

Wstęp do Fizyki Jądra Atomowego i cząstek elementarnych

VI. WZBUDZENIA JĄDER. Model powłokowy. Deformacje

Jan Królikowski

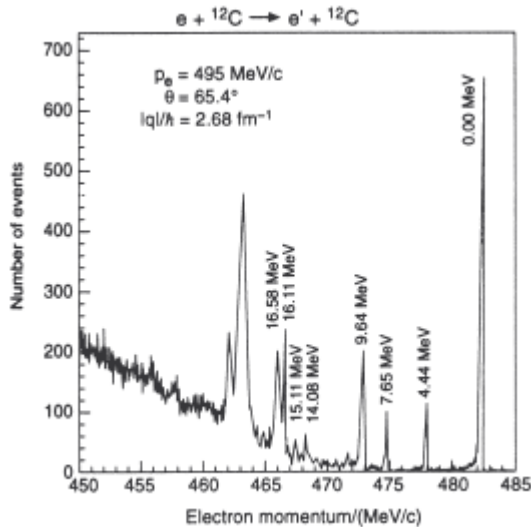
krolikow@fuw.edu.pl

pok. 123 w Pawilonie IPJ

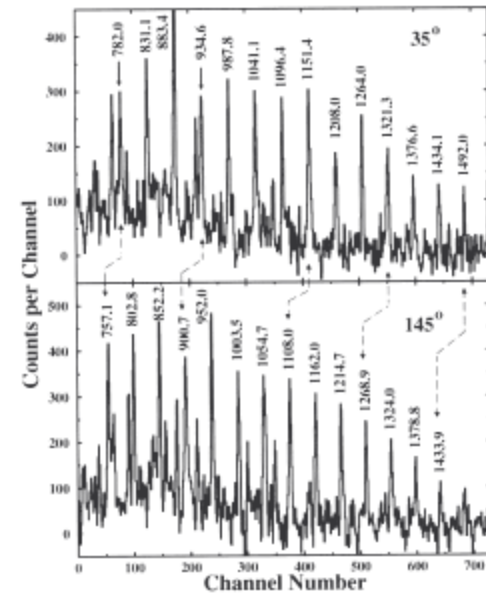
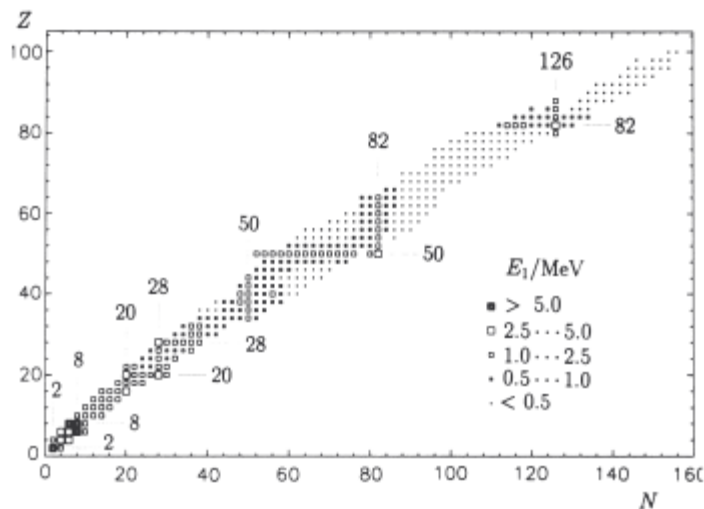
Obserwujemy złożone widma gamma

W różnych reakcjach jądrowych obserwujemy powstanie i deekscytację jąder wzbudzonych. Widać kolektywne deekscytacje jader np. widma rotacyjne i oscylacyjne.

Struktura poziomów energetycznych jest bardziej złożona niż dla widm atomowych.



