SYMPTOMY CHIRALNOŚCI W UKŁADACH RDZEŃ-CZĄSTKA-DZIURA

O chiralności inaczej

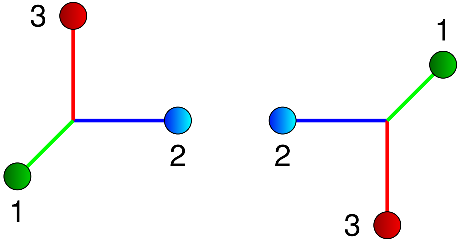
Stanisław G. Rohoziński
współpraca:
Chrystian Droste, Ernest Grodner, Leszek Próchniak, Krzysztof Starosta

Seminarium "Fizyka Jądra Atomowego"
Warszawa, 3 marca 2011

Plan referatu

Chiralność

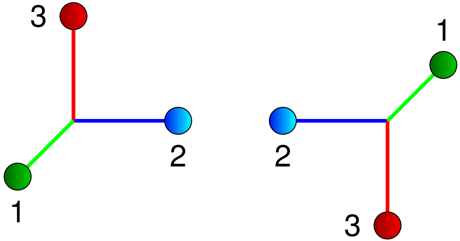
- Chiralność = skrętność układu trzech wektorów



- Układy prawo- i lewo-skrętne łączy inwersja (parzystość) przestrzeni (trójwymiarowej)
- W układach molekularnych: położenia atomów
- W oddziaływaniach fundamentalnych: prawo- i lewo-skrętne relatywistyczne pola spinorowe

Chiralność

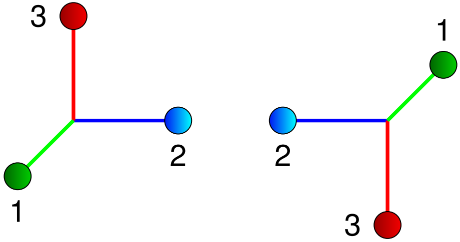
- Chiralność = skrętność układu trzech wektorów



- Układy prawo- i lewo-skrętne łączy inwersja (parzystość) przestrzeni (trójwymiarowej)
- W układach molekularnych: położenia atomów
- W oddziaływaniach fundamentalnych: prawo- i lewo-skrętne relatywistyczne pola spinorowe

Chiralność

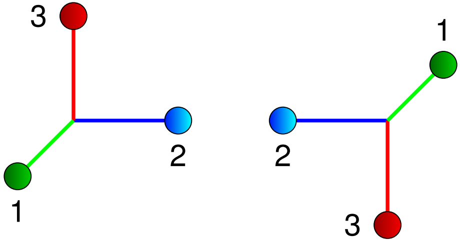
- Chiralność = skrętność układu trzech wektorów



- Układy prawo- i lewo-skrętne łączy inwersja (parzystość) przestrzeni (trójwymiarowej)
- W układach molekularnych: położenia atomów
- W oddziaływaniach fundamentalnych: prawo- i lewo-skrętne relatywistyczne pola spinorowe

Chiralność

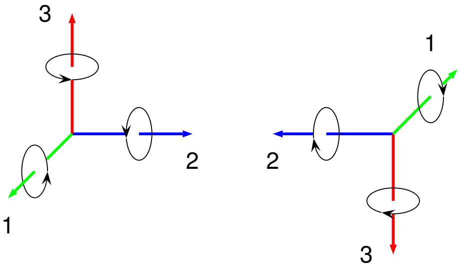
- Chiralność = skrętność układu trzech wektorów



- Układy prawo- i lewo-skrętne łączy inwersja (parzystość) przestrzeni (trójwymiarowej)
- W układach molekularnych: położenia atomów
- W oddziaływaniach fundamentalnych: prawo- i lewo-skrętne relatywistyczne pola spinorowe

Chiralność jądrowa

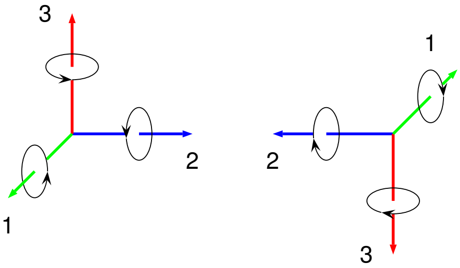
- Chiralność jądrowa = skrętność układu trzech momentów pędu (pseudowektorów)



- Układy prawo- i lewo-skrętne łączy odwrócenie czasu
- Różnice pomiędzy chiralnością a chiralnością jądrową:
  - fizyczna: kierunki krążenia, a nie położenia obiektów czy parzystość pól
  - formalna: odwrócenie czasu jest operacją antyliniową, a inwersja przestrzeni – liniową
- Akceptowana nazwa: chiralność spinowa (spin-chirality)

Chiralność jądrowa

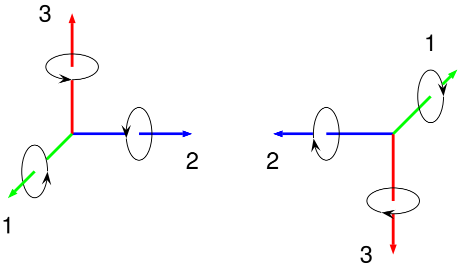
- Chiralność jądrowa = skrętność układu trzech momentów pędu (pseudowektorów)



- Układy prawo- i lewo-skrętne łączy odwrócenie czasu
- Różnice pomiędzy chiralnością a chiralnością jądrową:
  - fizyczna: kierunki krążenia, a nie położenia obiektów czy parzystość pól
  - formalna: odwrócenie czasu jest operacją antyliniową, a inwersja przestrzeni – liniową
- Akceptowana nazwa: chiralność spinowa (spin-chirality)

Chiralność jądrowa

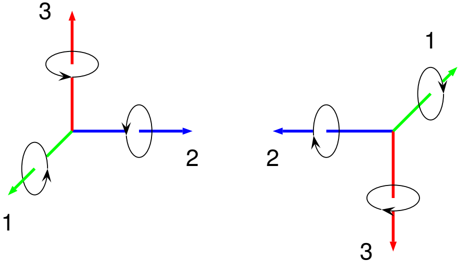
- Chiralność jądrowa = skrętność układu trzech momentów pędu (pseudowektorów)



- Układy prawo- i lewo-skrętne łączy odwrócenie czasu
- Różnice pomiędzy chiralnością a chiralnością jądrową:
  - fizyczna: kierunki krążenia, a nie położenia obiektów czy parzystość pól
  - formalna: odwrócenie czasu jest operacją antyliniową, a inwersja przestrzeni – liniową
- Akceptowana nazwa: chiralność spinowa (spin-chirality)

Chiralność jądrowa

- Chiralność jądrowa = skrętność układu trzech momentów pędu (pseudowektorów)

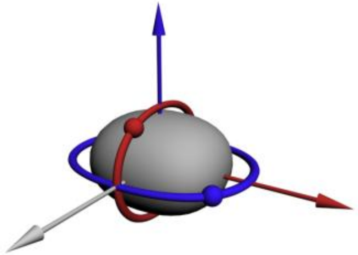


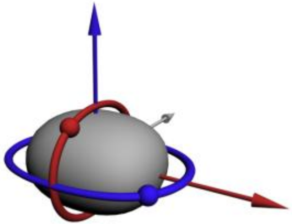
- Układy prawo- i lewo-skrętne łączy odwrócenie czasu
- Różnice pomiędzy chiralnością a chiralnością jądrową:
    - fizyczna: kierunki krążenia, a nie położenia obiektów czy parzystość pól
    - formalna: odwrócenie czasu jest operacją antyliniową, a inwersja przestrzeni – liniową
- Akceptowana nazwa: chiralność spinowa (spin-chirality)

