

Lucjan JARCZYK, Edward KWASNIEWICZ

## PIĘCIONUKLEONOWE AMPLITUDY SPEKTROSKOPOWE DLA JĄDER Z POWŁOKI 1p

**Streszczenie.** W pracy omówiono metodę obliczania pięcionukleonowych amplitud spektroskopowych dla lekkich jąder ( $A \leq 16$ ) w stanach o konfiguracji  $(1s)^4(1p)^{A-4}$ . Funkcje falowe jąder oraz pięcionukleonowe współczynniki genealogiczne są niezbędnymi elementami wzoru na pięcionukleonowe amplitudy spektroskopowe.

W przykładzie analizy metodą DWBA rozkładów kątowych reakcji  $^{12}\text{C}(p, ^6\text{Li}) ^7\text{Be}$  ( $E = 51,9$  MeV) zastosowano wyliczone przez autorów pracy pięcionukleonowe amplitudy spektroskopowe.

Z obliczeń DWBA wynika, że proces pięcionukleonowego przekazu  $^5\text{He}$  wprost jest dominującym, lecz nie jedynym procesem w mechanizmie reakcji  $^{12}\text{C}(p, ^6\text{Li}) ^7\text{Be}$ .

### 1. WSTĘP

W fizyce jądrowej niskich energii jest nadal wiele nie rozwiązanych problemów. Do takich w pierwszym rzędzie zaliczają się zagadnienia mechanizmu reakcji i struktury jąder [1-3]. W szczególności ciągle aktualne są badania klasteryzacji jąder, których celem jest wyjaśnienie problemu występowania w jądrach silnie skorelowanych grup nukleonów, zwanych klastrami, o własnościach lekkich jąder takich, jak np.: deuter, tryt, cząstka alfa, ... [1-3].

Budowa jąder, w której w szczególności odzwierciedla się struktura klastrowa, silnie wpływa na mechanizm reakcji jądrowych. Dlatego jedną z podstawowych metod badania efektów klastrowych w jądrach są reakcje jądrowe. Spośród wielu typów reakcji jądrowych do badania klasteryzacji jąder dobrze nadają się reakcje przekazu.

Do tej pory ograniczano się do badań reakcji przekazu nie więcej niż czteronukleonowego. Z analizy obszernego materiału eksperymentalnego, a w szczególności z analizy charakterystyk rozkładów kątowych produktów reakcji wynika, że w jądrach - szczególnie w lekkich - występują klastry deuterowe, trytowe i alifowe np. [4-7].

Ostatnio coraz częściej pojawia się pytanie, czy w jądrach mogą występować klastry więcej niż czteronukleonowe? Dlatego w ostatnich latach przeprowadzono szereg eksperymentów dotyczących reakcji wielonukleonowego przekazu z lekkimi jądrami z powłoki 1p. [np. 8-11]. W szczególności na uwagę zasługują prace na temat reakcji przekazu pięcionukleonowego [12-20].

Dotychczasowe próby teoretycznego wyjaśnienia mechanizmu tych reakcji są niezadowalające. Ich zasadniczą wadą są daleko idące uproszczenia, z ko-

nieczności usprawnieniowe nieznanymi amplitudami spektroskopowymi np. [14-16]. Nie poparta dobrą znajomością amplitud spektroskopowych analiza mechanizmu reakcji przekazu nie może być wystarczającym źródłem informacji o klasteryzacji jąder oraz w nie mniejszym stopniu o mechanizmie reakcji. Wynika to z roli amplitud spektroskopowych w badaniach mechanizmu reakcji wprost; np. [23]. Są one bowiem miarą klasteryzacji jąder, z którą bezpośrednio wiąże się prawdopodobieństwo występowania w jądrze określonej struktury klastrowej, a w zastosowaniu do opisu mechanizmu reakcji wprost mają istotny wpływ na kształt i normalizację teoretycznych przekrojów różniczkowych reakcji [24-27, 23].

W pracy poruszane jest zagadnienie pięcionukleonowej klasteryzacji lekkich jąder. Jej zasadnicza część dotyczy pięcionukleonowych amplitud spektroskopowych. Wyprowadzone wzory pozwalają obliczać te wielkości dla praktycznie wszystkich możliwych wariantów reakcji pięcionukleonowego przekazu z lekkimi jądrami z powłoki 1p.

Jako przykład zastosowanie - wyliczonych omówioną przez autorów pracy metodą - amplitud spektroskopowych, przeprowadzono analizę mechanizmu reakcji  $^{12}\text{C}(p, ^6\text{Li})^7\text{Be}$  metodą DWBA.

## 2. TEORIA

### 2.1. Definicja amplitud spektroskopowych

Amplituda spektroskopowa jest miarą podziału jądra A na strukturę klastrową złożoną z dwóch jąder, rdzenia B i klastra C. Definiuje się ją jako całkę nakrywania się funkcji falowej jądra A z funkcją falową struktury klastrowej, złożonej z jąder B i C w określonym stanie  $\chi$  ruchu względnego, razy czynnik  $\binom{A}{C}^{1/2}$  [24-27]. Czynnik ten określa liczbę równoważnych sposobów wydzielenia z danego jądra A nukleonów formujących klastrową C. Wynika on z procedury antysymetryzacji funkcji falowych w kanale wejściowym i kanale wyjściowym reakcji, która zakłada pominięcie w formfaktora DWBA wszystkich członów oprócz członu prostego [24, 28]. Analitycznie definicję amplitudy spektroskopowej można zapisać następująco [24-27]:

