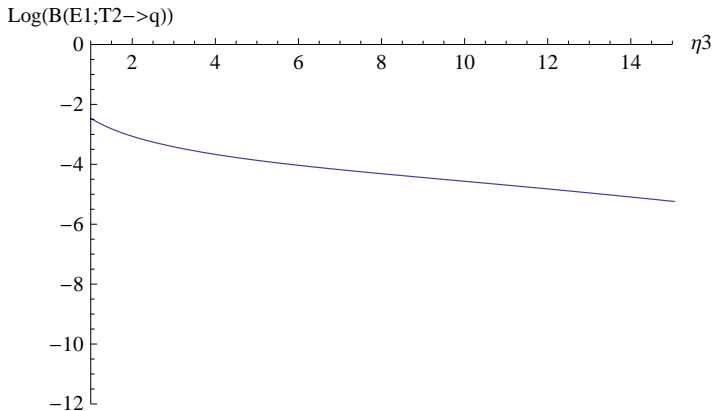
Rysunek: $B(E2; T1 \rightarrow T1)$, ^{156}Gd ; Eksp. $\sim 10^4$.

^{156}Gd , E1: $T1 \rightarrow q$



Rysunek: $B(E1; T1 \rightarrow q)$, ^{156}Gd ; Eksp. $\sim 10^{-6}$

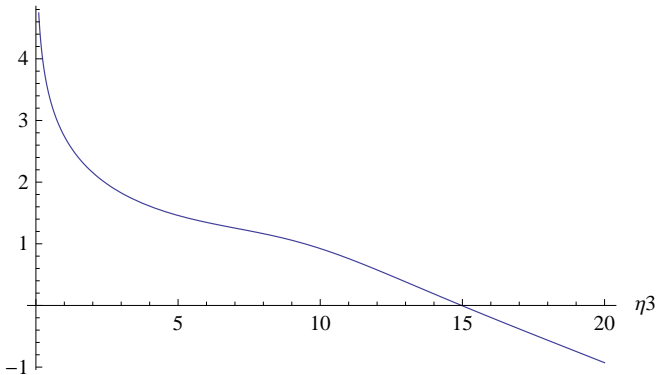
^{156}Gd , E1: T2 \rightarrow q



Rysunek: $B(E1;T2 \rightarrow q)$, ^{156}Gd ; Eksp. $\sim 10^{-6}$

^{156}Gd , E3: $A1 \rightarrow q$

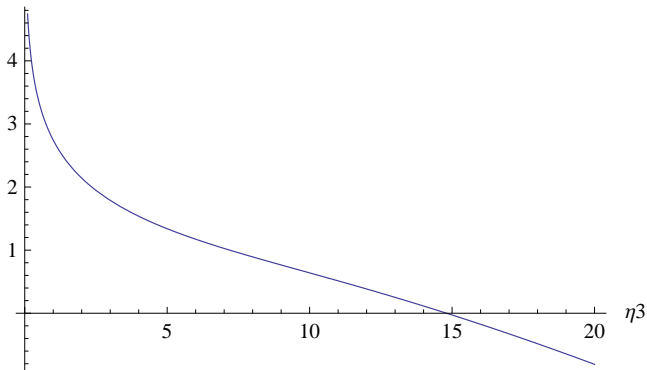
$\text{Log}(B(E3; A1 \rightarrow q))$



Rysunek: $B(E3; A1 \rightarrow q)$; jądro ^{156}Gd

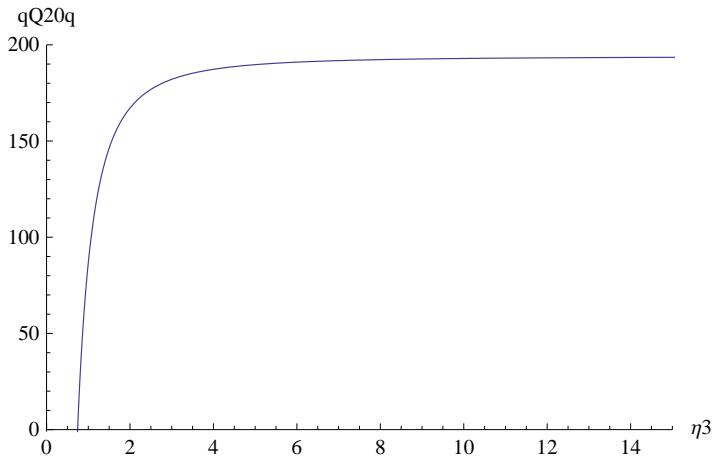
^{156}Gd , E3: T1 \rightarrow q, T2 \rightarrow q

Log(B(E3;T1 \rightarrow q))



Rysunek: B(E3;T1 \rightarrow q); jądro ^{156}Gd

^{156}Gd , $\langle q|E2|q\rangle$, pasmo kwadрупolowe



Rysunek: $\langle q|Q_{20}|q\rangle$; jądro ^{156}Gd

SUMMARY

???

?????????

????????????????

????????????????????

????????????????????????

????????????????????????????

????????????????????????????????

????????????????????????????????????