Klasyczny układ chiralny

Model jądra nieparzysto-nieparzystego:

- parzysto-parzysty rdzeń: sztywny, (maksymalnie) trójosiowy rotor
- nieparzysty proton na zdeformowanej powłoce *j*
- nieparzysta dziura neutronowa na zdeformowanej powłoce *j*





(Trzy wzajemnie prostopadłe momenty pędu: $\vec{j}_\pi$, $\vec{j}_\nu$, $\vec{R}$ wzdłuż osi głównych rotora, bo energetycznie najkorzystniejsze jest krążenie cząstki, rdzenia i dziury odpowiednio wokół krótkiej, średniej i długiej osi głównej)

Symptomy chiralności

Własności jąder uważane za objawy chiralności (”symptomy chiralności"):

- Prawie zdegenerowane dublety pasm rotacyjnych o $\Delta I = 1$ i tej samej parzystości (chiralne pasma partnerskie — chiral partner bands)
- Podobne własności elektromagnetyczne pasm (momenty, prawdopodobieństwa przejść)
- Oscylacje (staggering) wartości prawdopodobieństw przejść M1 i E2 o $\Delta I = 1$ wewnątrz pasm (intra-band) i pomiędzy pasmami (inter-band)
- Ale: wg. Ernesta Grodnera staggering nie wynika bezpośrednio z chiralności, a z dodatkowych symetrii układów chiralnych
- 1. Czy chiralność jest warunkiem koniecznym występowania ”symptomów chiralności"?
  Nie znamy (jeszcze) odpowiedzi na to pytanie!
- Jakie są warunki dostateczne występowania ”symptomów chiralności"?
  Podamy warunki dostateczne!

Symptomy chiralności

Własności jąder uważane za objawy chiralności (”symptomy chiralności"):

- Prawie zdegenerowane dublety pasm rotacyjnych o $\Delta I = 1$ i tej samej parzystości (chiralne pasma partnerskie — chiral partner bands)
- Podobne własności elektromagnetyczne pasm (momenty, prawdopodobieństwa przejść)
- Oscylacje (staggering) wartości prawdopodobieństw przejść M1 i E2 o $\Delta I = 1$ wewnątrz pasm (intra-band) i pomiędzy pasmami (inter-band)
- Ale: wg. Ernesta Grodnera staggering nie wynika bezpośrednio z chiralności, a z dodatkowych symetrii układów chiralnych
- 1. Czy chiralność jest warunkiem koniecznym występowania ”symptomów chiralności"?
  Nie znamy (jeszcze) odpowiedzi na to pytanie!
- Jakie są warunki dostateczne występowania ”symptomów chiralności"?
  Podamy warunki dostateczne!

Symptomy chiralności

Własności jąder uważane za objawy chiralności (”symptomy chiralności"):

- Prawie zdegenerowane dublety pasm rotacyjnych o $\Delta I = 1$ i tej samej parzystości (chiralne pasma partnerskie — chiral partner bands)
- Podobne własności elektromagnetyczne pasm (momenty, prawdopodobieństwa przejść)
- Oscylacje (staggering) wartości prawdopodobieństw przejść M1 i E2 o $\Delta I = 1$ wewnątrz pasm (intra-band) i pomiędzy pasmami (inter-band)
- Ale: wg. Ernesta Grodnera staggering nie wynika bezpośrednio z chiralności, a z dodatkowych symetrii układów chiralnych
- 1. Czy chiralność jest warunkiem koniecznym występowania ”symptomów chiralności"?
  Nie znamy (jeszcze) odpowiedzi na to pytanie!
- Jakie są warunki dostateczne występowania ”symptomów chiralności"?
  Podamy warunki dostateczne!

Model sprzężenia rdzeń-cząstka-dziura

- Hamiltonian mikroskopowy:

$$\hat{H} = \sum_{\tau,\xi} \varepsilon_\tau(\xi) a^\dagger_{\tau\xi m_\xi} a_{\tau\xi m_\xi} - \tfrac{1}{2}\chi \hat{Q}^\dagger \cdot \hat{Q}$$

gdzie $\tau = \pi$ (proton), ν (neutron); orbital jednocząstkowy $\xi = n_\xi l_{j_\xi}$; jednocząstowy moment kwadrupolowy q_τ; masowy moment kwadrupolowy

$$\hat{Q}_M = \frac{1}{\sqrt{5}} \sum_{\tau=\pi,\nu} \sum_{\xi,\xi'} \langle \tau\xi \| q_\tau \| \tau\xi' \rangle [a^\dagger_{\tau\xi} \times \tilde{a}_{\tau\xi'}]_{2M}$$

- Równania ruchu na operator pary cząstka-dziura $[a^\dagger_{\pi\rho} \times \tilde{a}_{\nu\sigma}]_{LM}$ z komutatora: $[\hat{H}, [a^\dagger_{\pi\rho} \times \tilde{a}_{\nu\sigma}]_{LM}] =$
- Rozłożenie jądra nieparzysto-nieparzystego (Z, N) na układ trzech ciał (linearyzacja równań ruchu):
  - parzysto-parzysty rdzeń $(Z-1, N+1)$
  - nieparzysty proton π
  - nieparzystą dziurę neutronową ν^{-1}

Model sprzężenia rdzeń-cząstka-dziura

- Stany jądra nieparzysto-nieparzystego:

$$|Z, N; I_i M\rangle = \sum_{\rho,\sigma} \sum_{L,R,r} U_{Ii}(\rho, \sigma, L, R, r) \left[\left[a^\dagger_{\pi\rho} \times \tilde{a}_{\nu\sigma} \right]_L \times |Z-1, N+1; R_r\rangle \right]_{IM}$$

- Równania na amplitudy $U_{Ii}(\rho, \sigma, L, R, r) = \langle Z, N; I_i \| \left[a^\dagger_{\pi\rho} \times \tilde{a}_{\nu\sigma} \right]_L \| Z-1, N+1; R_r\rangle / \sqrt{2I+1}$ są postaci:

$$\sum_{\rho',\sigma',L',R',r'} \mathcal{H}(\rho, \sigma, L, R, r | \rho', \sigma', L', R', r') U_{Ii}(\rho', \sigma', L', R', r') = \mathcal{E}_{Ii} U_{Ii}(\rho, \sigma, L, R, r)$$

Model sprzężenia rdzeń-cząstka-dziura

Macierz Hamiltonianu:

$$
\begin{aligned}
&\mathcal{H}_I(\rho,\sigma,L,R,r|\rho',\sigma',L',R',r') \\
&= \left(E(R_r)+\varepsilon_\pi(\rho)-\varepsilon_\nu(\sigma)\right)\delta_{\rho\rho'}\delta_{\sigma\sigma'}\delta_{LL'}\delta_{RR'}\delta_{rr'} \\
&-\chi(-1)^{R+I}\sqrt{2L+1}\sqrt{2L'+1}\left\{\begin{array}{ccc} L' & 2 & L \\ R & I & R' \end{array}\right\}\langle R_r\|Q\|R'_{r'}\rangle \\
&\times\Bigg[(-1)^{j_\rho+j_\sigma}\left\{\begin{array}{ccc} j_{\rho'} & 2 & j_\rho \\ L & j_\sigma & L' \end{array}\right\}\langle\rho\|q_\pi\|\rho'\rangle\delta_{\sigma\sigma'} \\
&-(-1)^{j_\rho+j_{\sigma'}+L+L'}\left\{\begin{array}{ccc} j_{\sigma'} & 2 & j_\sigma \\ L & j_\rho & L' \end{array}\right\}\delta_{\rho\rho'}\langle\sigma\|q_\nu\|\sigma'\rangle\Bigg] \\
&+\chi(-1)^{j_{\rho'}+j_\sigma+L}\left\{\begin{array}{ccc} j_{\sigma'} & 2 & j_\sigma \\ j_\rho & L & j_{\rho'} \end{array}\right\} \\
&\times\delta_{LL'}\delta_{RR'}\delta_{rr'}\langle\rho\|q_\pi\|\rho'\rangle\langle\sigma\|q_\nu\|\sigma'\rangle,
\end{aligned}
$$