$$S_{A(B,C)}^{nLJ} = \binom{A}{C}^{1/2} \langle \Phi_{E_A J_A T_A}^A | (\Phi_{E_B J_B T_B}^B \times (\varphi_{nL}(\vec{R}_{B,C}) \times \Phi_{E_C J_C T_C}^C)^J \rangle_{J_A}, \quad (1)$$

gdzie  $\Phi_{E_X J_X T_X}^X$  ( $X=A, B$  lub  $C$ ) jest całkowicie antysymetryczną funkcją falową jądra  $X$ .  $E_X, J_X, T_X$  określa energię, spin i izospin rozważanego stanu jądra  $X$ . Funkcje falowe  $\Phi_X$ , zwane realistycznymi wewnętrznymi funkcjami jąder, zależą od względnych współrzędnych przestrzennych oraz współrzędnych izospinowych i spinowych nukleonów tworzących dane jądro. Funkcja falowa

$\varphi_{nL}(\vec{R}_{B,C})$  charakteryzowana przez liczbę węzłów  $n$  i kręt  $L$  opisuje ruch względny jąder  $B$  i  $C$ , których względne położenie środków mas określa wektor  $\vec{R}_{B,C}$ .

Czytając wzór (1) należy mieć na uwadze to, że w praktyce realistyczne, wewnętrzne funkcje falowe  $\Phi^X$  przybliża się funkcjami modelowymi. Stąd też w dalszej części artykułu omawiane są amplitudy modelowe, wyliczone w oparciu o funkcje falowe modelowe.

## 2.2. Podstawy teorii spektroskopowych

W różnych zastosowaniach o wiele łatwiej jest posługiwać się funkcjami falowymi modelu powłokowego  $\Psi_{E_X J_X T_X}^X$  niż korespondującymi z nimi wewnętrznymi funkcjami falowymi  $\Phi_{E_X J_X T_X}^X$ . Dlatego zasadniczym celem tego paragrafu jest przekształcenie wzoru (1) do postaci wyrażającej się przez funkcje falowe modelu powłokowego  $\Psi_{E_X J_X T_X}^X$ . Te ostatnie są kombinacją liniową odpowiednio zantysymetryzowanych iloczynów jednonukleonowych funkcji falowych  $X$  nukleonów obsadzających kolejne poziomy modelu powłokowego. Funkcje jednonukleonowe otrzymuje się w wyniku rozwiązania równania Schrödingera dla indywidualnych nukleonów w polu uśrednionego potencjału jądrowego, wytworzonego przez pozostałe nukleony jądra, o którym zakładamy, że ma symetrię sferyczną.

Tak skonstruowane funkcje falowe  $\Psi_{E_X J_X T_X}^X$  zależą od  $3X$  współrzędnych przestrzennych. Ponieważ do opisu względnego ruchu  $X$  nukleonów wystarczy  $3(X-1)$  współrzędnych przestrzennych, funkcje  $\Psi_{E_X J_X T_X}^X$  mają o  $3$  współrzędne przestrzenne więcej niż funkcje  $\Phi_{E_X J_X T_X}^X$ , nie mają więc wydzielonych współrzędnych środka masy jądra. Jeśli funkcję falową  $\Psi_{E_X J_X T_X}^X$  utworzy się z jednonukleonowych funkcji, które są rozwiązaniem równania Schrödingera z uśrednionym potencjałem jądrowym, przybliżonym przez potencjał oscylatora harmonicznego, wówczas dzięki odpowiedniemu wyborowi  $3(X-1)$  względnych współrzędnych przestrzennych nukleonów można ją przedstawić w postaci następującej [29]:

$$\Psi_{E_X J_X T_X}^X = \Phi_{00}(\vec{R}_X) \Phi_{E_X J_X T_X}^X, \quad (2)$$

gdzie:

$\Phi_{00}(\vec{R}_X)$  - funkcja falowa opisująca ruch środka masy jądra,

$\vec{R}_X$  - jego wektor wodzący względem początku układu odniesienia uśrednionego potencjału jądrowego,

$\Phi_{E_X J_X T_X}^X$  - wewnętrzna część funkcji  $\Psi_{E_X J_X T_X}^X$ , która opisuje ruch względny nukleonów.

Każdą funkcję falową zbudowaną z jednonukleonowych funkcji falowych oscylatora harmonicznego można scharakteryzować liczbą równą sumie kwantów oscylatora harmonicznego poszczególnych nukleonów wchodzących w skład jądra.

Ponieważ funkcja  $\Psi_{E_X J_X T_X}^X$  opisuje konkretny stan jądra, wykluczone jest aby środek masy jądra znajdował się w stanie wzbudzonym (jako przypadek niefizyczny). Wewnętrzna funkcja falowa  $\Phi_{X_X J_X T_X}^X$  musi zatem mieć taką samą liczbę kwantów co funkcja  $\Psi_{E_X J_X T_X}^X$ .

Proste własności transformacji funkcji falowych oscylatora harmonicznego przy zmianie układu współrzędnych nukleonów - transformacje Talmi'ego-Moshinsky'ego [30,31] - przesądzają o ich powszechnym stosowaniu w teorii jądra atomowego. Dlatego w dalszych rozważaniach zakłada się, że funkcje  $\Psi_{E_X J_X T_X}^X$  są zbudowane z jednonukleonowych funkcji falowych oscylatora harmonicznego.