Energia pierwszego stanu wzbudzonego



J. Królikowski: Wstęp do Fizyki Jądra i
Cząstek Elementarnych IIIr. ind.

Jądra magiczne

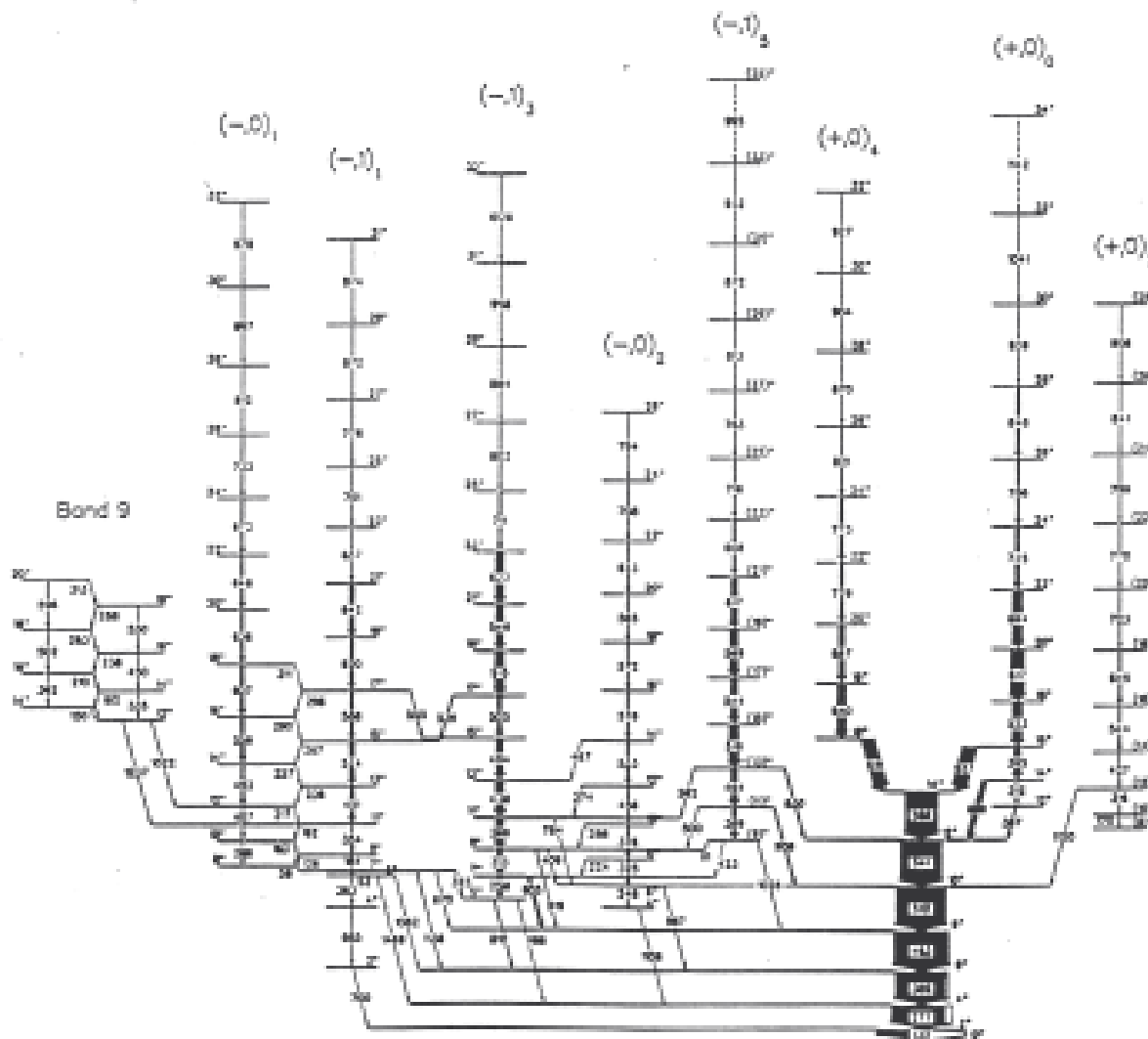
Obsadzenie poziomów/powłok:

- Pewne nukleidy (liczby nukleonów) są szczególnie stabilne

Liczby magiczne (nukleonów)

2,8,20,28,50,82,126

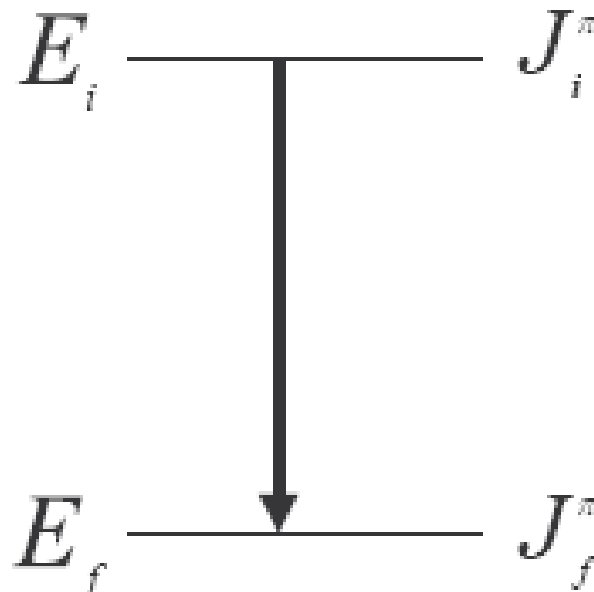
Trudno takie jądra wzbudzić, rozbić, wyciągnąć jeden nukleon,
mają one dużo stabilnych sąsiadów



Struktura stanów jądrowych może być bardzo złożona!