gdzie Q moment kwadrupolowy, a $E(R_r)$ poziomy energetyczne rdzenia

Hamiltonian Bohra

- Rdzeń jest obiektem opisywanym Hamiltonianem Bohra (dowolnej postaci)
- Stany rdzenia $|Z-1, N+1; R_r M_R\rangle$ są stanami własnymi Hamiltonianu Bohra
- Szczególna postać Hamiltonianu Bohra przyjęta w analizie:

$$
\begin{aligned}
&H(\beta,\gamma,\Omega) \\
&= -\frac{1}{2B_{\beta\beta}}\frac{1}{\beta^4}\frac{\partial}{\partial\beta}\left(\beta^4\frac{\partial}{\partial\beta}\right) - \frac{1}{2B(\gamma)}\frac{\Lambda^2(\gamma,\Omega)}{\beta^2} + V(\beta,\gamma)
\end{aligned}
$$

  - Zmienne kolektywne:
    - Parametry deformacji Bohra β i γ
    - Kąty Eulera Ω orientacji układu wewnętrznego względem układu laboratoryjnego

Hamiltonian Bohra

- Operator Casimira grupy SO(5):

$$\Lambda^2(\gamma,\Omega) = \frac{1}{\sin 3\gamma}\frac{\partial}{\partial\gamma}\left(\sin 3\gamma\frac{\partial}{\partial\gamma}\right) - \sum_{k=1}^{3}\frac{R_k^2(\Omega)}{\sin^2\left(\gamma - 2\pi k/3\right)}$$

  gdzie $R_k(\Omega)$ są składowymi wewnętrznymi (bezwymiarowego) operatora momentu pędu

- Potencjał kolektywny:

$$\begin{aligned} V(\beta,\gamma) &= \frac{1}{2}V_C\beta^2 + \left(G + h_1\cos 3\gamma + h_2(\cos^2 3\gamma - 1)^\kappa\right) \\ &\quad \times \left(\exp\left(-\beta^2/d^2\right) - 1\right) \end{aligned}$$

- Parametr masowy:

$$B(\gamma) = b_0 + b_1\cos 3\gamma$$

Hamiltonian Bohra

- Parametry potencjału (6):
  V_C, G, h_1, h_2, κ i d
- Parametry energii kinetycznej (3):
  b_0 and b_1 i $B_{\beta\beta}$
- Wybór parametrów:
  - Różne miękkości potencjału w γ: h_2 and κ
  - Różne asymetrie Hamiltonianu w γ: h_1 and b_1
  - Pozostałe takie, aby energia stanu 2_1^+, $E(2_1^+)$, zredukowane prawdopodobieństwo przejścia $B(\mathrm{E}2; 2_1^+ \to 0_1^+)$ i deformacja równowagi β_0 były bliskie wartościom: $E(2_1^+) = 354$ keV , $B(\mathrm{E}2; 2_1^+ \to 0_1^+) = 0.282\ e^2\mathrm{b}^2$ i $\beta_0 = 0.25$
    (dane doświadczalne dla ${}^{128}_{56}$Ba ($A = 128$, $Z - 1 = 56$))

Parzystość α rdzenia

- Laboratoryjne współrzędne kwadrupolowe są zdefiniowane przez $\beta,\ \gamma,\ \Omega$ w następujący sposób:

$$\alpha_\mu(\beta,\gamma,\Omega) = D^2_{\mu 0}(\Omega)\beta\cos\gamma + \frac{1}{\sqrt{2}}\left(D^2_{\mu 2}(\Omega) + D^2_{\mu -2}(\Omega)\right)\beta\sin\gamma$$

- Inwersja P_α w pięciowymiarowej przestrzeni współrzędnych α_μ (element grupy O(5)): $\alpha_{2\mu} \to -\alpha_{2\mu}$
- Możliwa realizacja inwersji w zmiennych wewnętrznych: $\gamma \to \gamma \pm \pi$.
- Jeżeli Hamiltonian Bohra jest niezmienniczy względem P_α, czyli $P_\alpha H P_\alpha = H$ stany rdzenia $|Z-1, N+1; R_r\rangle$ mają określoną parzystość α: $p_\alpha(R_r) = \pm 1$
  (w rachunkach wtedy, gdy $h_1 = b_1 = 0$)
- To nie jest parzystość fizyczna O(3)! Wszystkie stany rdzenia mają parzystość fizyczną dodatnią
- Elektryczny moment kwadrupolowy $M(\mathrm{E2}) \sim Q \sim \alpha$ niesie ujemną parzystość α. Stąd
  $\langle R_r \| Q \| R_r\rangle = 0, \langle R_r \| [[\alpha\times\alpha]_2\times\alpha]_0 \| R_r\rangle \sim \langle R_r \| \beta^3\cos 3\gamma \| R_r\rangle = 0$

Konfiguracje cząstkowo-dziurowe

- Bazy stanów protonu $\{\rho\} = \{n_\rho l_{j_\rho}\}$ i dziury neutronowej $\{\sigma^{-1}\} = \{n_\sigma l_{j_\sigma}^{-1}\}$ są ograniczone (powłoka walencyjna)
- W rachunkach założono, że obie bazy składają się z pojedyńczego orbitala
  - Orbital protonowy: $\pi 1 h_{11/2}$
  - Możliwe orbitale dziury neutronowej: $\nu 1 h_{11/2}^{-1}$ lub $\nu 1 g_{9/2}^{-1}$ lub $\nu 1 f_{7/2}^{-1}$
- Przypadek identycznych baz dla protonu i dziury neutronowej
  - Operacja $C_{\pi\nu}$ zamiany stanów:
    $\pi\rho \to \nu\rho^{-1}$ i $\nu\sigma^{-1} \to \pi\sigma$
  - Działanie na stany bazy jądra nieparzysto-nieparzystego

$$\begin{aligned} & C_{\pi\nu}|(\pi j_\rho \nu j_\sigma^{-1})LR_r; IM_I\rangle \\ &= (-1)^{j_\rho + j_\sigma - L}|(\pi j_\sigma \nu j_\rho^{-1})LR_r; IM_I\rangle \end{aligned}$$

Elementy macierzowe:

$$\mathcal{C}_{\pi\nu}(\rho', \sigma', L', R', r'|\rho, \sigma, L, R, r) = (-1)^{j_\rho + j_\sigma - L}\delta_{\rho'\sigma}\delta_{\sigma'\rho}\delta_{L'L}\delta_{R'R}\delta_{r'r}$$

Symetria kombinowana S

- Jeżeli
  - Rdzeń zachowuje symetrię P_α (rdzeń α-parzysty)
  - Powłoka walencyjna jest $C_{\pi\nu}$ symetryczna

  to

$$\mathcal{C}_{\pi\nu} P_\alpha \mathcal{H}_I P_\alpha \mathcal{C}_{\pi\nu} = \mathcal{H}_I$$

  czyli oddziałujący układ rdzeń-cząstka-dziura posiada symetrię kombinowaną

$$S = C_{\pi\nu} P_\alpha$$

- Wtedy stany jądra nieparzysto-nieparzystego $|Z, N; I_i M_I\rangle$ mają określoną parzystość kombinowaną $s = \pm 1$.
- Symetria A Hamamoto et al. jest szczególnym przypadkiem symetrii S (stosuje się tylko do klasycznego układu chiralnego — sztywny rdzeń, cząsta i dziura na tej samej zdeformowanej powłoce j)