W celu wyrażenia wzoru (1) przez funkcje falowe modelu powłokowego

$\Psi_{E_X J_X T_X}^X$  ( $X=A$  lub  $B$ ) definiuje się następującą całkę pomocniczą [25]:

$$I = \binom{A}{C}^{\frac{1}{2}} \left\langle \Psi_{E_A J_A T_A}^A \left| \left( \Psi_{E_B J_B T_B}^B \times \left( \varphi_{nL}(\vec{R}_C) \times \Phi_{E_C J_C T_C}^C \right)^{J_A} \right) \right. \right\rangle, \quad (3)$$

gdzie  $\varphi_{nL}(\vec{R}_C)$  - funkcja falowa ruchu środka masy jądra  $C$ , którego wektor wodzący  $\vec{R}_C$  zaczepiony jest w środku układu odniesienia uśrednionego potencjału jądrowego. Jest ona również przybliżana funkcją falową oscylatora harmonicznego o liczbie kwantów  $N=N_A-N_B-N_C$ , gdzie  $N_A$ ,  $N_B$ ,  $N_C$  - liczby kwantów oscylatora harmonicznego (o tej samej częstotliwości) funkcji falowych jąder  $A$ ,  $B$  i  $C$ . Liczba węzłów  $n$  (bez węzłów w zerze i nieskończoności) oraz kręt  $L$  funkcji falowej  $\varphi_{nL}$  określone są zależnościami:  $N=2n+L$  ( $n=0,1,2,\dots$ ). Podstawiając do wzoru (3) funkcje falowe  $\Psi_{E_X J_X T_X}^X$  w postaci (2) otrzymuje się, że

$$I = \binom{A}{C}^{\frac{1}{2}} \left\langle \Phi_{00}(\vec{R}_A) \Phi_{E_X J_X T_X}^A \left| \left( \Phi_{00}(\vec{R}_B) \Phi_{E_B J_B T_B}^B \times \left( \varphi_{nL}(\vec{R}_C) \times \Phi_{E_C J_C T_C}^C \right)^{J_A} \right) \right. \right\rangle, \quad (4)$$

gdzie  $\vec{R}_A$  ( $\vec{R}_B$ ) jest wektorem wodzącym środka masy jądra  $A$  ( $B$ ) względem początku układu odniesienia uśrednionego potencjału jądra  $A$  ( $B$ ). Występujący we wzorze (4) iloczyn funkcji  $\Phi_{00}(\vec{R}_B) \varphi_{nL}(\vec{R}_C)$  można przy pomocy uogólnionych współczynników Talmi'ego-Moshinsky'ego [32] przedstawić w postaci kom-

binacji liniowej iloczynów funkcji  $\Phi_{n',L'}(\vec{R}_A)$  i  $\varphi_{n''L''}(\vec{R}_{B,C})$ , zależnych od argumentów  $\vec{R}_A$  i  $\vec{R}_{B,C}$  w sposób następujący:

$$\Phi_{00}(\vec{R}_B)\varphi_{nL}(\vec{R}_C) = \sum_{n',L',n'',L''} \langle 00nL:L|B/C|n',L',n'',L'' :L \rangle \times (\Phi_{n',L'}(\vec{R}_A) \times \varphi_{n'',L''}(\vec{R}_{B,C}))^L, \quad (5)$$

gdzie  $\langle 00nL:L|B/C|n',L',n'',L'' :L \rangle$  - uogólniony współczynnik Talmi'ego-Moshinsky'ego [32].

Podstawiając wyrażenie (5) do wzoru (4) oraz pamiętając o definicji (1) otrzymuje się

$$I = \binom{A}{C}^{\frac{1}{2}} \langle 00nL:L|B/C|00nL:L \rangle \times \langle \Psi_{E_A^J A^T A}^A | (\Psi_{E_B^J B^T B}^B \times (\varphi_{nL}(\vec{R}_{B,C}) \times \Phi_{E_C^J C^T C}^C)^J)^{J_A} \rangle \quad (6)$$

$$= \binom{A-C}{A}^{\frac{2n+L}{2}} S_{A(B,C)}^{nLJ},$$

gdzie

$$\langle 00nL:L|B/C|00nL:L \rangle = \binom{A-C}{A}^{\frac{2n+L}{2}}.$$

Z wzorów (6) i (3) bezpośrednio wynika, że

$$S_{A(B,C)}^{nLJ} = \binom{A}{C}^{\frac{1}{2}} \binom{A}{A-C}^{\frac{2n+L}{2}} \langle \Psi_{E_A^J A^T A}^A | (\Psi_{E_B^J B^T B}^B \times (\varphi_{nL}(\vec{R}_C) \times \Phi_{E_C^J C^T C}^C)^J)^{J_A} \rangle. \quad (7)$$

Wzór (7) stanowi podstawę do formułowania szczegółowych wzorów na amplitudy spektroskopowe dla różnych partycji i konfiguracji stanów jądrowych.