Przejścia gamma- reguły wyboru

Rozpady γ



E_i J_i^π

E_f J_f^π

$$E_\gamma = E_i - E_f$$
$$\mathbf{J}_i = \mathbf{J}_f + \mathbf{L}$$
$$|J_i - J_f| \leq L \leq J_i + J_f$$
$$\pi_i \pi_f = (-1)^L \Rightarrow EL$$
$$\pi_i \pi_f = (-1)^{L+1} \Rightarrow ML$$

Zachowanie momentu pędu

Przejścia Elektryczne - El

- dipolowe - E1
- kwadrupolowe - E2
- octupolowe - E3

Przejścia Magnetyczne - Ml

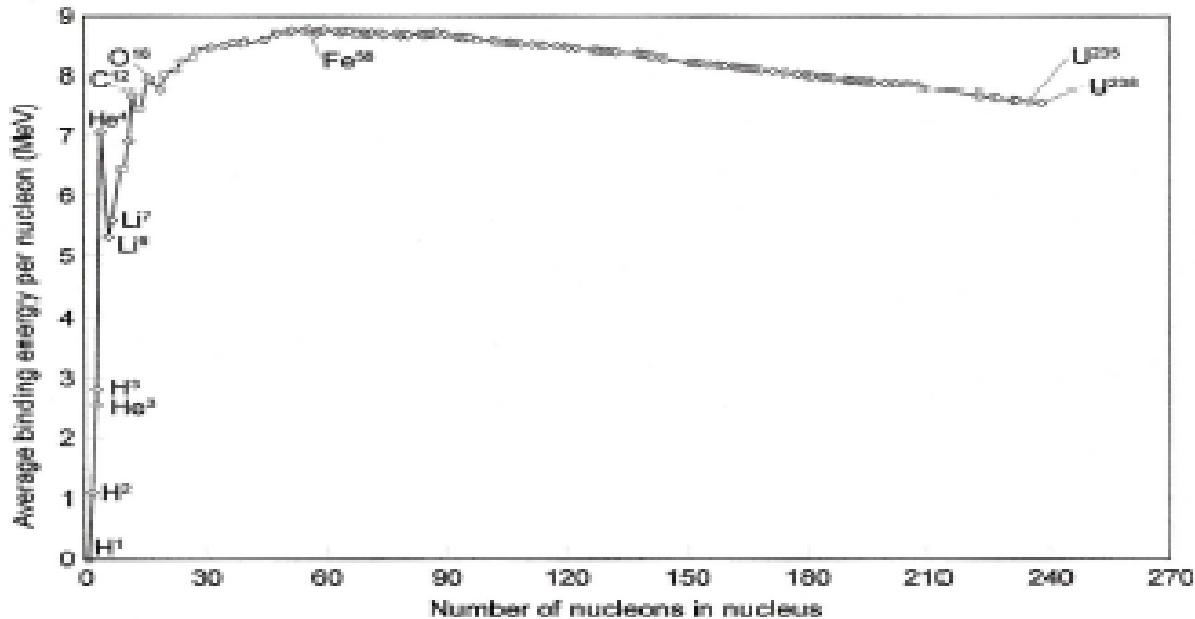
- dipolowe - M1
- kwadrupolowe - M2
- octupolowe - M3

Zachowanie całkowitego momentu pędu i parzystości decyduje, które polowości są możliwe w danym przejściu

Przy przejściu o polowości El gamma wnosi orbitalny moment pędu l a parzystość jądra zmienia się o czynnik $(-1)^l$

Przy przejściu o polowości Ml gamma wnosi orbitalny moment pędu l a parzystość jądra zmienia się o czynnik $(-1)^{l+1}$

Energia wiązania na nukleon B/A



Widać, że niektóre jadra mają energie wiązania wyższe niż jadra sąsiednie.

Analogia do atomów gazów szlachetnych mających zamknięte powłoki elektronowe.

Jądra „magiczne”



- Szczególnie duża energia wiązania
- Bardzo duży odstęp energetyczny między stanem podstawowym a pierwszym stanem wzbudzonym
- Analogia do gazów szlachetnych w tablicy Mendelejewa

Model powłokowy

Założenia podstawowe:

- Model jednocząstkowy: nukleon porusza się w polu średnim pozostałych nukleonów; zaniedbujemy inne oddziaływania między nukleonami.
- Istotną rolę odgrywa sprzężenie magnetyczne LS; słabe dla atomów ($\Delta E \approx 10^{-5}$) w jądrze bardzo ważne.