Symetria S elektrycznego momentu kwadrupolowego

- Tylko część kolektywna operatora elektrycznego momentu kwadrupolowego $M(\mathrm{E2}) \sim Q$ niesie określoną (ujemną) parzystość kombinowaną $s = -1$.
  Całkowity elektryczny moment kwadrupolowy
  $$\mathcal{M}(\mathrm{E2}) = M(\mathrm{E2}) + e_\pi q_\pi - e_\nu q_\nu$$
  nie ma określonej parzystości kombinowanej, bo $e_\pi \neq e_\nu$!
- Ładunki efektywne używane w rachunkach:
  $e_\pi = e$, $e_\nu = 0$ (ładunki rzeczywiste)

Symetria S magnetycznego momentu dipolowego

- Operator dipolowego momentu magnetycznego

$$\mathcal{M}(\mathrm{M1}) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}}\mu_N[g_R\vec{R} + g_{\pi l}\vec{l}_\pi + g_{\pi s}\vec{s}_\pi + g_{\nu l}\vec{l}_\nu + g_{\nu s}\vec{s}_\nu]$$
$$= \sqrt{\frac{3}{4\pi}}\mu_N\{g_R\vec{I}$$
$$+(g_{\pi l} - g_R)\vec{l}_\pi + (g_{\nu l} - g_R)\vec{s}_\pi$$
$$+(g_{\nu l} - g_R)\vec{l}_\nu + (g_{\nu s} - g_R)\vec{s}_\nu\}$$

  składa się z części diagonalnej (moment magnetyczny) i części niediagonalnej (przejścia M1), która jest tylko w przybliżeniu *s*-nieparzysta

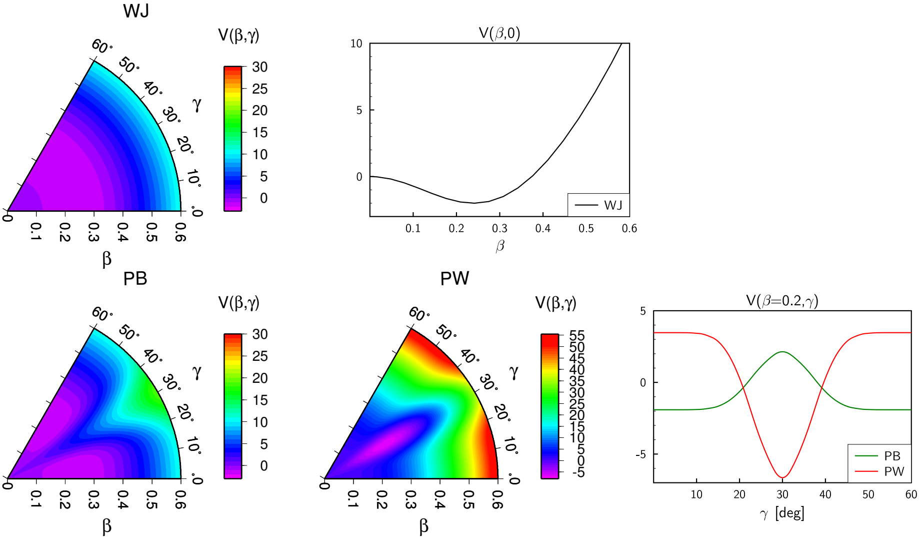
- Współczynniki giromagnetyczne używane w rachunkach:

$$g_{\pi l} - g_R = 0.56, \qquad g_{\nu l} - g_R = -0.44,$$
$$g_{\pi s} - g_R = 2.91, \qquad g_{\nu s} - g_R = -2.73.$$

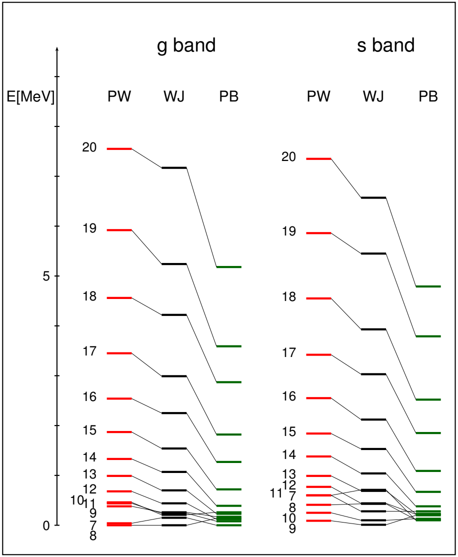
Dane

- Fikcyjne jądro $Z = 57,\ N = 71$ (^{128}La ?)
- Stała sprzężenia kwadrupolowego: $\chi = 40$MeV/b^2 (względnie duża wartość)
- Rdzenie α-symetryczne ($h_1 = 0$)
  - Rdzenie:
    - $h_2 = 20$ MeV [studnia potencjału (PW)],
    - $h_2 = -8$ MeV [bariera potencjału (PB)],
    - $h_2 = 0$ [potencjał Wiletsa-Jeana (WJ)]
  - Powłoki walencyjne:
    - Identyczne orbitale: $\pi 1h_{11/2}$, $\nu 1h^{-1}_{11/2}$ (symetria $C_{\pi\nu}$)
    - Różne orbitale: proton $\pi 1h_{11/2}$, neutron $\nu 1g^{-1}_{9/2}$ lub $\nu 1f^{-1}_{7/2}$ (brak symetrii $C_{\pi\nu}$)
- Rdzenie niesymetryczne ($h_2 = 0$)
  - Rdzenie:
    - $h_1 = 2$ MeV [$\langle\gamma\rangle \approx 21°$],
    - $h_1 = 8$ MeV [$\langle\gamma\rangle \approx 15°$]
  - Identyczne orbitale: $\pi 1h_{11/2}$, $\nu 1h^{-1}_{11/2}$ (symetria $C_{\pi\nu}$)

Potencjały kolektywne



Pasma partnerskie



Pasmo podstawowe (g) and boczne (s) w przypadku α-symetrycznych rdzeni i konfiguracji cząstka-dziura $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}^{-1}$

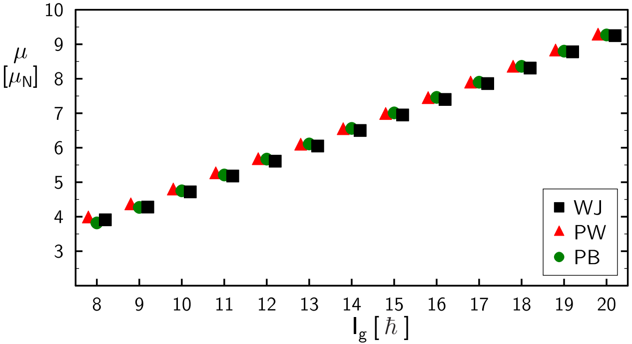
Pasma partnerskie

- Pasma partnerskie występują przy dowolnej sztywności rdzeni.
- ”Rozciągnięcie"(stretching) pasm rośnie wraz ze wzrostem sztywności potencjału w γ.
- Rozszczepienie pasm maleje wraz z wzrostem sztywności.
- Zdziwienie: dla bariery obraz podobny jak dla studni.