### 2.3. Pięcionukleonowe amplitudy spektroskopowe dla jąder o liczbie masowej $9 \leq A \leq 16$

W paragrafie tym rozważane są amplitudy spektroskopowe dla lekkich jąder w stanach o konfiguracji  $(1s)^4(1p)^{A-4}$ . Funkcję falową dowolnego stanu jądra o powyższej konfiguracji można przedstawić w postaci kombinacji liniowej wektorów bazy

$$\mathcal{B}: \{ |k\rangle \equiv \Psi(1s)^4(1p)^n [f_k] \alpha_{kL_K S_K; J T m_J m_T}, k=1, 2, \dots, r \}, \quad (8)$$

gdzie:

- $r$  - wymiar bazy, który zależy od liczby masowej jądra,
- $[f_k]$  - diagram Younga, który określa symetrię permutacyjną orbitalnej części określonego stanu  $|k\rangle [np.33]$ ,
- $L$  - wypadkowy kręt orbitalny wszystkich nukleonów (dozwolone wartości krętu  $L$  określa diagram  $[f_k]$ ),
- $T(S)$  - wypadkowy izospin (spin) wszystkich nukleonów (dozwolone wartości  $T$  i  $S$  określa diagram  $[f_k]$ , sprzężony z diagramem  $[f_k]$ ),
- $J$  - wypadkowy spin stanu, który jest wektorem sprzężeniem wypadkowego krętu orbitalnego  $\vec{L}$  i wypadkowego spinu  $\vec{S}$  (w pracy stosuje się następującą kolejność sprzężenia:  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ ),
- $m_J(m_T)$  - rzut wypadkowego spinu (izospinu) na wyróżnioną oś,
- $\alpha$  - zespół dodatkowych liczb kwantowych niezbędnych do jednoznacznej klasyfikacji rozważanych stanów.

Funkcja falowa jądra  $X$  ( $X=A$  lub  $B$ ) rozwinięta w bazie (8) przyjmuje postać:

$$\Psi_{E_C J_C T_C}^X = \sum_{\varphi_X = [f_{\varphi_X}] \alpha_{\varphi_X} L_{\varphi_X} S_{\varphi_X}} c(\varphi_X) \Psi^X((1s)^4(1p)^{X-4} [f_{\varphi_X}] \alpha_{\varphi_X} L_{\varphi_X} S_{\varphi_X}; J_X T_X), \quad (9)$$

gdzie  $\varphi_X = (k, l)$  dla  $X = (A, B)$ ,  $c(\varphi_X)$  - współczynniki rozwinięcia, które otrzymuje się w wyniku procedury diagonalizacji macierzowej postaci hamiltonianu jądra [34, 35]. W zależności od rozważanych kanałów reakcji pięcionukleonowym klastrem  $C$  jest jądro  ${}^5\text{He}$  lub  ${}^5\text{Li}$ , które w bazie (8) redukuje się do jednego członu

$$\Psi_{E_C J_C T_C}^C = \Phi_{00}(R_C) \Phi_{E_C J_C T_C}^C ((1s)^4(1p)^1 [41] L_C = 1 S_C = 1/2; J_C T_C = 1/2), \quad (10)$$

gdzie  $J_C = 3/2$  odpowiada stanowi podstawowemu, a  $J_C = 1/2$  stanowi wzbudzonemu jądra  ${}^5\text{He}$  lub  ${}^5\text{Li}$ .

Podstawiając funkcje falowe (9) i (10) do wzoru (7) po przekształceniach otrzymuje się - dla rozważanych w tym paragrafie jąder - następujący wzór na pięcionukleonowe amplitudy spektroskopowe [34,36]:

$$S_{A(B,C)}^{nLJ} = \sum_{k=1}^n c(k) C(1) S_{A(B,C)}^{nLJ}(k,1). \quad (11a)$$

gdzie

$$S_{A(B,C)}^{nLJ}(k,1) = \frac{\sqrt{2 \cdot 3 \cdot 5}}{5^2} \binom{A-4}{5}^{1/2} \binom{A}{A-5}^{\frac{2n+L}{2}} \times$$

$$\times (T_B^{m_{T_B}} T_C^{m_{T_C}} | T_A^{m_{T_A}} ) \sum_{|L-L_c| \leq \mathcal{L} \leq L+L_c} \sqrt{(2L_k+1)(2S_k+1)(2J_B+1)(2J+1)} \begin{Bmatrix} L_1 & S_1 & J_B \\ \mathcal{L} & S_C & J \\ L_k & S_k & J_A \end{Bmatrix} \times \quad (11b)$$

$$\times U(LL_c JS_c; \mathcal{L} J_c) \langle (1p)^{A-4} [f_{p_k}] \alpha_k L_k T_A S_k | (1p)^{B-4} [f_{p_1}] \alpha_1 L_1 T_B S_1 \rangle$$

$$\rightarrow (1p)^5 [41] \mathcal{L} T_C S_C \rangle \cdot \langle (1p)^5 [41] \mathcal{L} | (1p)^4 [4] L \rangle.$$

Występujące we wzorze (11b) symbole oznaczają kolejno:

$(T_B^{m_{T_B}} T_C^{m_{T_C}} | T_A^{m_{T_A}} )$  - izospinowy współczynnik Clebscha-Gordana,

$$\begin{Bmatrix} L_1 & S_1 & J_B \\ \mathcal{L} & S_C & J \\ L_k & S_k & J_A \end{Bmatrix} - \text{symbol } 9j,$$

$$U(LL_c JS_c; \mathcal{L} J_c) = (-)^{L+L_c+J+S_c} \sqrt{(2\mathcal{L}+1)(2J_c+1)} \begin{Bmatrix} L & L_c & \mathcal{L} \\ S_c & J & J_c \end{Bmatrix},$$

gdzie  $(-)^{L+L_c+J+S_c} \begin{Bmatrix} L & L_c & \mathcal{L} \\ S_c & J & J_c \end{Bmatrix}$  - symbol Racah,

$$\langle (1p)^{A-4} [f_{p_k}] \alpha_k L_k T_A S_k | (1p)^{B-4} [f_{p_1}] \alpha_1 L_1 T_B S_1, (1p)^5 [41] \mathcal{L} T_C S_C \rangle -$$

pięcionukleonowy współczynnik genealogiczny dla powłoki  $1p$  [37] (określające ten współczynnik diagramy Younga  $[f_{p_k}]$  i  $[f_{p_l}]$  otrzymuje się z diagramów  $[f_k]$  i  $[f_l]$  przez formalne usunięcie z nich pierwszego wiersza),

$\langle (1p)^5 [41] L | (1p)^4 [4] L \rangle$  - orbitalny jednonukleonowy współczynnik genealogiczny dla powłoki  $1p$  [33].