Sukcesy MP dla jader blisko jader magicznych.

Dla jader z wieloma nukleonami poza zamkniętymi powłokami trzeba uwzględnić (reszkowe) oddz. między nukleonowe

Trochę formalizmu

Funkcja falowa pojedynczego nukleonu będzie miał postać:

$$\Psi(r, \vartheta, \varphi) = R_{nl}(r) \cdot Y_l^m(\vartheta, \varphi)$$

Dla sferycznie symetrycznych potencjałów :

$$nl \begin{cases} n = 1, 2, 3, \dots & \text{Główna liczba kwantowa} \\ l = s, p, d, f, \dots & \text{Orbitalny moment pędu} \end{cases}$$

Stany własne energii nie zależą od $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$

Zatem mamy $2l+1$ krotną degenerację stanów nl . Biorąc pod uwagę spin $\frac{1}{2}$ nukleonów (dwa możliwe kierunki) degeneracja ta jest $2(2l+1)$

Parzystość – dana przez $Y_l^m(\vartheta, \varphi)$ wynosi $(-1)^l$

Dla $A < 7$ rozkład gęstości materii jądrowej jest dobrze opisywany rozkładem gaussa. Potencjał jądrowy może być przybliżony poprzez potencjał oscylatora harmonicznego. Rozwiązanie równania Schrodingera wyraża się poprzez rozwiązania dla trójwymiarowego

Trochę formalizmu cd.

$$E_{\text{osc. harm}} = \left(N + \frac{3}{2}\right) \cdot \hbar \omega = \left(N_x + N_y + N_z + \frac{3}{2}\right) \cdot \hbar \omega$$

Gdzie związek pomiędzy N i n oraz l

$$N = 2(n-1) + l$$

Składnik $2(n-1)$ jest zawsze parzysty, zatem gdy

N – nieparzyste $\Rightarrow l$ – nieparzyste

N – parzyste $\Rightarrow l$ – parzyste

Dla ciężkich jąder przyjmujemy potencjał Saxona-Woods

$$V(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp((r - R)/a)}$$

Teraz rozwiązania równania Schrodingera nie wykazują degeneracji w nl (energia stanu zależy od nl)

Trochę formalizmu cd.

$$N = 2(n-1) + l$$

$$n = 1, \dots$$

$$l = s, p, d, f, \dots$$

N	0	1	2	2	3	3	4	4
nl	1s	1p	1d	2s	1f	2p	1g	2d
degeneracja	2	6	10	2	14	6	18	10
# stanów o $E \leq E_{nl}$	2 *	8 *	18	20 *	34	40	58	68

Już niektóre liczby magiczne się zgadzają...

Aby otrzymać lepszą zgodność należy uwzględnić zależność sił jądrowych od całkowitego momentu pędu.

Wybór potencjału

Zamknięte powłoki: POTENCJAŁ STUDNI PROSTOKĄTNEJ

$$\frac{d^2}{dr^2}R_{nl} + \frac{2M}{\hbar^2} \left(E_{nl} - V(r) - \frac{l(l+1)\hbar^2}{2Mr^2} \right) R_{nl} = 0$$

Zamknięte powłoki =
liczby magiczne

	Occupation		E_{nl}
1g	18		66.96
2p	6		59.68
1f	14		48.83
2s	2		39.48
1d	10		33.21
1p	6		20.14
1s	2		9.87

Zamknięte powłoki: POTENCJAŁ OSCYLATORA HARMONICZNEGO

$$V(r) = -U + \frac{1}{2} M \omega_0^2 r^2$$

Zamknięte powłoki =
liczby magiczne

	Occupation	Total	E_{nl}
1i, 2g, 3d, 4s			
1h, 2f, 3p	42		13/2
1g, 2d, 3s	30		1 1/2
1f, 2p	20		9/2
1d, 2s	12		7/2
1p	6		5/2
1s	2		3/2