Pasma partnerskie

- Pasma partnerskie występują przy dowolnej sztywności rdzeni.
- ”Rozciągnięcie"(stretching) pasm rośnie wraz ze wzrostem sztywności potencjału w γ.
- Rozszczepienie pasm maleje wraz z wzrostem sztywności.
- Zdziwienie: dla bariery obraz podobny jak dla studni.

Magnetyczne momenty dipolowe

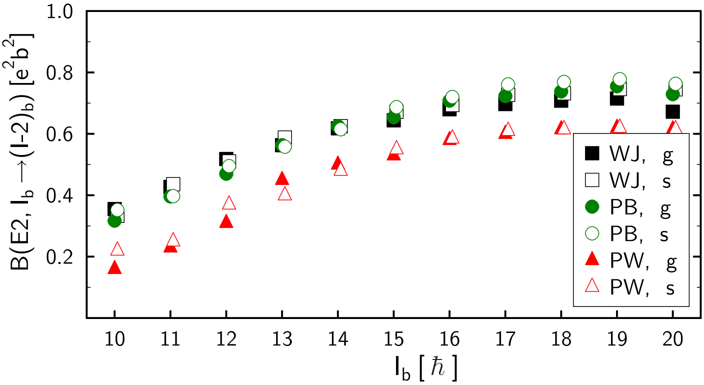


Rysunek: Magnetyczne momenty dipolowe $\mu(I_g)$ w paśmie podstawowym.

Momenty elektromagnetyczne

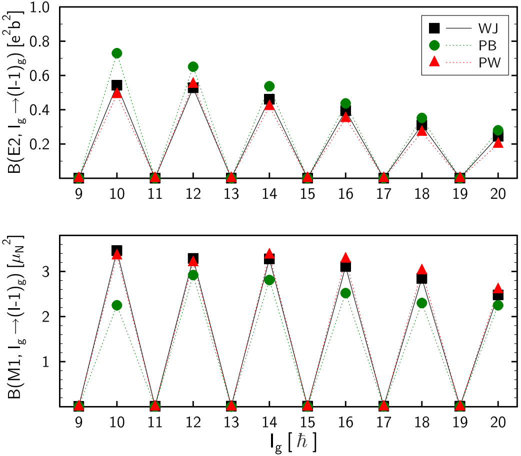
- Wartości magnetycznych momentów dipolowych w paśmie bocznym są dla danego spinu bliskie wartościom momentów w paśmie podstawowym.
- Wartości magnetycznych momentów dipolowych praktycznie nie zależą od sztywności rdzenia.
- Elektryczne momenty kwadrupolowe w obu pasmach są bliskie zeru dla dowolnego potencjału i dowolnego spinu (mniejsze od oszacowań jednocząstkowych dla danego spinu ($|Q| < 0.1eb$)).

Przejścia E2 z $\Delta I = 2$



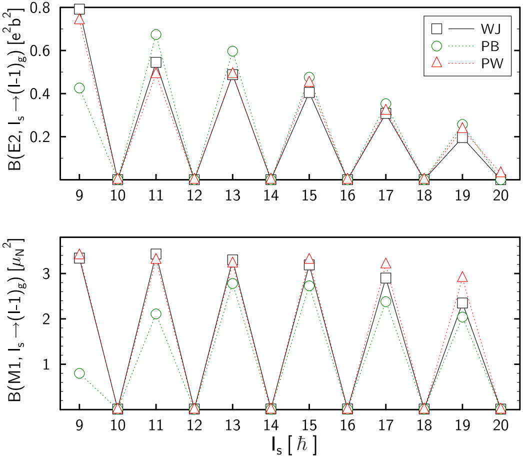
Rysunek: Zredukowane prawdopodobieństwa przejść $B(\mathrm{E2}; I_\mathrm{b} \rightarrow (I-2)_\mathrm{b})$ wewnątrz pasma podstawowego (b=g) i pasma bocznego (b=s).

Przejścia z $\Delta I = 1$ wewnątrz pasm



Rysunek: Zredukowane prawdopodobieństwa przejść E2 i M1 z $\Delta I = 1$ wewnątrzpasma podstawowego.

Przejścia z $\Delta I = 1$ pomiędzy pasmami



Rysunek: Zredukowane prawdopodobieństwa przejść E2 i M1 z $\Delta I = 1$ pomiędzy pasmami.

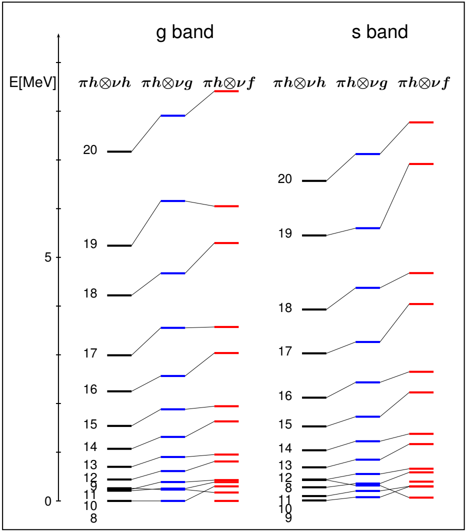
Rola symetrii *S*

- Układy rdzeń-cząstka-dziura o α-symetrycznym rdzeniu i symetrycznej konfiguracji cząstka-dziura przejawiają następujące cechy:
  - Dublety pasm rotacyjnych o podobnych własnościach elektromagnetycznych
  - Wartości prawdopodobieństw przejść E2 i M1 o $\Delta I = 1$ wykazują charakterystyczne oscylacje (staggering)
- Układy o symetrii *S* wykazują wszystkie symptomy chiralności

Rola symetrii *S*

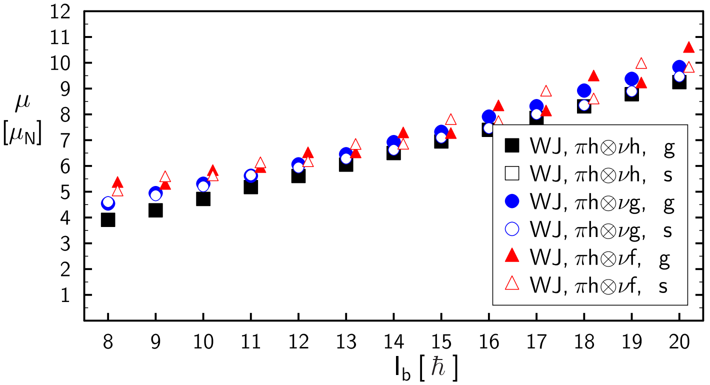
- Układy rdzeń-cząstka-dziura o α-symetrycznym rdzeniu i symetrycznej konfiguracji cząstka-dziura przejawiają następujące cechy:
  - Dublety pasm rotacyjnych o podobnych własnościach elektromagnetycznych
  - Wartości prawdopodobieństw przejść E2 i M1 o $\Delta I = 1$ wykazują charakterystyczne oscylacje (staggering)
- Układy o symetrii *S* wykazują wszystkie symptomy chiralności

Pasma partnerskie



Pasma podstawowe (g) i boczne (s) obliczone z rdzeniem WJ i konfiguracjach cząstka-dziura $\pi h_{11/2} \otimes \nu h^{-1}_{11/2}$, $\pi h_{11/2} \otimes \nu g^{-1}_{9/2}$ i $\pi h_{11/2} \otimes \nu f^{-1}_{7/2}$

Magnetyczne momenty dipolowe

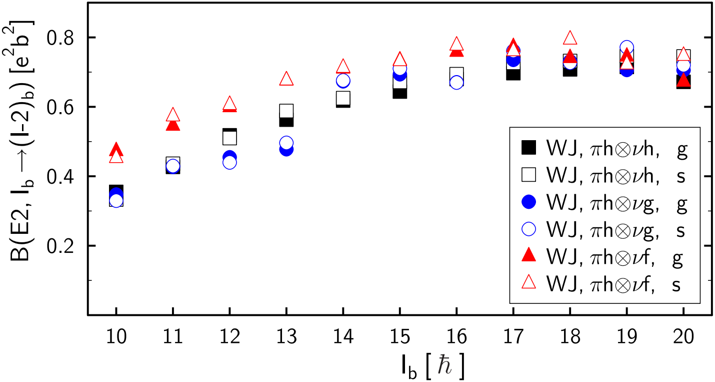


Rysunek: Magnetyczne momenty dipolowe $\mu(I_b)$ w paśmie podstawowym (b=g) i bocznym (b=s) przy różnych konfiguracjach cząstka-dziura.