#### 2.4. Pięcionukleonowe amplitudy spektroskopowe dla jąder o liczbie masowej $A < 9$

Wzory (11) nadają się do obliczeń pięcionukleonowych amplitud spektroskopowych w tych przypadkach, kiedy można posługiwać się pięcionukleonowymi współczynnikami genealogicznymi dla powłoki  $1p$ . Takie współczynniki istnieją dla jąder o liczbie masowej  $9 \leq A \leq 16$  [37]. W przypadku lżejszych jąder z powłoki  $1p$  wzory (11) nie mogą być stosowane.

Obliczenia pięcionukleonowych amplitud spektroskopowych dla jąder o liczbie masowej  $A < 9$  można łatwo wykonać opierając się na związku między amplitudami  $S_{A(B,C)}$  podziału jądra  $A$  na rdzeń  $B$  i klastery  $C$  oraz amplitudami  $S_{A(C,B)}$ , w których nastąpiła zamiana ról jąder  $B$  i  $C$  [38].

Zgodnie z wzorem (1) amplituda spektroskopowa podziału jądra  $A$  na rdzeń  $C$  i klastery  $B$  wyraża się następująco:

$$S_{A(C,B)}^{nLJ'} = \left( \frac{A}{B} \right)^{1/2} \langle \Phi_{E_A J_A T_A}^A | (\Phi_{E_C J_C T_C}^C \times (\varphi_{nL}^{R_C, B_C} \times \Phi_{E_B J_B T_B}^B)^{J'})^J A \rangle \quad (12)$$

Zmieniając kolejność sprzężenia krętów we wzorze (12) otrzymuje się, że

$$S_{A(B,C)}^{nLJ} = (-)^{J_C - J_A + J_B + 2L} \sum_{J'} U(J_B L J_A J_C \pm J' J) S_{A(C,B)}^{nLJ'} \quad (13)$$

Z ostatniego wzoru widać, że amplitudy pięcionukleonowe dla jąder o liczbie masowej  $A < 9$  dają się wyrazić przez amplitudy nie więcej niż trzynukleonowe, które z kolei można wyliczyć przy pomocy dobrze znanych metod [np. 24, 39].

Ostatnio zostały wykonane obliczenia (według wzorów (11) i (13)) pięcionukleonowych amplitud spektroskopowych dla lekkich jąder [w stanach o konfiguracji  $(1s)^4 (1p)^{A-4}$  [42]]. Są one zebrane w tabelach przeznaczonych do analizy mechanizmu przekazu wprost  ${}^5\text{He}$  lub  ${}^5\text{Li}$  w reakcjach między lekkimi jądrami z obszaru powłoki  $1p$ .



### 3. ZASTOSOWANIE PIĘCIONUKLEONOWYCH AMPLITUD SPEKTROSKOPOWYCH DO OPISU MECHANIZMU REAKCJI $^{12}\text{C}(p, ^6\text{Li})^7\text{Be}$

W rozdziale tym podany jest przykład zastosowania pięcionukleonowych amplitud spektroskopowych do badania mechanizmu reakcji  $^{12}\text{C}(p, ^6\text{Li})^7\text{Be}(g.s)$  ( $E_p = 51.9$  MeV) metodą DWBA. Analizę rozkładów kątowych przeprowadzono przy założeniu procesu jednostopniowego przekazu  $^5\text{He}$  wprost w stanach podstawowym ( $J^\pi, T = 3/2^-, 1/2$ ) i wzbudzonym ( $1/2^-, 1/2$ ).

#### 3.1. Obliczenia

Obliczenia numeryczne DWBA wykonano programem SATURN-MARS [40] w reprezentacji "post". Do generowania fal zaburzonych w kanałach wejściowym i wyjściowym stosowano potencjały optyczne z pracy [21]. Natomiast radialne funkcje falowe ruchu względnego związanych układów klastrowych  $^7\text{Be} + ^5\text{He}$  w  $^{12}\text{C}$  i  $p + ^5\text{He}$  w  $^6\text{Li}$  generowane były przez potencjał jądrowy typu Saxona-Woodsa i potencjał kulombowski. Potencjał kulombowski przybliżano potencjałem jednorodnie naładowanej kuli. Głębokość potencjałów wiążących typu Saxona-Woodsa dobierano tak, by poprawnie odtwarzały energie wiązania  $^5\text{He}$  w jądrach  $^6\text{Li}$  i  $^{12}\text{C}$ . Parametry związanych stanów układów klastrowych podane są w tabeli 1.