Zamknięte powłoki: POTENCJAŁ Woodsa - Saxona

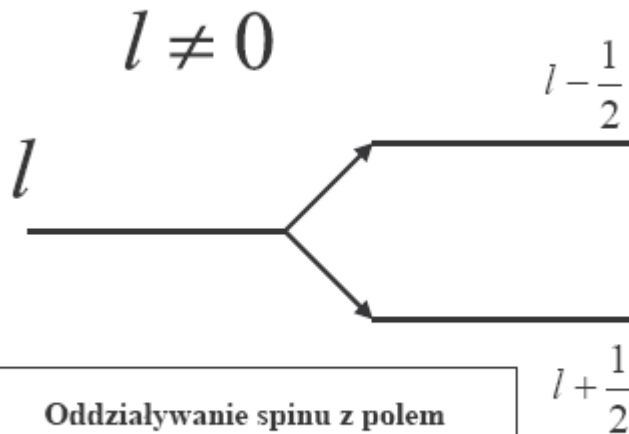
$$V(r) = \frac{V_0}{1 + \exp\left\{\frac{r-R}{a}\right\}}$$

Zamknięte powłoki =
liczby magiczne

	Occupation	Total	E_{nl}
1i, 2g, 3d, 4s	56		15/2
1h, 2f, 3p	42		13/2
1g, 2d, 3s	30		1 1/2
1f, 2p	20		9/2
1d, 2s	12		7/2
1p	6		5/2
1s,	2		3/2

Oddziaływanie spin-orbita

Znaczenie oddziaływania LS



Oddziaływanie spinu z polem magnetycznym ruchu orbitalnego (słabe dla elektronów, teraz ważne!)

Obliczanie oddziaływania LS

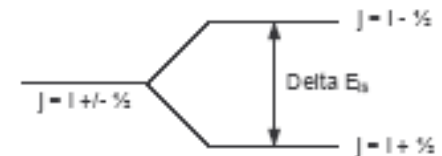
$$V'(r) \rightarrow V(r) + V_{ls} \frac{\langle ls \rangle}{\hbar^2}$$

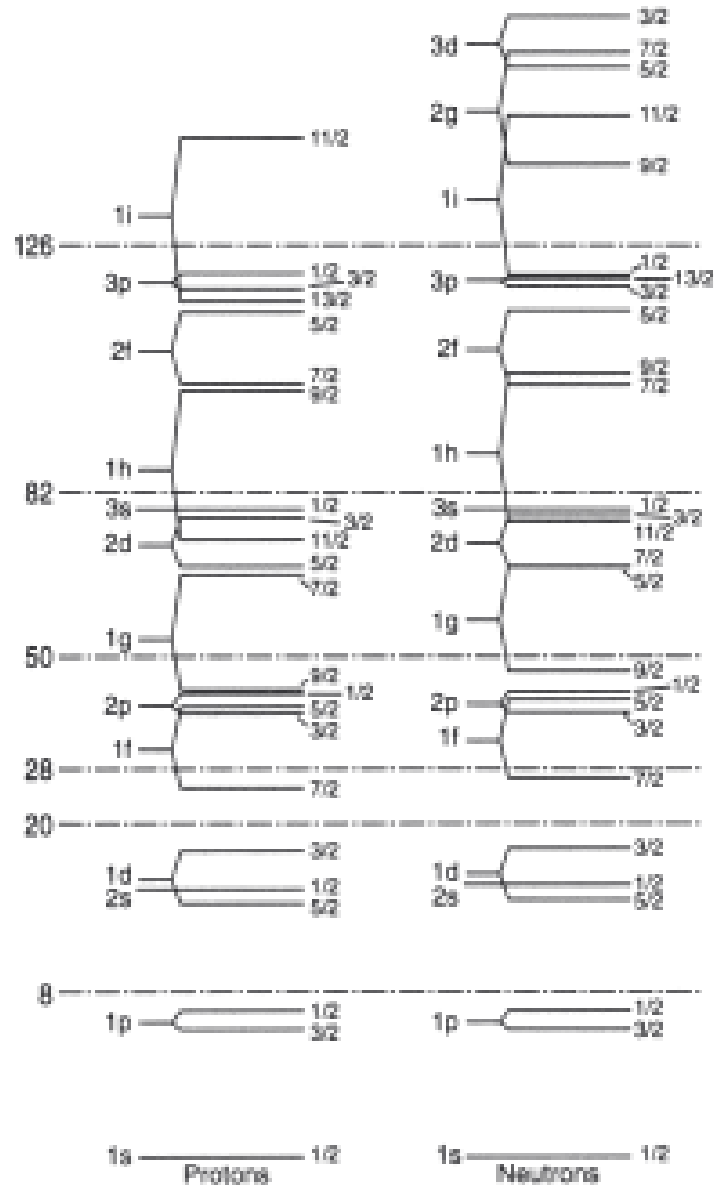
Potencjał niecentralny

$$\frac{\langle ls \rangle}{\hbar^2} = \frac{j(j+1) - l(l+1) - s(s+1)}{2} = \begin{cases} \frac{l}{2} \leftarrow j = l + \frac{1}{2} \\ -\frac{(l+1)}{2} \leftarrow j = l - \frac{1}{2} \end{cases}$$