Elektryczne momenty kwadrupolowe

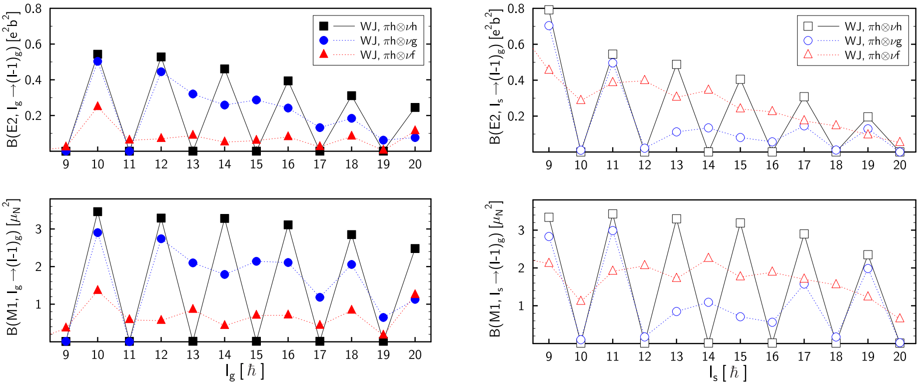
	I_b		$\pi h \otimes \nu h$	$\pi h \otimes \nu g$	$\pi h \otimes \nu f$
udział	8_g	$s = +1$	1.00	0.82	0.60
s-parzystości		$s = -1$	0.00	0.18	0.40
moment kwadrupolowy		$Q[eb]$	-0.014	-0.480	-0.852
udział	8_s	$s = +1$	0.00	0.28	0.49
s-parzystości		$s = -1$	1.00	0.72	0.51
moment kwadrupolowy		$Q[eb]$	0.019	-0.455	-0.721
udział	20_g	$s = +1$	1.00	0.96	0.30
s-parzystości		$s = -1$	0.00	0.04	0.70
moment kwadrupolowy		$Q[eb]$	-0.068	-0.082	-0.157
udział	20_s	$s = +1$	0.00	0.04	0.71
s-parzystości		$s = -1$	1.00	0.96	0.30
moment kwadrupolowy		$Q[eb]$	-0.063	-0.256	-0.506

Rozciągnięte ($\Delta I = 2$) przejścia E2



Rysunek: Zredukowane prawdopodobieństwa $B(\mathrm{E2}; I_\mathrm{b} \rightarrow (I-2)_\mathrm{b})$ rozciągniętych przejść E2 wewnątrz pasm podstawowego (b=g) i bocznego (b=s).

Przejścia E2 i M1 z $\Delta I = 1$



Rysunek: Zredukowane prawdopodobieństwa przejść E2 i M1 z $\Delta I = 1$ wewnną pasma g (lewy) i pomiędzy pasmami (prawy).

Skutki złamania symetrii proton-neutron

- Większe rozszczepienia pasm partnerskich.
- Magnetyczne momenty dipolowe mało zależą od konfiguracji i nadal mało różnią się pomiędzy pasmami.
- Elektryczne momenty kadrupolowe stają się względnie duże i przyjmują różne wartości w obu pasmach (skutek złamania symetrii S).
- Słaba zależność prawdopodobieństw rozciągniętych przejść E2 od konfiguracji cząstka-dziura i nadal małe różnice pomiędzy pasmami.
- Oscylacje (staggering) wartości B(E2) i B(M1) wewnątrz pasma i pomiędzy pasmami znacznie słabsze i nieregularne.

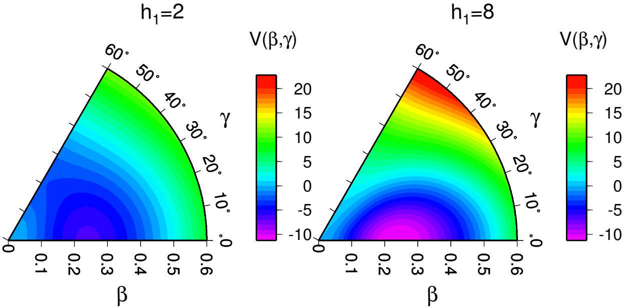
Na dwoje babka wróżyła: niektóre symptomy chiralności zanikają.

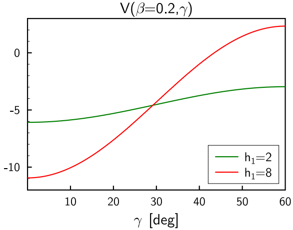
Skutki złamania symetrii proton-neutron

- Większe rozszczepienia pasm partnerskich.
- Magnetyczne momenty dipolowe mało zależą od konfiguracji i nadal mało różnią się pomiędzy pasmami.
- Elektryczne momenty kadrupolowe stają się względnie duże i przyjmują różne wartości w obu pasmach (skutek złamania symetrii S).
- Słaba zależność prawdopodobieństw rozciągniętych przejść E2 od konfiguracji cząstka-dziura i nadal małe różnice pomiędzy pasmami.
- Oscylacje (staggering) wartości B(E2) i B(M1) wewnątrz pasma i pomiędzy pasmami znacznie słabsze i nieregularne.

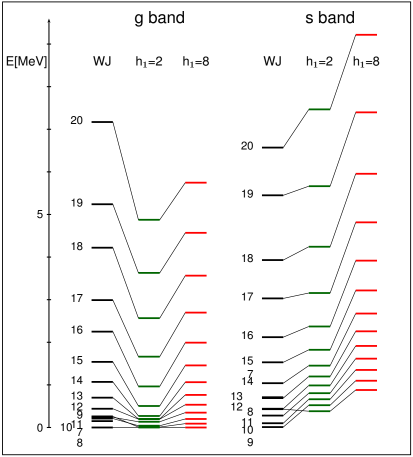
Na dwoje babka wróżyła: niektóre symptomy chiralności zanikają.