Tabela 1

Parametry związanych stanów układów klastrowych

Układ	n	L	$r_C$	V	$r_0$	$a_R$	$E_B$
			fm	MeV	fm	fm	MeV
$^{12}\text{C} \quad ^7\text{Be} + ^5\text{He}(g.s.)$	2	0	1.25	63.49	1.25	0.65	27.16
$^{12}\text{C} \quad ^7\text{Be} + ^5\text{He}(exc.)$	1	2	1.25	62.38	1.25	0.65	27.16
	1	2	1.25	67.23	1.25	0.65	31.16
$^6\text{Li} \quad ^1\text{p} + ^5\text{He}(g.s.)$	0	1	1.25	69.03	1.25	0.65	4.59
$^6\text{Li} \quad ^1\text{p} + ^5\text{He}(exc.)$	0	1	1.25	78.89	1.25	0.65	8.59

$r_0$  - promień potencjału wiążącego typu Saxona-Woodsa,

$r_C$  - promień potencjału kulombowskiego,

$a_R$  - parametr rozmycia potencjału wiążącego,

V - głębokość potencjału wiążącego,

$E_B$  - energia wiązania,

n - liczba węzłów funkcji falowej ruchu względnego rdzeń - klaster,

L - kąt ruchu względnego rdzeń - klaster.

Parametryzacja:  $R = r_0 / 5^{1/3} + 7^{1/3}$  dla  $^{12}\text{C}$ ,

$R = r_0 5^{1/3}$  dla Li.

Tabela 2

## Pięcionukleonowe amplitudy spektroskopowe

Jądro A	Rdzeń B	Klaster C	n	L	J	Amplituda spektroskopowa
${}^6\text{Li}$	${}^1\text{p}$	${}^5\text{He}(g.s.)$	0	1	1/2	0.885
			0	1	3/2	-0.062
		${}^5\text{He}(exc.)$	0	1	1/2	-0.566
			0	1	3/2	-0.305
${}^{12}\text{Li}$	${}^7\text{Be}$	${}^5\text{He}(g.s.)$	2	0	3/2	0.783
			1	2	3/2	-0.653
		${}^5\text{He}(exc.)$	1	2	3/2	0.383

Wymagane do analizy procesu jednostopniowego przekazu  ${}^5\text{He}$  wprost amplitudy spektroskopowe zamieszczone są w tabeli 2. Zostały one wyliczone programem AMPL [41], do którego jako dane wejściowe wczytano parametry funkcji falowych  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Be}$  i  ${}^{12}\text{C}$  wyliczone programem SHELL [35], oraz tablice pięcionukleonowych współczynników genealogicznych [37].

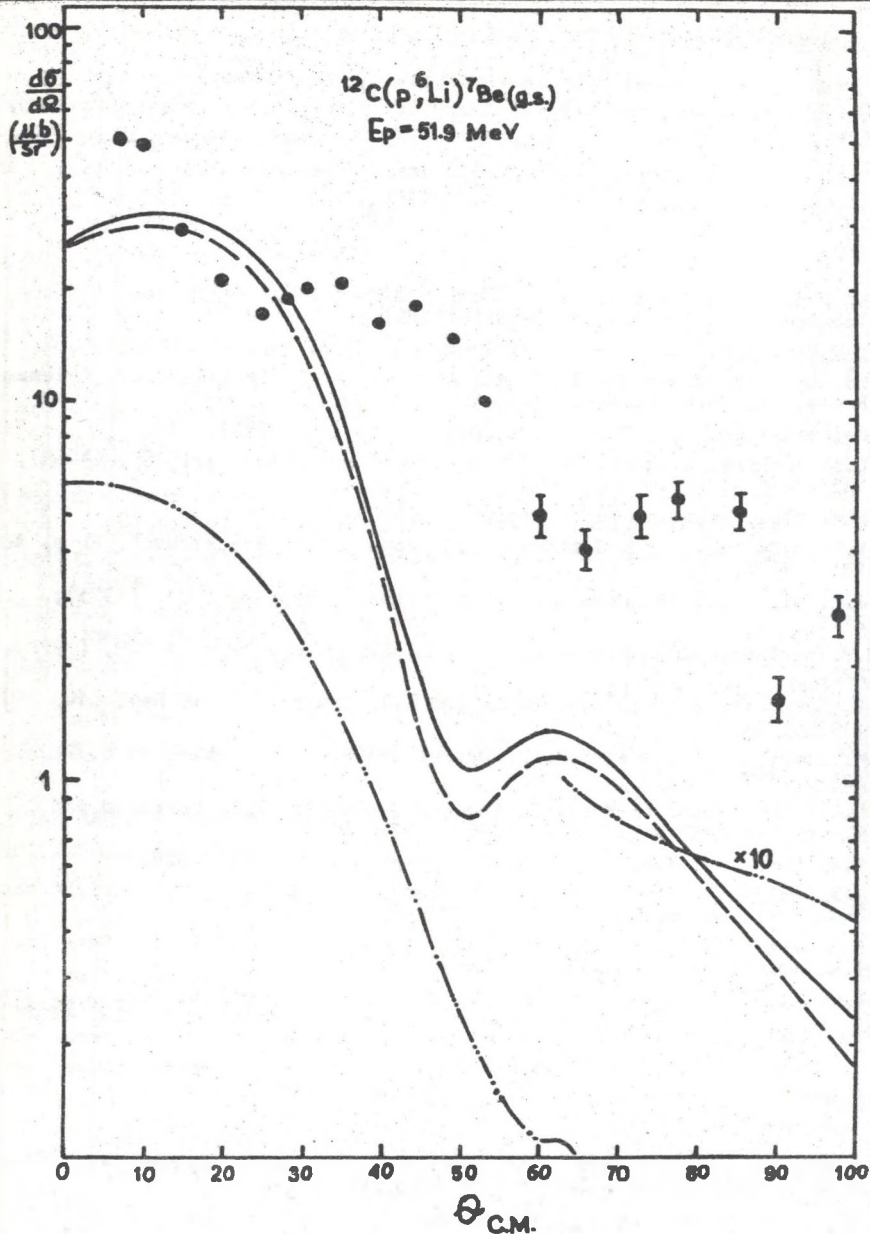
Rezultaty obliczeń oraz dane eksperymentalne [16] przedstawione są na rys. 1.