Rozszczepienie poziomów energetycznych

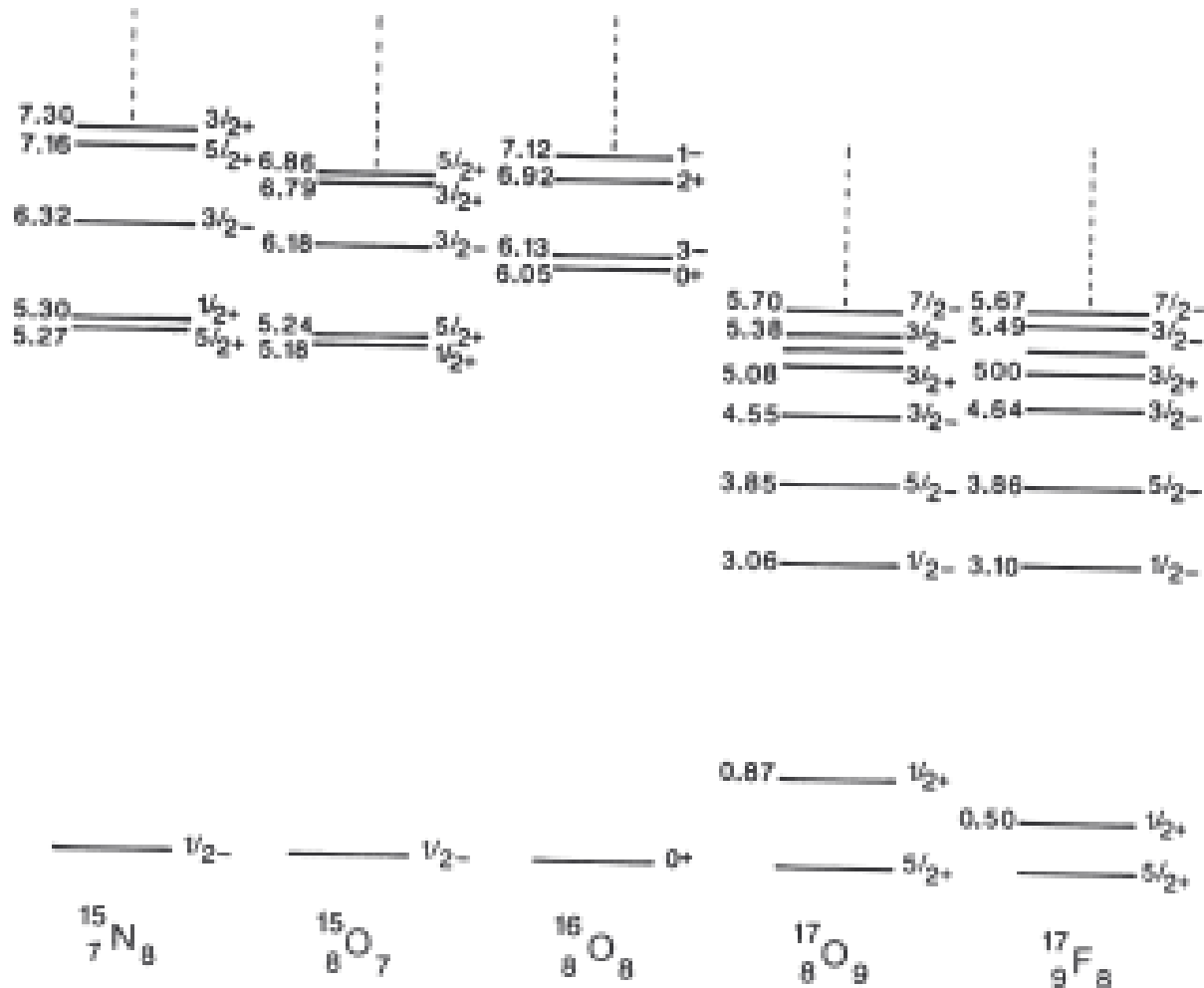
$$\Delta E_{ls} = \frac{2l+1}{2} \langle V_{ls}(r) \rangle$$