Niesymetryczne potencjały kolektywne rdzenia



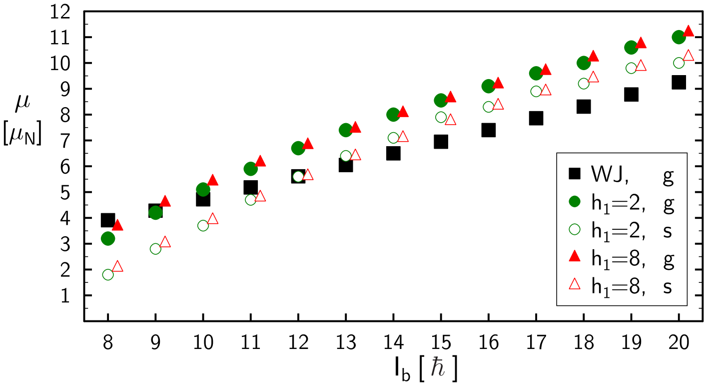


Pasma partnerskie



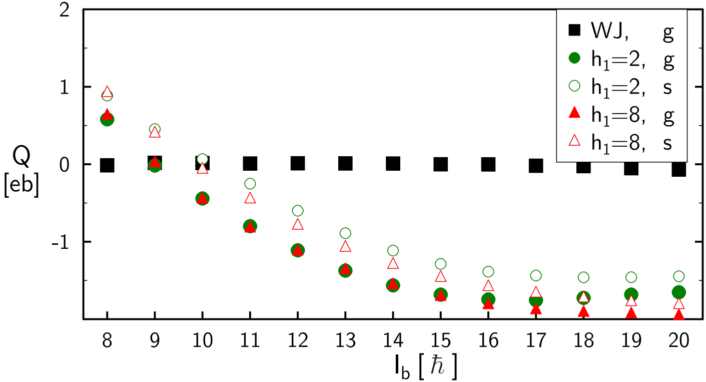
Pasma podstawowe (g) i boczne (s) przy rdzeniach α-niesymetrycznych i symetrycznej konfiguracji cząstka-dziura $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}^{-1}$

Magnetyczne momenty dipolowe



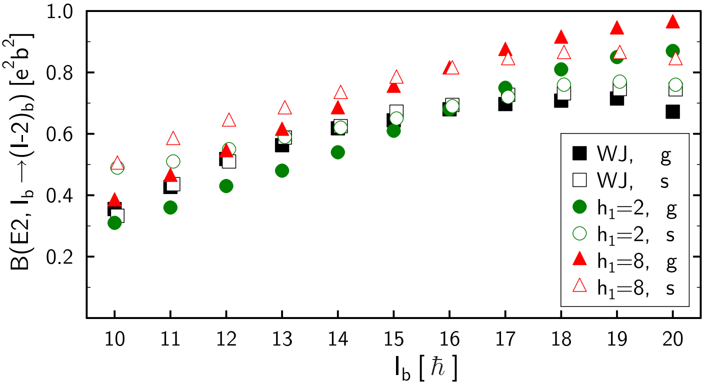
Rysunek: Magnetyczne momenty dipolowe $\mu(I_b)$ w pasmach: podstawowym (b=g) i bocznym (b=s) .

Elektryczne momenty kwadrupolowe



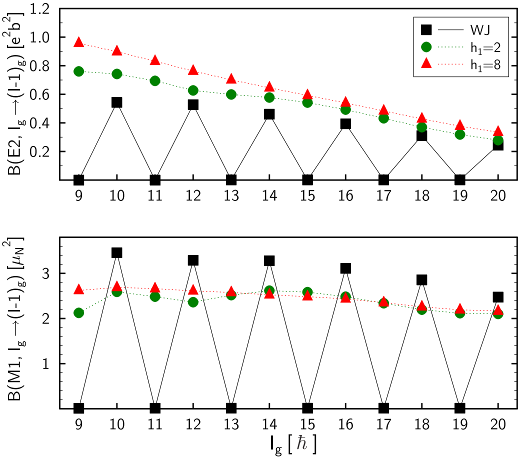
Rysunek: Elektryczne momenty kwadrupolowe $Q(I_b)$ w pasmach: podstawowym (b=g) i bocznym (b=s) .

Rozciągnięte przejścia E2



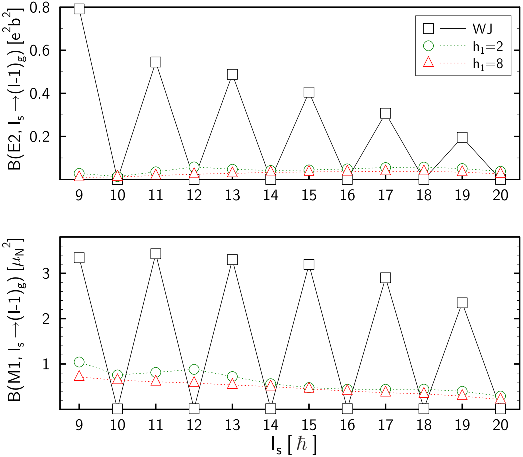
Rysunek: Zredukowane prawdopodobieństwa przejść $B(\mathrm{E2}; I_\mathrm{b} \rightarrow (I-2)_\mathrm{b})$ wewnątrz pasm podstawowego (b=g) i bocznego (b=s).

Przejścia E2 i M1 z $\Delta I = 1$ wewnątrz pasma podstawowego



Rysunek: Zredukowane prawdopodobieństwa przejść E2 i M1 z $\Delta I = 1$ wewnątrz pasma podstawowego.

Przejścia E2 i M1 z $\Delta I = 1$ pomiędzy pasmami



Rysunek: Zredukowane prawdopodobieństwa przejść E2 i M1 z $\Delta I = 1$ pomiędzy pasmami.

Skutki złamania symetrii P_α rdzenia

- Silne rozszczepienie pasm g i s (pasma partnerskie?).
- Nadal małe różnice magnetycznych momentów dipolowych pomiędzy pasmami.
- Duże wartości elektryczych momentów kwadrupolowych.
- Wyraźne różnice wartości Q w obu pasmach.
- Nadal niewielka zależność B(E2) z $\Delta I = 2$ od pasma.
- Zniknięcie oscylacji (staggering) w wartościach prawdopodobieństw przejść E2 i M1 z $\Delta I = 1$ wewnątrz pasm i pomiędzy pasmami nawet przy małej asymetrii α.
- Słabe przejścia E2 i M1 z $\Delta I = 1$ pomiędzy pasmami.

Dla rdzeni asymetrycznych symptomy chiralności zanikają.
Podobnie jest przy złamaniu α-symetrii kolektywnej energii kinetycznej rdzenia ($b_1 \neq 0$).

Skutki złamania symetrii P_α rdzenia

- Silne rozszczepienie pasm g i s (pasma partnerskie?).
- Nadal małe różnice magnetycznych momentów dipolowych pomiędzy pasmami.
- Duże wartości elektryczych momentów kwadrupolowych.
- Wyraźne różnice wartości Q w obu pasmach.
- Nadal niewielka zależność $B(\mathrm{E2})$ z $\Delta I = 2$ od pasma.
- Zniknięcie oscylacji (staggering) w wartościach prawdopodobieństw przejść E2 i M1 z $\Delta I = 1$ wewnątrz pasm i pomiędzy pasmami nawet przy małej asymetrii α.
- Słabe przejścia E2 i M1 z $\Delta I = 1$ pomiędzy pasmami.

Dla rdzeni asymetrycznych symptomy chiralności zanikają.
Podobnie jest przy złamaniu α-symetrii kolektywnej energii kinetycznej rdzenia ($b_1 \neq 0$).

Skutki złamania symetrii P_α rdzenia

- Silne rozszczepienie pasm g i s (pasma partnerskie?).
- Nadal małe różnice magnetycznych momentów dipolowych pomiędzy pasmami.
- Duże wartości elektryczych momentów kwadrupolowych.
- Wyraźne różnice wartości Q w obu pasmach.
- Nadal niewielka zależność $B(\mathrm{E2})$ z $\Delta I = 2$ od pasma.
- Zniknięcie oscylacji (staggering) w wartościach prawdopodobieństw przejść E2 i M1 z $\Delta I = 1$ wewnątrz pasm i pomiędzy pasmami nawet przy małej asymetrii α.
- Słabe przejścia E2 i M1 z $\Delta I = 1$ pomiędzy pasmami.