### 3.2. Omówienie wyników obliczeń

Z porównania teoretycznych obliczeń z eksperymentalnymi wynikami rozkładów kątowych  ${}^6\text{Li}$  (rys. 1) wynika, że mechanizm reakcji  ${}^{12}\text{C}(p, {}^6\text{Li}) {}^7\text{Be}(g.s.)$  ( $E_p=51.9$  MeV) jest bardziej złożony od założonego procesu jednostopniowego przekazu  ${}^5\text{He}$  wprost. Nie mniej jednak widać, że wkład tego procesu do mechanizmu reakcji jest decydujący.

O ilościowym udziale stanów  ${}^5\text{He}$  podstawowego ( $3/2^-, 1/2$ ) i wzbudzonego ( $1/2^-, 1/2$ ) w procesie jednostopniowego przekazu wprost można wnioskować na podstawie wartości przekrojów różniczkowych wyliczonych odpowiednio przy założeniu tylko przekazu  ${}^5\text{He}$  w stanie podstawowym lub tylko w stanie wzbudzonym. Okazuje się, że w przypadku omawianej reakcji kanał wyjściowy osiągnięty jest przy wkładzie stanu podstawowego  ${}^5\text{He}$  znacznie przewyższającym wkład stanu wzbudzonego.

W konkluzji należy zatem stwierdzić, że pomimo jakościowych niedostatków opisu rozkładów kątowych  ${}^6\text{Li}$  przy pomocy mechanizmu jednostopniowego przekazu  ${}^5\text{He}$  wprost, porównywalne z wartościami eksperymentalnymi w zakresie małych kątów rozpraszania ( $\Theta \approx 0^\circ - 30^\circ$ ), teoretyczne wartości przekrojów różniczkowych dają podstawę do twierdzenia o dominacji procesu jednostopniowego przekazu  ${}^5\text{He}$  wprost w reakcji  ${}^{12}\text{C}(p, {}^6\text{Li}) {}^7\text{Be}(g.s.)$ .



Rys. 1. Rozkłady reakcji  $^{12}\text{C}(p, ^6\text{Li}) ^7\text{Be}(\text{g.s.})$

$\Phi$  - dane eksperymentalne [16], - - - - (- · · · · ·) - wyniki obliczeń DWBA przy założeniu przekazu  $^5\text{He}$  w stanie podstawowym ( $3/2^-, 1/2$ ) (wzbudzonym ( $1/2^-, 1/2$ )). — - - - - wyniki obliczeń DWBA przy założeniu koherentnego sumowania przyczynków pochodzących od przekazu  $^5\text{He}$  w stanach podstawowym i wzbudzonym

Podziękowanie

Jeden z autorów (E.K.) pragnie podziękować Panu Profesorowi dr hab. Andrzejowi Zastawnemu, Dyrektorowi Instytutu Fizyki Politechniki Śląskiej, za umożliwienie współpracy z Zakładem Fizyki Jądrowej Instytutu Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, przychylność oraz zainteresowanie poruszaną w artykule tematyką badań.

- [1] K. Widlermuth and Y.C. Tang: A Unified Theory of the Nucleus (Vieweg, Tübingen, Minneapolis, Minnesota, (1975).
- [2] Y.C. Tang, M. LeMere and D.R. Thompson: Phys. Rep. 47, (1978), 167.
- [3] Ed. by M. Baranger and E. Vogt: Advances in Nuclear Physics. (Plenum Press, New York, London, 1972) Vol. 5.
- [4] J. Cerny and H.R. Pehl: Phys. Rev. Lett, 12, (1964), 619.
- [5] D.G. Fleming, J. Cerny and N.K. Glendenning.: Phys. Rev. 165, (1968), 1153.
- [6] H.W. Barz, et al.: Nucl. Phys. 73, (1965), 473.
- [7] W. Von Oertzen, H.H. Guttbrod, U.C. Voos and R. Boock: Nucl. Phys. A 133 (1969), 101.
- [8] J.L. Wiza, H.G. Bingham and H.T.: Fortune: Phys. Rev. C7, (1973), 2175.
- [9] H.T. Fortune, L.R. Medsker and J.N. Bishop: Nucl. Phys. A 309, (1978), 221.
- [10] F. Ajzenberg-Selove, R.R. Betts and D.J. Crozier: Phys. Rev. C14, (1976), 357.
- [11] M. Lowry, J.S. Schweitzer, T. Dayras and R.G. Stockstad: Nucl. Phys. A259, (1976), 122.
- [12] U.C.S. Schlotthauer-Voos, R. Bock, H.G. Bohlen, H.H. Gurrbrod and W. von Oertzen: Nucl. Phys. A186, (1972), 225.
- [13] L.J. Denes and W.W. Daehnick: Phys. Rev. 154, (1967), 928.
- [14] A.B. Holman, J. Perrenoud, J.C. Young, M.B. Epstein, T.B. Wright and T.A. Cahil: Nucl. Phys. A174, (1971), 161.
- [15] K.H. Bray, M. Jain, K.S. Yayaraman, G. LoBianco, W.T.H. Van Oers and I.Y. Wu: Nucl. Phys. A 163, (1971), 649.
- [16] S. Kato, S. Kubono, T. Yamaya, H. Endo, K. Takimoto, K. Fujii, J. Schimizu, N. Takahashi, Y. Iwasaki and J. Kasagi: Phys. Lett. 62B. (1976), 153
- [17] L. Jarczyk, B. Kamys, J. Okołowicz, J. Sromicki, A. Strzałkowski, H. Witała, Z. Wróbel, J. Lang, R. Müller and E. Ungricht: Nucl. Phys. A325, (1979), 510.
- [18] L. Jarczyk, B. Kamys, A. Magiera, J. Sromicki, A. Strzałkowski, G. Willim, Z. Wróbel, D. Balzer, K. Bodek, M. Hugi, J. Lang, R. Müller and E. Ungricht: Nucl. Phys. A369, (1981), 191.
- [19] H. Reiss, H.V. Klapdor, G. Rossner, J.L.C. Ford and T.S. Thornton: Ncl. Phys. A283, (1977), 149.
- [20] J.C. Young, A.B. Holman, I. Slans and T.A. Cahil: Phys. Lett. 37B, (1971), 377.
- [21] Y. Kudo, T. Honda and H. Horie: Prog. Theor. Phys.: 59, (1978), 101.
- [22] T. Honda, Y. Kudo and H. Horie: Prog. Theor. Phys.: 63, (1980), 872.
- [23] N. Austern: Direct Nuclear Reaction Theories (Wiley, New York, London, Sydney, Toronto, (1970)).