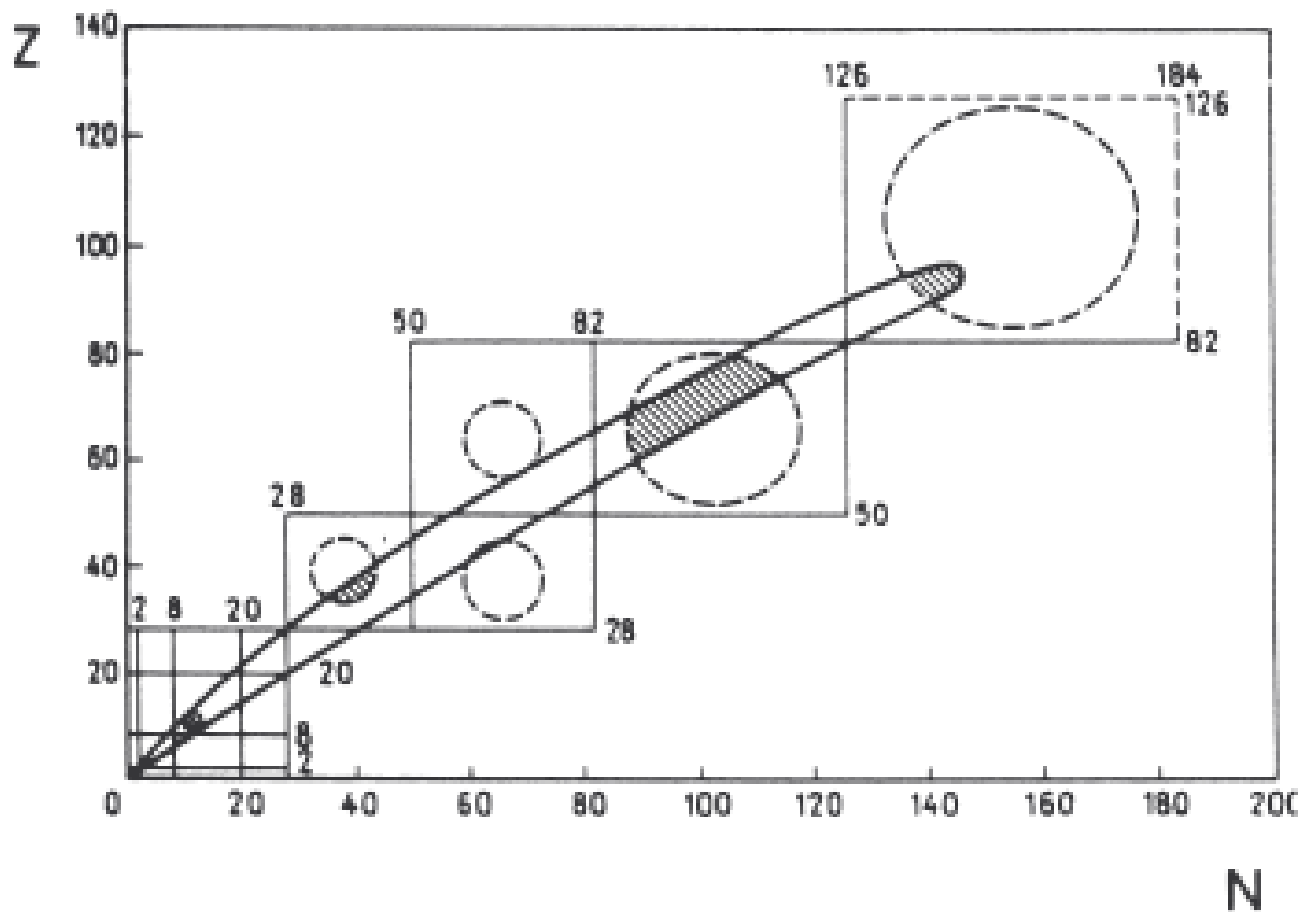


Schemat poziomów w modelu powłokowym

Interpretacja spinów i parzystości



Jądra zdeformowane i super zdeformowane



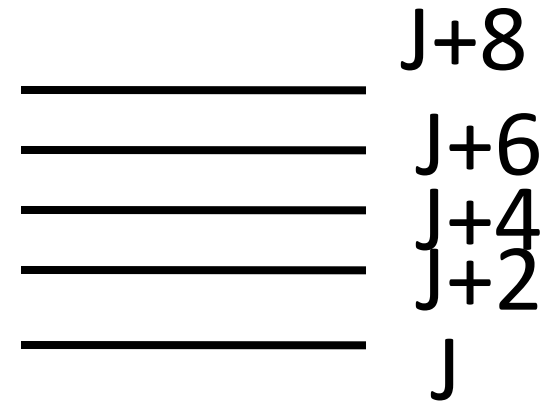
Modele złożone

uwzględniają strukturę powłokową, efekty parowania i klastrowania nukleonów, zjawiska kolektywne takie jak oscylacje i rotacje całych jader oraz gigantyczny rezonans dipolowy.