Dla rdzeni asymetrycznych symptomy chiralności zanikają.
Podobnie jest przy złamaniu α-symetrii kolektywnej energii kinetycznej rdzenia ($b_1 \neq 0$).

Podsumowanie

- Założenia
  - Model rdzeń-cząstka-dziura jądra nieparzysto-nieparzystego jest, jako układ trzech ciał, naturalnym kandydatem układu chiralnego
  - Wewnętrzny układ odniesienia jest zwykle używany do opisu rdzenia, ale...
  - Układ trzech ciał jest opisywany w laboratoryjnym układzie odniesienia
  - Żadne założenia o symetrii chiralnej nie są potrzebne i nie są czynione
- Wyniki
  - Dublety pasm rotacyjnych występują w każdym przypadku (stabilność $B(\mathrm{E2}; I \to I-2)$)
  - Warunkiem wystarczającym występowania symptomów chiralności jest symetria S układu rdzeń-cząstka-dziura
  - Cechą układu, która jest najbardziej czuła na łamanie symetrii S jest "staggering"
- Problemy
  - Czy układy o symetrii S to układy chiralne?
  - Aby odpowiedzieć na to pytanie należy obliczyć kąty pomiędzy wektorami momentu pęu $\vec{j_\pi}$, $\vec{j_\nu}$, $\vec{R}$, czyli wartości średnie iloczynów: $\vec{j_\pi} \cdot \vec{j_\nu}$, $\vec{j_\pi} \cdot \vec{R}$, $\vec{j_\nu} \cdot \vec{R}$ i $(\vec{j_\pi} \times \vec{j_\nu}) \cdot \vec{R}$
  - Wynik będzie pewno mało konkluzywny!

Podsumowanie

- Założenia
  - Model rdzeń-cząstka-dziura jądra nieparzysto-nieparzystego jest, jako układ trzech ciał, naturalnym kandydatem układu chiralnego
  - Wewnętrzny układ odniesienia jest zwykle używany do opisu rdzenia, ale...
  - Układ trzech ciał jest opisywany w laboratoryjnym układzie odniesienia
  - Żadne założenia o symetrii chiralnej nie są potrzebne i nie są czynione
- Wyniki
  - Dublety pasm rotacyjnych występują w każdym przypadku (stabilność $B(\mathrm{E2}; I \to I-2)$)
  - Warunkiem wystarczającym występowania symptomów chiralności jest symetria S układu rdzeń-cząstka-dziura
  - Cechą układu, która jest najbardziej czuła na łamanie symetrii S jest "staggering"
- Problemy
  - Czy układy o symetrii S to układy chiralne?
  - Aby odpowiedzieć na to pytanie należy obliczyć kąty pomiędzy wektorami momentu pęu $\vec{j_\pi}$, $\vec{j_\nu}$, $\vec{R}$, czyli wartości średnie iloczynów: $\vec{j_\pi} \cdot \vec{j_\nu}$, $\vec{j_\pi} \cdot \vec{R}$, $\vec{j_\nu} \cdot \vec{R}$ i $(\vec{j_\pi} \times \vec{j_\nu}) \cdot \vec{R}$
  - Wynik będzie pewno mało konkluzywny!

Podsumowanie

- Założenia
  - Model rdzeń-cząstka-dziura jądra nieparzysto-nieparzystego jest, jako układ trzech ciał, naturalnym kandydatem układu chiralnego
  - Wewnętrzny układ odniesienia jest zwykle używany do opisu rdzenia, ale...
  - Układ trzech ciał jest opisywany w laboratoryjnym układzie odniesienia
  - Żadne założenia o symetrii chiralnej nie są potrzebne i nie są czynione
- Wyniki
  - Dublety pasm rotacyjnych występują w każdym przypadku (stabilność $B(\mathrm{E2};I \to I-2)$)
  - Warunkiem wystarczającym występowania symptomów chiralności jest symetria S układu rdzeń-cząstka-dziura
  - Cechą układu, która jest najbardziej czuła na łamanie symetrii S jest "staggering"
- Problemy
  - Czy układy o symetrii S to układy chiralne?
  - Aby odpowiedzieć na to pytanie należy obliczyć kąty pomiędzy wektorami momentu pęu $\vec{j_\pi}$, $\vec{j_\nu}$, $\vec{R}$, czyli wartości średnie iloczynów: $\vec{j_\pi} \cdot \vec{j_\nu}$, $\vec{j_\pi} \cdot \vec{R}$, $\vec{j_\nu} \cdot \vec{R}$ i $(\vec{j_\pi} \times \vec{j_\nu}) \cdot \vec{R}$
  - Wynik będzie pewno mało konkluzywny!

Podsumowanie

- Założenia
  - Model rdzeń-cząstka-dziura jądra nieparzysto-nieparzystego jest, jako układ trzech ciał, naturalnym kandydatem układu chiralnego
  - Wewnętrzny układ odniesienia jest zwykle używany do opisu rdzenia, ale...
  - Układ trzech ciał jest opisywany w laboratoryjnym układzie odniesienia
  - Żadne założenia o symetrii chiralnej nie są potrzebne i nie są czynione
- Wyniki
  - Dublety pasm rotacyjnych występują w każdym przypadku (stabilność $B(\mathrm{E2}; I \rightarrow I-2)$)
  - Warunkiem wystarczającym występowania symptomów chiralności jest symetria S układu rdzeń-cząstka-dziura
  - Cechą układu, która jest najbardziej czuła na łamanie symetrii S jest "staggering"
- Problemy
  - Czy układy o symetrii S to układy chiralne?
  - Aby odpowiedzieć na to pytanie należy obliczyć kąty pomiędzy wektorami momentu pęu $\vec{j}_\pi$, $\vec{j}_\nu$, $\vec{R}$, czyli wartości średnie iloczynów: $\vec{j}_\pi \cdot \vec{j}_\nu$, $\vec{j}_\pi \cdot \vec{R}$, $\vec{j}_\nu \cdot \vec{R}$ i $(\vec{j}_\pi \times \vec{j}_\nu) \cdot \vec{R}$
  - Wynik będzie pewno mało konkluzywny!

Podsumowanie

- Założenia
  - Model rdzeń-cząstka-dziura jądra nieparzysto-nieparzystego jest, jako układ trzech ciał, naturalnym kandydatem układu chiralnego
  - Wewnętrzny układ odniesienia jest zwykle używany do opisu rdzenia, ale...
  - Układ trzech ciał jest opisywany w laboratoryjnym układzie odniesienia
  - Żadne założenia o symetrii chiralnej nie są potrzebne i nie są czynione
- Wyniki
  - Dublety pasm rotacyjnych występują w każdym przypadku (stabilność $B(\mathrm{E2}; I \to I-2)$)
  - Warunkiem wystarczającym występowania symptomów chiralności jest symetria S układu rdzeń-cząstka-dziura
  - Cechą układu, która jest najbardziej czuła na łamanie symetrii S jest "staggering"
- Problemy
  - Czy układy o symetrii S to układy chiralne?
  - Aby odpowiedzieć na to pytanie należy obliczyć kąty pomiędzy wektorami momentu pęu $\vec{j}_\pi$, $\vec{j}_\nu$, $\vec{R}$, czyli wartości średnie iloczynów: $\vec{j}_\pi \cdot \vec{j}_\nu$, $\vec{j}_\pi \cdot \vec{R}$, $\vec{j}_\nu \cdot \vec{R}$ i $(\vec{j}_\pi \times \vec{j}_\nu) \cdot \vec{R}$
  - Wynik będzie pewno mało konkluzywny!