- [24] I.S. Towner: A Shell Model Description of Light Nuclei (Clarendon Press, Oxford 1977).
- [25] M. Ichimura, A. Arima, E.C. Halbert and T. Teresawa: Nucl. Phys. A 204, (1973), 225.
- [26] I. Rotter: Nucl. Phys. A 135, (1969), 378.
- [27] I. Rotter: Nucl. Phys. A 122, (1968), 567.
- [28] H. Oberhummer, W.P. Pfeifer, F. Brunner and H.H. Müller: Nucl. Phys. A441, (1983), 415.
- [29] J.P. Elliot and T.H.R. Skyrme: Proc. Roy. Soc. A232, (1955), 561.
- [30] I. Talmi: Helv. Phys. Acta 25, (1952), 185.
- [31] M. Moshinsky: Nucl. Phys. 13, (1959), 104.
- [32] Y.F. Smirnov: Nucl. Phys. 27, (1961), 177.
- [33] H.A. Jahn and H. van Wieringen: Proc. Roy. Soc. A209, (1951), 502.
- [34] E. Kwaśniewicz: Praca doktorska (Katowice, 1983).
- [35] J. Kisiel, M. Siemaszko i E. Kwaśniewicz: Program SHELL (Katowice, 1982), nieopublikowany.
- [36] Y.F. Smirnov and Y.M. Tchuvilsky: Phys. Rev. C15, (1977), 84.
- [37] D. Chlebowska, E. Kwaśniewicz and M. Siemaszko: Phys. G7, (1981), 623.
- [38] E. Kwaśniewicz and M. Siemaszko: Proc. Int. Conf. on Nucl. Structure (Amsterdam, August, 1982), Vol. 1.
- [39] V.G. Neudatchin and Y.F. Smirnov: Nucleon Clusters in the Light Nuclei (Nauka, Moscow, 1969).
- [40] T. Tamura and K.S. Low: Comp. Phys. Com. 8, (1974), 349.
- [41] M. Siemaszko and E. Kwaśniewicz: Program AMPL (Katowice, 1981), nieopublikowany.
- [42] E. Kwaśniewicz and L. Jurczyk: Nucl. Phys. A441, (1985), 77.

ПЯТИНУКЛЕОННЫЕ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ АМПЛИТУДЫ  
ДЛЯ ЛЕГКИХ ЯДЕР 1-р ОБОЛОЧКИ

Р е з ю м е

В работе обсуждено метод вычисления пятинуклонных спектроскопических амплитуд для легких ядер 1-р оболочки. Из этого следует, что для вычисления пятинуклонных спектроскопических амплитуд нужны пятинуклонные генеалогические коэффициенты и волновые функции ядер.

Вычисленные по описанному методу пятинуклонные амплитуды применено для исследования механизма реакции  $^{12}\text{C}(p, ^6\text{Li})^7\text{Be}$  методом искаженных волн.

Из приведенных вычислений возникает, что процесс прямой передачи  $^5\text{He}$  решающе влияет на механизм реакции  $^{12}\text{C}(p, ^6\text{Li})^7\text{Be}$ .

## FIVE-NUCLEON SPECTROSCOPIC AMPLITUDES FOR 1p-SHELL NUCLEI

## S u m m a r y

A method of calculation of five nucleon spectroscopic amplitudes for 1p-shell nuclei is presented. The wave functions of the nuclei considered and five-nucleon coefficients of fractional parentage are the essential components of the formula for five-nucleon spectroscopic amplitudes.

The example of application of the five-nucleon spectroscopic amplitudes for analyse the mechanism of the  $^{12}\text{C}(p, ^6\text{Li})^7\text{Be}$  reaction is given.

From the DWBA calculations it result that the one-step direct transfer of  $^5\text{He}$  is the dominant process in the  $^{12}\text{C}(p, ^6\text{Li})^7\text{Be}$  reaction mechanism.

Tłumaczyli autorzy artykułu

Wpłynęło do Redakcji 10.I.1984

Recenzent:

Doc. dr hab. Andrzej Bałanda