Obliczenia są bardzo czasochłonne.

Energia kwantowych rotatorów

Równoodległe poziomy energetyczne, zależne od momentu pędu i momentu bezwładności jądra.



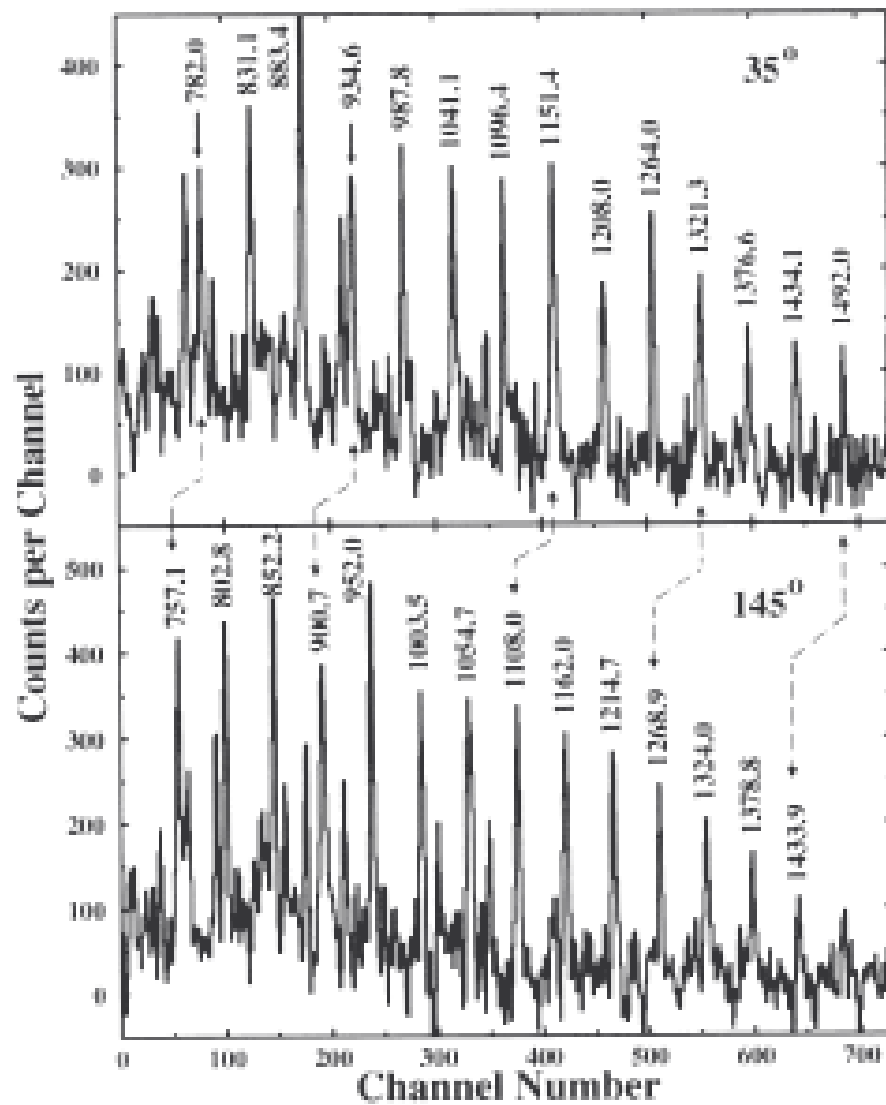
$$E_{\text{rot}}(J) = \frac{L^2}{2\mathfrak{I}} = \frac{\hbar^2 J(J+1)}{2\mathfrak{I}}$$

J parzyste bo symetria obrotowa

$$E_{\gamma}^{J+2 \rightarrow J} = E_{\text{rot}}(J+2) - E_{\text{rot}}(J) = \frac{\hbar^2(4J+6)}{2\mathfrak{I}}$$

$$\Delta E_{\gamma} = E_{\gamma}^{J+4 \rightarrow J+2} - E_{\gamma}^{J+2 \rightarrow J} = \frac{4\hbar^2}{\mathfrak{I}}$$

Stosunek pólosi 2:1



Wzbudzanie obrotów jąder

może nastąpić np. w wyniku peryferycznego zderzenia dwóch ciężkich jąder.

Nuklidy: stabilne, znane, nieznanne

